Untersuchungen der feldbegrenzenden Mechanismen in supraleitenden Niob-Resonatoren

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

MICHAEL PEKELER
aus Lohne

Hamburg
1996

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. P. Schmüser Prof. Dr. B. H. Wiik
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. P. Schmüser Prof. Dr. E. Lohrmann
Datum der Disputation:	6. Mai 1996
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. B. Kramer

Wir müssen uns Sisyphus als einen glücklichen Menschen vorstellen.
- Albert Camus

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Dissertation wurde am Deutschen Elektronensynchrotron DESY eine Apperatur zur Messung der äußeren Oberflächentemperatur eines einzelligen, mit suprafluidem Helium gekühlten, supraleitenden 1.3-GHz-Resonators aufgebaut. Das System besteht aus 768 Thermometern, die gleichmäßig über die Oberfläche verteilt angeordnet sind. Die Auslese aller Thermometer kann in einer Zeit $t < 40$ ms geschehen. Das Auflösungsvermögen beträgt 2 mK.

In der Praxis hat sich die Apperatur als sehr leistungsstark erwiesen. Alle Veränderungen in der Erregungskurve $Q(E)$ des Resonators (Güte als Funktion der elektrischen Feldstärke) konnten durch Modifikationen der Temperaturkarten erklärt werden.

Lokal erhöhter Oberflächenwiderstand, Feldemission und Glühemission sind die Verlustmechanismen, durch die heutige Resonatoren in ihrer Feldstärke begrenzt werden. Die Abhängigkeit der Erwärmung der Oberfläche von der elektrischen Feldstärke wurde studiert und mit Modellrechnungen verglichen. Dadurch war es möglich, die charakteristischen Parameter der Feld- und Glühemitter sowie den Betrag des lokal erhöhten Oberflächenwiderstandes zu ermitteln.

Die Ursache von Konditionierungsereignissen (sprunghafte Änderung des $Q(E)$-Verhaltens) konnte durch Verschwinden oder Verändern von Emittern erklärt werden. Als Auswirkung der Konditionierungsereignisse wurde oft eine Abnahme der Güte beobachtet, deren Ursache durch Kontamination der Oberfläche mit Überresten der Emitter erklärt werden konnte. Die Konditionierung im Dauerstrichbetrieb wurde mit der Konditionierung im HPP-Betrieb (high power processing) verglichen. Es war möglich, die Entfernung von Emittern mit einem typischen Verlauf der transmittierten Leistung im Pulsbetrieb zu identifizieren.

Es wurden auch zeitlich veränderliche Temperatursignale beobachtet und das Verhalten des Resonators im thermischen Zusammenbruch studiert. Befand sich der Resonator im gepulsten Betrieb längere Zeit im thermischen Zusammenbruch, so konnte eine Zunahme der Güte (bei vorheriger Kontamination der Oberfläche) beobachtet werden. Als Grund wurde die Umverlagerung der Überreste konditionierter Emitter von der warmen Resonatorwand zu anderen kalten Teilen des Vakuumsystems gefunden.

Eine Zusammenfassung der Tests an neunzelligen Resonatoren für den am DESY im Aufbau befindlichen TTF-Linearbeschleuniger schließt die Arbeit ab.

Abstract

Within the scope of this thesis a temperature mapping system was developed, capable of measuring the temperature distribution on the outer surface of a single cell 1.3 Ghz superconducting cavity, immersed in superfluid helium. The system consists of 768 thermometers covering the surface almost equally. A total readout of all thermometers can be achieved in a time $t < 40$ ms. The resolution of the system is in the order of 2 mK.

The temperature mapping system has proven to be an excellent diagnostic tool. Any significant change in the excitation function $Q(E)$ of the cavity (quality factor as function of accelerating gradient) could be associated with a modification in the temperature map.

Locally enhanced surface resistance, field emission and thermionic emission are the main loss mechanisms which are limiting the maximum gradient in present-day cavities. The surface heating caused by these loss mechanisms was studied as a function of the electric field and compared with model calculations. As a result, it was possible to obtain the characteristic parameters of field and thermionic emitters and also the magnitude of the enhanced surface resistance.

Processing events, that is erratic change of the $Q(E)$ excitation curve, were found to be associated with the destruction or modification of emitters. Often a degradation of the quality factor Q along with a processing event occured. The reason is surface contamination by material evaporated from the processed emitter. The removal of emitters by high power processing (HPP) could be related to a typical decay of the transmitted power signal.

It was possible to observe transient temperature signals and to study the quench characteristics of the cavity. Sometimes a recovering of the quality factor (in case of prior surface contamination) was achieved via HPP by driving the resonator into the thermal breakdown for a long time. This is probably due to a transfer of the contaminants from the warmer cavity wall to the cold parts of the cavity vacuum system.

The test results on nine-cell cavities of the TTF-linac under construction at DESY are summarized.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1 Supraleitende Hohlraumresonatoren aus Niob **3**
1.1 Theoretisch erreichbare Beschleunigungsfeldstärken 5
1.2 Theoretisch erreichbare Güten 7
1.3 Gütebegrenzende Effekte 9
1.3.1 Normalleitende Defekte 9
1.3.2 Verluste in magnetischen oder dielektrischen Oberflächenschichten 11
1.3.3 Eingefrorener Magnetfluß 11
1.4 Effekte, die die Beschleunigungsfeldstärke begrenzen 12
1.4.1 Thermischer Zusammenbruch 12
1.4.2 Feldemission 15
1.4.3 Glühemission 17
1.4.4 Resonante Feldemission 17

2 Hochfrequenzmessungen an supraleitenden Resonatoren **19**
2.1 Präparation des Resonators 20
2.2 Messungen im Dauerstrichbetrieb 23
2.2.1 Bestimmung der unbelasteten Güte 25
2.2.2 Bestimmung der Beschleunigungsfeldstärke 28
2.3 Messungen im Pulsbetrieb 28
2.4 Veränderung des Emissionsverhaltens durch Hochfrequenzkonditionierung 29

3 Meßaufbau zur Bestimmung der Temperaturverteilung der äußeren Resonatoroberfläche **32**
3.1 Das Temperaturmeßsystem 32
3.1.1 Thermometer in suprafluidem Helium 33
3.1.2 Montage der Thermometer an einen Resonator 34
3.1.3 Elektrische Verbindungen 36
3.2 Messung von Temperaturkarten 39
3.2.1 Eichung der Thermometer 40
3.2.2 Aufnahme der örtlichen Temperaturverteilung 41
3.2.3 Aufnahme von zeitlichen Temperaturentwicklungen 43

3.3 Bestimmung der Temperatur der inneren Oberfläche 44
3.4 Erwärmung durch Hitzequellen 47
3.4.1 Punktförmige Erwärmung 47
3.4.2 Linienförmige Erwärmung 49
3.4.3 Temperaturverteilung auf der äußeren Oberfläche 51

4 Erwärmung durch erhöhten Oberflächenwiderstand und durch Feld- und Glühemission 53
4.1 Erwärmung durch erhöhten Oberflächenwiderstand 54
4.2 Erwärmung des Resonators durch einen Feldemitter 56
4.2.1 Fowler-Nordheim-Auftragung der gemessenen Temperaturerhöhungen 57
4.2.2 Simulation der Feldemission und der resultierenden Wärmeentwicklung 58
4.3 Beobachtung von Glühemission 62
4.3.1 Richardson-Auftragung der gemessenen Temperaturverteilung 63
4.3.2 Simulation der Glühemission 63
4.4 Unterscheidung zwischen Glühemission und Feldemission 66
4.4.1 Erwärmung durch Glühemitter und Feldemitter in Abhängigkeit vom Emissionsort 67

5 Zusammenhang zwischen den Temperaturkarten und dem $Q(E)$-Verhalten des Resonators 70
5.1 Verringerung der Güte infolge von Konditionierungsereignissen 70
5.1.1 Das Verhalten des Resonators vor dem Konditionierungsereignis 72
5.1.2 Der Einfluß des Konditionierungsereignisses 75
5.1.3 Das Verhalten des Resonators nach dem Konditionierungsereignis 77
5.2 Verringerung der Güte durch Hochleistungskonditionierung 79
5.3 Verbesserung der Güte eines konditionierten Resonators 81
5.3.1 Aufwärmung auf Raumtemperatur 82
5.4 Einfluß durch Erwärmung im HPP-Betrieb 82
5.5 Gefahren durch Verwendung von Hochleistungskopplern 85

6 Beobachtung von zeitlich veränderlichen Temperatursignalen 89
6.1 Die zeitliche Wärmeentwicklung durch einen Emitter 89
6.2 Temperaturkarten im HPP-Betrieb 91
6.2.1 Die transmittierte Leistung während HPP 91
6.2.2 Identifizierung von Konditionierungsereignissen während HPP 92
6.3 Der thermische Zusammenbruch des Resonators 94
6.3.1 Dynamik des Quenches im Dauerstrichbetrieb 95
6.3.2 Modell für den Quench 98
6.3.3 Der Quench während HPP 99
6.4 Maximal mögliche Wärmebelastung eines Resonators 101

7 Messung bei 4.2 Kelvin **103**

8 Messungen an 9-zelligen Resonatoren **106**
8.1 Durchgeführte Meßreihen 106
8.1.1 Resonator D1 107
8.1.2 Resonator D2 107
8.1.3 Resonator D3 109
8.1.4 Resonator D4 110
8.1.5 Resonator D5 110
8.1.6 Resonator D6 114
8.1.7 Resonator S7 114
8.1.8 Resonator C19 115
8.2 Diskussion der Meßreihen 115
8.3 Plateau-Messungen 117

Zusammenfassung **120**

A Eigenschaften eines zylinderförmigen Hohlraumresonators **122**

B Ersatzschaltbilder für Hohlraumresonatoren **128**

C Der Resonator unter dem Einfluß eines Rechteckpulszuges **132**

D Wärmeleitfähigkeit von Helium II **138**

Literaturverzeichnis **143**

Abbildungsverzeichnis

1.1 Typische Geometrie eines supraleitenden Resonators und Feldverteilung in der π-Mode. 4
1.2 Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes von Niob bei 1.3 GHz. 10
1.3 Spitze-auf-Spitze-Modell zur Erklärung großer Feldüberhöhungsfaktoren. 16

2.1 Veränderung der Güte eines einzelligen 1.3 GHz Resonators beim Abkühlen von 4.5 K auf 1.5 K. 19
2.2 Typischer Verlauf einer $Q(E)$-Messung an einem durch Feldemission belasteten Resonator. 20
2.3 Schematische Darstellung des Testaufbaus. 22
2.4 Schaltplan zur Hochfrequenzmessung. 24
2.5 Zeitlicher Verlauf von Vorwärtsleistung und reflektierter Leistung im Fall eines angepaßten, unterkoppelten und überkoppelten Resonators. 26
2.6 Zeitlicher Verlauf von Vorwärtsleistung eines Klystronpulses, der Beschleunigungsfeldstärke und der transmittierter Leistung im Falle sehr starker Kopplung. 30
2.7 Elektronenmikroskopische Aufnahme eines zerstörten Emitters. 31

3.1 Thermometer zur Messung der Temperatur der äußeren Oberfläche eines supraleitenden Resonators in suprafluidem Helium. 33
3.2 Konstruktionszeichnung des verwendeten Resonators LDP1-1. 34
3.3 Verwendete Montageplatinen zur Befestigung der Thermometer an die Oberfläche des Resonators. 35
3.4 Halterungsplatine im Destail. 36
3.5 Vakuumdurchführung fertig montiert auf dem Kryostatendeckel und Prinzip der Stromversorgung der Thermometer. 37
3.6 Signalwege des Temperaturmeßsystems. 38
3.7 Mittlere Standardabweichung der Widerstandsmessung der Thermometer in Abhängigkeit von der Anzahl der Messungen je Vorzeichen der Versorgungsspannung und der Meßzeit je Kanal. 39
3.8 Der Resonator mit allen Thermometern montiert auf dem Teststand und fertig zum Einbau in den Kryostaten. 40
3.9 Eichkurve eines Thermometers. 41

3.10 Darstellung der aufgenommenen Temperaturverteilung als Merkatorprojektion. 42
3.11 Temperaturverlauf längs eines Meridians während eines HPP-Pulses. . 43
3.12 Temperaturverteilung im Niob und im Heliumbad bei Kühlung mit suprafluidem Helium. 44
3.13 Korrelation zwischen der dissipierten Leistung und der mittleren Temperaturerhöhung auf der Außenoberfläche des Resonators. 46
3.14 Niobblech mit punktförmiger Hitzequelle. 47
3.15 Erwärmung der äußeren Oberfläche des Resonators durch eine punkt- und linienförmige Wärmequelle. 52

4.1 Definition der Koordinate s entlang eines Meridians. 53
4.2 Verteilung der elektrischen und magnetischen Felder entlang eines Längenkreises. 54
4.3 Beispiel für Erwärmung durch erhöhten Oberflächenwiderstand. . . . 55
4.4 Erwärmung eines feldemissionsbelasteten Resonators. 57
4.5 Fowler-Nordheim-Auftragung der gemessene Erwärmung. 59
4.6 Trajektorien und Erwärmung eines Feldemitters bei $s = -8.75$ cm. . . 61
4.7 Temperaturkarte mit einem Kandidaten für Glühemission und Erwärmung entlang eines Meridians. 62
4.8 Richardson-Auftragung der Erwärmung durch einen Glühemitter. . . 64
4.9 Trajektorien und Erwärmung eines Glühemitters bei $s = -6.8$ cm. . . 65
4.10 Fowler-Nordheim-Auftragung der Erwärmung durch den Glühemitter und Richardson-Auftragung der Erwärmung des Feldemitters. 66
4.11 Typische Trajektorien und Erwärmung durch einen Feldemitter, der sich in der Nähe des Strahlrohres befindet. 67
4.12 Unterschiedliche Trajektorien und Erwärmung durch einen Glühemitter und Feldemitter, die sich bei $s = -7.5$ cm befinden. 68
4.13 Typische Trajektorien und Erwärmung durch einen Glühemitter, der sich in der Nähe des Äquators befindet. 69

5.1 Beispiel für den Einfluß eines Konditionierungsereignisses auf das $Q(E)$-Verhalten eines Resonators. 71
5.2 Gemessene und simulierte Temperaturerhöhungen des Emitters bei $s_0 = -8.8$ cm. 73
5.3 Gemessenes und simuliertes $Q(E)$-Verhalten des Resonators vor dem Konditionierungsereignis. 74
5.4 Fowler-Nordheim-Auftragungen der gemessenen Erwärmung der beiden Emitter vor und nach dem Konditionierungsereignis. 76
5.5 Auftragung der Erwärmung entlang des Meridians gegen das Quadrat der Spitzenfeldstärke. 76
5.6 Temperaturerhöhung des am stärksten erwärmten Thermometers in dem durch das Konditionierungsereignis entstandene Gebiet als Funktion vom Quadrat des lokalen magnetischen Feldes. 77

5.7 Gemessene und simulierte Erwärmung des Emitters am Ort $s_0 = -8.75$ nach dem Konditionierungsereignis. 78
5.8 Vergleich des gemessenen und simulierten $Q(E)$-Verhaltens des Resonators nach dem Konditionierungsereignis. 79
5.9 Beispiel für die Verschlechterung der Niedrigfeldgüte infolge eines Konditionierungsereignisses im HPP-Betrieb. 80
5.10 Temperaturkarten der Resonatoroberfläche bei kleinen Feldstärken. Zwischen den beiden Karten wurde der Resonator auf Raumtemperatur aufgewärmt. 82
5.11 Verbesserung der Güte eines Resonators durch eine HPP-Behandlung bei 4 K. 84
5.12 Verbesserung der Güte des Resonators durch eine HPP-Behandlung bei 2 K. 86
5.13 Die Hochleistungskoppler Fermi 1 und Fermi 3. 87
5.14 Beispiel für die Aktivierung eines Emitters. 88

6.1 Zeitlicher Verlauf der Temperatursignale während eines HPP-Pulses. . 90
6.2 Die transmittierte Leistung während HPP im normalen Fall, während eines Konditionierungsereignisses und beim thermischen Zusammenbruch des Resonators. 92
6.3 Vergleich von Temperaturenkarten, die im Dauerstrich und im gepulsten Betrieb aufgenommen wurden. Der Einfluß eines Konditionierungsereignisses ist erkennbar. 93
6.4 Vergleich des Quenchverhaltens des Resonators im Dauerstrichbetrieb und während des HPP-Betriebs. 95
6.5 Zeitliche Entwicklung der Temperaturen während eines thermischen Zusammenbruchs des Resonators. 97
6.6 Normierte zeitliche Entwicklung der Erwärmung um den Quenchort. . 98
6.7 Erwärmung durch einen Quench zu verschiedenen Zeiten nach dem Zusammenbruch des Feldes. 100
6.8 Maximale Wärmebelastung eines Resonators. 102

7.1 $Q(E)$-Messung des Resonators bei einer Badtemperatur von 4.2 K. . . 104

8.1 Messung am Resonator D1. 107
8.2 Messungen am Resonator D2. 108
8.3 Messungen am Resonator D3. 109
8.4 Messungen am Resonator D4. 111
8.5 Messungen am Resonator D5. 112
8.6 Messungen am Resonator D6. 113
8.7 Messung am Resonator S7. 114
8.8 Messung am Resonator C19. 115
8.9 Plateau-Messung am Resonator D2. 117
8.10 Korrelation zwischen maximal im Dauerstrichbetrieb, im Plateau-Betrieb und im HPP-Betrieb erreichter Beschleunigungsfeldstärke. . . 119

A.1 Zylinderförmiger Hohlraumresonator. 122
A.2 Die Besselfunktionen $J_0(x)$ und $J_1(x)$. 123
A.3 Ausschnitt der Leiteroberfläche zur Berechnung der Stromdichte und Skizze zur Berechnung des Oberflächenwiderstandes. 126

B.1 Ersatzschaltbild eines Hohlraumresonators. 128
B.2 Ersatzschaltbild für N kapazitiv gekoppelte Resonatoren. 129
B.3 Spannungen in den einzelnen Zellen eines 9-zelligen Schwingkreises für alle 9 möglichen Grundmoden. 131
B.4 Verhältnis der Resonanzfrequenzen der Grundmoden eines 9-zelligen Schwingkreises zur Resonanzfrequenz eines einzelligen Resonators. . . 131

C.1 System Stromquelle-Koppler-Resonator im Ersatzschaltbild. 132

D.1 Phasendiagramm von ^{4}He. 138
D.2 Verhältnis der Dichten der normalen und suprafluiden Komponente zur Gesamtdichte von He II als Funktion der Temperatur. 139
D.3 Temperaturgradient in einem mit He II gefüllten Kanal als Funktion des Wärmeflusses und Gorter-Mellink Parameter bei Dampfdruck. . . 141
D.4 Wärmeleitfunktion $f(T)$ für turbulentes He II. 142

Tabellenverzeichnis

1.1 Einige wichtige Materialeigenschaften der Supraleiter Blei, Niob und Niob-Zinn (Nb_3Sn). 7
1.2 Restwiderstands-Koeffizienten für Verunreinigungen durch verschiedene Elemente in Niob. 14

3.1 Parameter des Resonators LDP1-1. 34

8.1 Vergleich der Beschleunigungsfeldstärken, die im Dauerstrichbetrieb, im Plateau-Betrieb und im HPP-Betrieb erreicht wurden. 118

Einleitung

Ein neuer Positron-Elektron-Linearbeschleuniger mit einer Schwerpunktsenergie von 500 GeV bis einigen TeV und einer Luminosität von über 10^{33} $cm^{-2}s^{-1}$ wäre die ideale Maschine, um komplementär zum LHC (Large Hadron Collider) nach dem Higgs Teilchen und supersymmetrischen Teilchen zu suchen und Effekte zu studieren, die über das Standardmodell hinausgehen. Es gibt derzeit mehrere Vorschläge, wie solch ein Linearbeschleuniger verwirklicht werden könnte. Das TESLA-Konzept (Tera Electron Volt Superconducting Linear Accelerator) beruht auf neunzelligen supraleitenden 1.3-GHz-Resonatoren aus Niob zur Beschleunigung [1]. Supraleitende Resonatoren haben eine Reihe von Vorzügen gegenüber ihren normalleitenden Konkurrenten. Aufgrund des fast verschwindenden Hochfrequenzwiderstandes ist wenig Energie nötig, um die Felder in den Resonatoren bereitzustellen. Durch die geringen Verluste kann die zur Verfügung stehende Hochfrequenzleistung fast ausschließlich zur Beschleunigung des Elektronen- beziehungsweise Positronenstrahls verwendet werden.

Ein zweiter Vorteil ergibt sich aus der Geometrie der supraleitenden Resonatoren. Durch die Größe der Öffnungen an den Irisblenden ergibt sich eine sehr geringe Wechselwirkung des Teilchenstrahls mit dem Resonator. Die geringen Wake-Felder bewirken eine hervorragende Strahlqualität, es kann daher in einem supraleitenden Resonator ein hoher Teilchenstrom beschleunigt werden.

Zur Zeit befindet sich ein supraleitender Test-Linerabeschleuniger bei DESY im Aufbau. Dieser mit TTF (TESLA Test Facility) bezeichnete Linearbeschleuniger soll die Realisierbarkeit eines supraleitenden Beschleunigungskonzeptes demonstrieren [2]. Die Erfahrungen beim Bau und Betrieb des Testbeschleunigers können als Grundlage für die Auslegung des TESLA-Linearbeschleunigers dienen.

Supraleitende Resonatoren sind zur Zeit sehr kostspielig. Um einen supraleitenden Linearbeschleuniger wirtschaftlich zu machen, müssen Beschleunigungsfeldstärken von 25 MV/m erreicht werden. Obwohl dieser Wert deutlich unter der theoretischen Grenze von 50 MV/m liegt, ist er doch um mehr als einen Faktor 3 höher als der von den heute im Einsatz befindlichen Resonatoren erreichte Wert. Für die Resonatoren des Testlinearbeschleunigers TTF wird ein Beschleunigungsfeld von 15 MV/m angestrebt.

Es gibt im wesentlichen zwei Phänomene, die die Feldstärke in einem supraleitenden Resonator begrenzen: thermischer Zusammenbruch des Resonators (Quench) in-

folge von Fremdmaterialeinschlüssen und erhöhte Verluste durch Elektronenemission von der inneren Oberfläche. Die emittierten Elektronen werden durch das elektrische Feld im Inneren des Resonators beschleunigt. Treffen sie die Resonatorwand, so erfolgt durch die deponierte kinetische Energie eine starke Erwärmung, ein Quench kann die Folge sein.

Um die feldbegrenzenden Mechanismen zu studieren, wurde eine Meßapparatur aufgebaut, mit der es möglich ist, die Temperaturverteilung der äußeren Oberfläche eines einzelligen 1.3 GHz Resonators zu messen und dadurch Rückschlüsse auf die Temperatur der inneren Oberfläche zu erhalten. Quellen für erhöhte Verluste können lokalisiert werden und die Erwärmung in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke gemessen werden. Die Einflüsse der Hochleistungskonditionierung (high power processing) auf das Verhalten des Resonators und die zeitliche Entwicklung der Oberflächentemperatur, besonders während eines Quenches, konnte studiert werden.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kaptiel 1 erfolgt eine Einführung in die Hochfrequenzsupraleitung sowie eine Darstellung der Phänome, die die Güte und die maximale Feldstärke eines Resonators begrenzen. Kapitel 2 beschäftigt sich mit den Grundlagen der Hochfrequenzmessung an supraleitenden Resonatoren. In Kapitel 3 wird die Meßapparatur beschrieben. Es sind dort auch Wärmeleitungsrechnungen zur Bestimmung der Temperaturverteilung in der Resonatorwand für den Fall einer gleichmäßigen und einer punktförmigen Erwärmung der inneren Oberfläche zu finden.

Kapitel 4 widmet sich drei ausgewählten Beispielen für die Erwärmung des Resonators durch erhöhten Oberflächenwiderstand, durch Feldemission und durch Glühemission. Die Messungen werden mit Simulationsrechnungen verglichen und die Eigenschaften der Emitter charakterisiert. Im Kapitel 5 wird der Zusammenhang der Temperatursignale mit dem elektrischen Verhalten des Resonators deutlich. Es wird hier auch der Einfluß von Konditionierungsereignissen, speziell während der Hochleistungskonditionierung untersucht.

Kapitel 6 beschäftigt sich mit den zeitlichen Verläufen der Temperatursignale, besonders die zeitliche Ausbreitung eines Quenches im Resonator konnte studiert werden. In Kapitel 7 wird eine Messung des Resonators bei Kühlung mit normalflüssigem Helium von 4.2 K beschrieben.

Die Messungen an den neunzelligen Resonatoren für den Testbeschleuniger TTF sind Gegenstand des Kapitels 8.

Kapitel 1

Supraleitende Hohlraumresonatoren aus Niob

Zur Beschleunigung geladener Teilchen werden Hohlraumresonatoren verwendet. Oft nennt man solche Resonatoren in der Beschleunigerphysik auch Kavitäten. Die niedrigste Resonanzfrequenz eines zylindersymmetrischen Hohlraumresonators, die sogenannte TM_{010}-Mode, besitzt elektrische Feldlinien parallel zur Strahlachse. Abbildung 1.1a zeigt schematisch eine typische supraleitende einzellige Kavität, in Abbildung 1.1b ist ein 9-zelliger Hohlraumresonator angedeutet. Betrachtet man die Verteilung der elektrischen Feldstärke entlang der Oberfläche des Resonators, so findet man an der Iris ein Maximum. Das dort anliegende elektrische Feld wird mit E_{peak} (vom englischen peak = Spitze) bezeichnet. Entsprechend finden sich die maximalen magnetischen Feldstärken B_{peak} entlang der Oberflächen am Äquator. Im Anhang A sind die wichtigsten Größen eines zylinderförmigen Hohlraumresonators analytisch hergeleitet.

Ein Elektron erfährt den maximal möglichen Energiegewinn, wenn es den Resonator bezüglich der Phase des Hochfrequenzfeldes so durchfliegt, daß es sich in der Mitte befindet, wenn die elektrische Feldstärke ihr Maximum erreicht. Durch den Energiegewinn solch eines Teilchens ist der Beschleunigungsgradient E_{acc} (vom englischen accelerate = beschleunigen) definiert.

$$E_{\mathrm{acc}} = \frac{1}{L}\int_{-L/2}^{L/2} E(z)\cos(\omega z/v)dz \tag{1.1}$$

Dabei ist die Länge des Resonators mit L bezeichnet, $E(z)$ ist das elektrische Feld entlang der Koordinate z der Strahlachse, ω ist die Kreisfrequenz des elektromagnetischen Feldes und v die Geschwindigkeit des Teilchens. Im allgemeinen bewegen sich die Elektronen annähernd mit Lichtgeschwindigkeit c. Das elektrische Feld erhöht dann im wesentlichen nur noch die Energie der Teilchen. Beim Durchqueren des Resonators wird ein Elektron bei richtiger Synchronisation die Energie $\epsilon \cdot E_{\mathrm{acc}} \cdot L$ gewinnen.

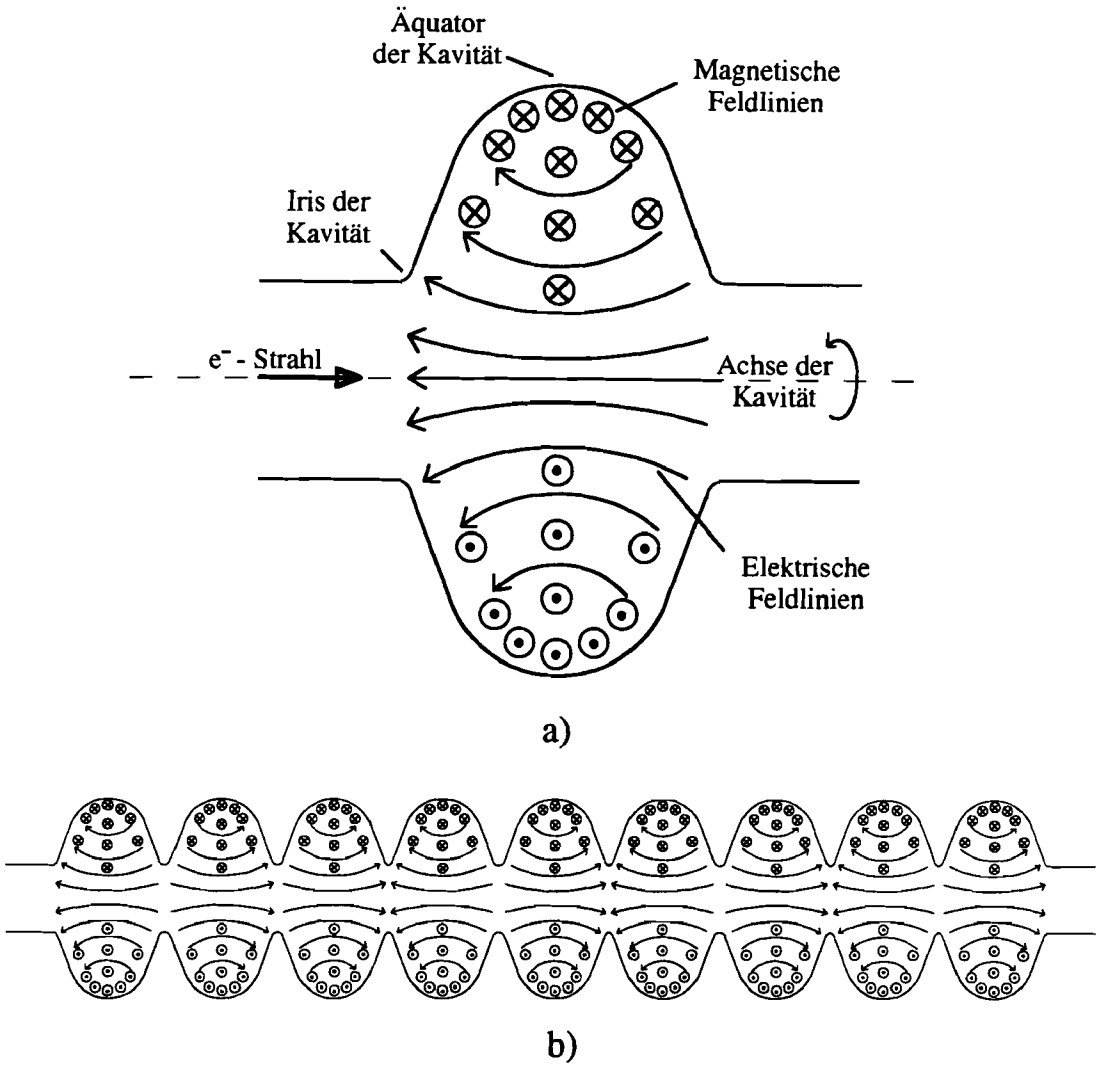


Abbildung 1.1: a) Typische Geometrie eines einzelligen supraleitenden Resonators. Es sind der Teilchenstrahl, sowie die elektrischen und magnetischen Felder zu sehen. b) Ein 9-zelliger supraleitender Resonator in der π-Mode. In dieser Mode schwingen die elektrischen Felder in benachbarten Zellen gegenphasig.

Eine mehrzellige supraleitende Kavität wird in der sogenannten π-Mode betrieben (siehe Anhang B). In dieser Mode schwingen die elektromagnetischen Felder in benachbarten Zellen gegenphasig. Die Länge L einer Zelle wird so gewählt, daß die Hochfrequenzwelle gerade ihre Richtung umgekehrt hat, wenn das Elektron in der Mitte der Nachbarzelle ankommt. Dann erfährt es auch in den nachfolgenden Zellen maximale Beschleunigung. Hat die Kavität eine Resonanzfrequenz f, so berechnet sich die Länge einer Zelle zu $L = c/(2 \cdot f)$.

Seit etwas mehr als 30 Jahren sind supraleitende Resonatoren Gegenstand intensiver Forschungs- und Entwicklungsarbeit [3][4]. Das Ziel dieser Forschung ist es, Kavitäten zu entwickeln, die möglichst wenig Energie verbrauchen und hohe elektrische Feldstärken zur Verfügung stellen. In einem frei schwingenden Resonator nimmt

die Energie exponentiell mit einer Zeitkonstanten τ ab.

$$\tau = \frac{U}{-dU/dt} \tag{1.2}$$

Geht die gespeicherte Energie nur über Verluste P_{diss} in dem Resonator selbst verloren, gilt also $P_{\text{diss}} = -dU/dt$, so spricht man von einem unbelasteten Resonator und definiert eine unbelastete Güte Q_0 über:

$$Q_0 = \omega \cdot \tau_0 = \frac{\omega U}{P_{\text{diss}}} \,. \tag{1.3}$$

Die unbelastete Güte ist daher ein Maß für den Energieverbrauch des Resonators. Sie ist proportional zu dem Verhältnis zwischen gespeicherter Energie und Energieverlust pro Periode. Je größer die Güte, desto weniger Energie verbraucht die Kavität.

1.1 Theoretisch erreichbare Beschleunigungsfeldstärken

Eine wichtige Kenngröße eines Supraleiters ist das kritische magnetische Feld $B_c(T)$. Es ist definiert aus der Differenz der freien Enthalpien im normalleitenden und supraleitenden Zustand.

$$G_n - G_s = \frac{1}{2\mu_0} \cdot V \cdot B_c^2 \tag{1.4}$$

Dabei ist mit V das Volumen bezeichnet. Die Temperaturabhängigkeit von B_c ist durch

$$B_c(T) = B_c(0)\left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right) \tag{1.5}$$

gegeben. Zur weiteren Charakterisierung eines Supraleiters sind zwei Längen von großer Bedeutung. Die Londonsche Eindringtiefe λ ist eine Materialkonstante, die angibt, wie schnell das Magnetfeld im Inneren eines Supraleiters abklingt. Die Kohärenzlänge ξ gibt an, über welche kleinste Länge die Cooper-Paardichte variieren kann. Das Verhältnis $\kappa = \lambda/\xi$ wird Ginzburg-Landau-Parameter genannt und unterteilt die Supraleiter in zwei Arten. Ist $\kappa < 1/\sqrt{2}$, so spricht man von Supraleitern 1. Art. Ein zeitlich nicht veränderliches äußeres Magnetfeld wird bei diesen Supraleitern vollständig aus dem Inneren verdrängt. An der Oberfläche nimmt das Magnetfeld exponentiell in einer Schicht der Dicke λ ab. Ist das äußere Magnetfeld größer als B_c, so bricht die Supraleitung zusammen.

Wenn ein Supraleiter einen Ginzburg-Landau-Parameter $\kappa > 1/\sqrt{2}$ besitzt, so spricht man von einem Supraleiter 2. Art, bei dem zwei weitere Magnetfelder $B_{c1} < B_c$ und $B_{c2} > B_c$ wichtige Kenngrößen sind. Das Gleichstromverhalten eines Supraleiters 2. Art gleicht dem eines Supraleiters 1. Art, solange die Magnetfelder kleiner als die Feldstärke B_{c1} bleiben. Werden die äußeren Magnetfelder jedoch größer als B_{c1}, so tritt magnetischer Fluß in Form von Flußquanten der Größe $\Phi_0 = h/2e$ (h = Plancksches Wirkungsquantum, e = Elementarladung) in das Material ein. Bei dem Magnetfeld $B = B_{c2}$ ist der gesamte magnetische Fluß in den Supraleiter eingedrungen. Die Supraleitung bricht zusammen, wenn das äußere Magnetfeld B größer als B_{c2} ist. In Abhängigkeit von κ kann $B_{c2} = 2 \cdot \sqrt{\kappa} \cdot B_c$ berechnet werden [5]. Die Berechnung von B_{c1} ist sehr komplex. Für $\kappa \gg 1/\sqrt{2}$ erhält man nach [6] $B_{c1} = (\ln \kappa + 0.08) \cdot B_c/(2\kappa)$.

Es ist schwierig, Aussagen über das Verhalten von Supraleitern im Hochfrequenzfeld zu machen, wenn das äußere Magnetfeld den Wert von B_c für Supraleiter 1. Art oder B_{c1} für Supraleiter 2. Art überschreitet. Dringt magnetischer Fluß in das Material ein, so bricht die Supraleitung im Hochfrequenzfeld zusammen. Zur Bildung von Flußschläuchen wird jedoch eine gewisse Zeit benötigt, die in der Größenordnung von 10^{-6} s liegt [7]. Diese Zeit ist groß im Verhältnis zur Periode des Hochfrequenzfeldes von $\approx 10^{-9}$ s. Man geht daher davon aus, daß die sogenannte Überhitzungsfeldstärke B_{sh} (vom englischen superheating) die fundamentale Grenze für die maximal erreichbare magnetische Feldstärke im Hochfrequenzfeld ist. B_{sh} kann größer als B_c, beziehungsweise B_{c1} werden und läßt sich in Abhängigkeit vom Ginzburg-Landau Parameter κ angeben als [8][9][10]:

$$\begin{aligned} B_{sh} &\approx 0.75 \cdot B_c && \text{für} \quad \kappa \gg 1 \\ B_{sh} &\approx 1.2 \cdot B_c && \text{für} \quad \kappa \approx 1 \\ B_{sh} &\approx \tfrac{1}{\sqrt{\kappa}} \cdot B_c && \text{für} \quad \kappa \ll 1 \end{aligned} \tag{1.6}$$

Da die Überhitzungsfeldstärke B_{sh} eine fundamentale Grenze für das Maximalfeld einer supraleitenden Kavität darstellt, wird versucht, die Form des Resonators so zu wählen, daß das Verhältnis der maximalen magnetischen Oberflächenfelder B_{peak} zur Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} möglichst gering ist. Aus Gründen, die weiter unten aufgeführt werden, gibt es noch eine weitere Randbedingung. Das Verhältnis der maximalen elektrischen Oberflächenfelder E_{peak} zur Beschleunigungsfeldstärke muß ebenfalls möglichst gering sein. Für die heute üblichen Geometrien gilt die Faustformel $B_{peak}/E_{acc} = 4.5$ mT/(MV/m) und $E_{peak}/E_{acc} = 2.2$.

Tabelle 1.1 zeigt einige Materialeigenschaften von ausgewählten Supraleitern. Wegen der hohen Sprungtemperatur und der hohen Überhitzungsfeldstärke ist Niob ein attraktives Material, aus dem die meisten heute im Einsatz befindlichen Resonatoren gefertigt sind. Resonatoren aus Niob sollten maximale Beschleunigungsfeldstärken von 50 MV/m erreichen können. Noch attraktiver erscheint Niob-Zinn (Nb_3Sn). Es ist jedoch schwierig, große korngrenzenfreie Oberflächen aus reinem supraleitenden Niob-Zinn herzustellen. Oft sind mikroskopisch kleine Bereiche auf der

Oberfläche normalleitend. Dieser sogenannte Granulareffekt führt zu einer starken Abnahme der Güte bei höheren Feldstärken [11].

Material	T_c(0 mT) [K]	B_c(0 K) [mT]	κ	B_{sh}(0 K) [mT]	E_{acc}^{max} [MV/m]
Pb	7.2	80	0.5	105	22
Nb	9.2	200	1.0	240	50
Nb_3Sn	18.2	540	20.0	400	88

Tabelle 1.1: Einige wichtige Materialeigenschaften der Supraleiter Blei, Niob und Niob-Zinn (Nb_3Sn). Es sind die Sprungtemperaturen T_c, die kritischen Magnetfelder B_c und Überhitzungsfeldstärken B_{sh}, der Ginzburg-Landau-Parameter κ sowie die mit heute üblichen Geometrien theoretisch erreichbaren maximalen Beschleunigungsfeldstärken E_{acc}^{max} aufgeführt.

1.2 Theoretisch erreichbare Güten

Die Güte eines Resonators wird durch die Verlustleistung P_{diss} bestimmt. Die Jouleschen Verluste in den Wänden berechnen sich gemäß Gleichung (A.16) zu:

$$P_{diss} = \frac{R_S}{2\mu_0^2} \int_A B_{\|}^2 \, dA \, , \tag{1.7}$$

wobei R_S der gemittelte Oberflächenwiderstand und $B_{\|}$ die Amplitude der Tangentialkomponente des lokalen magnetischen Feldes an der Oberfläche ist.

Die gespeicherte Energie U kann mit Hilfe der Amplitude E_0 des elektrischen Feldes durch

$$U = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \int_V E_0^2 \, dV \tag{1.8}$$

berechnet werden. Bei einer vorgegebenen geometrischen Form eines Hohlraumresonators, erreicht man durch Multiplikation aller Dimensionen mit einem Skalenfaktor die Erniedrigung der Resonanzfrequenz um den gleichen Skalenfaktor. Die gespeicherte Energie nimmt mit der dritten Potenz dieses Faktors zu, die Oberflächenverluste erhöhen sich mit dem Quadrat des Faktors. Die Größe

$$G = \frac{\omega}{c^2} \mu_0 \frac{\int_V E^2 \, dV}{\int_A B_{\|}^2 \, dA} = Q_0 \cdot R_S \tag{1.9}$$

ist deshalb eine frequenzunabhängige Geometriekonstante, mit deren Hilfe sich über die Beziehung

$$Q_0 = \frac{G}{R_S} \tag{1.10}$$

leicht der mittlere Oberflächenwiderstand berechnen läßt. Für die heute verwendeten Geometrien liegt G zwischen 200 Ω und 300 Ω.

Bei normalleitenden Resonatoren kann infolge des Skin-Effekts der hochfrequente Wechselstrom nur in einer Oberflächenschicht der Dicke $\delta = \sqrt{2/(\mu_0 \sigma \omega)}$ fließen. Dabei bezeichnet σ die Leitfähigkeit des Materials. Der Oberflächenwiderstand R_S berechnet sich daher zu (vergleiche Anhang A):

$$R_S = \frac{1}{\sigma\delta} = \sqrt{\frac{\mu_0 \omega}{2\sigma}} \,. \tag{1.11}$$

Bei Raumtemperatur hat Kupfer bei 1.3 GHz einen Oberflächenwiderstand von $R_S = 4$ mΩ ($\sigma = 5.88 \cdot 10^7$ $(\Omega\text{m})^{-1}$, $\delta = 4.5$ μm). Mit diesem Wert können Güten von 50 000 erreicht werden. Um zu höheren Güten zu gelangen, muß die Leitfähigkeit σ erhöht werden. Die Leitfähigkeit ist proportional zur mittleren freien Weglänge l der Leitungselektronen. Durch Abkühlen zu kryogenischen Temperaturen kann die mittlere freie Weglänge um bis zu einen Faktor 1000 erhöht werden. Wird die mittlere freie Weglänge jedoch vergleichbar mit der Skindicke δ, so tritt der anomale Skin-Effekt auf, der bewirkt, daß der Oberflächenwiderstand bei Vergrößerung der mittleren freien Weglänge und somit der Leitfähigkeit nicht weiter abnimmt, sondern konstant bleibt. Aufgrund des anomalen Skin-Effektes reduziert sich der Oberflächenwiderstand von Kupferresonatoren bei Abkühlung bestenfalls um einen Faktor 5. Die so eingesparten Stromkosten würden allerdings durch das Betreiben der benötigten Kälteanlage mehr als kompensiert. Eine Kälteanlage hat bei 4 K einen Wirkungsgrad von ungefähr $\eta = 0.004$ und bei 2 K von $\eta = 0.002$. Selbst bei flüssig Stickstoff-Temperaturen von 77 K ist der Wirkungsgrad einer solchen Anlage von $\eta = 0.07$ immer noch zu gering, um einen Nettogewinn an Energie zu erhalten. Es hat daher keinen Sinn, normalleitende Resonatoren bei tiefen Temperaturen zu betreiben.

Supraleitende Resonatoren können dagegen Güten von einigen 10^{10} erreichen. Wäre der Oberflächenwiderstand im Hochfrequenzfeld Null, so würde die Güte supraleitender Resonatoren unendlich groß werden. Im Gegensatz zum Gleichstromwiderstand verschwindet jedoch der Hochfrequenzwiderstand eines Supraleiters nicht vollständig. Das zeitlich veränderliche Magnetfeld induziert in einer Schicht der Londonschen Eindringtiefe λ ein elektrisches Wechselfeld, das auch auf die ungepaarten Elektronen wirkt. Die ungepaarten Elektronen werden beschleunigt und verursachen Ohmsche Leistungsverluste.

Der Hochfrequenzwiderstand eines Supraleiters ist temperatur- und frequenzabhängig. Liegt die Energie der Mikrowellenphotonen weit unter der Energielücke Δ und die Temperatur weit unter der Sprungtemperatur T_c, so kann der Hochfrequenzwiderstand nach der BCS-Theorie in guter Näherung in Abhängigkeit von der Frequenz f durch

$$R_{\mathrm{BCS}} \approx A \cdot \frac{f^2}{T} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta}{k_{\mathrm{B}}T}\right) \tag{1.12}$$

beschrieben werden [3]. Bei Niob ist die Energielücke Δ für $T \leq 4.2$ K annähernd temperaturunabhängig und hat den Wert $1.85 \cdot k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{c}}$. Die Proportionalitätskonstante A beträgt $9 \cdot 10^{-5}$ K/(GHz)^2. Demnach ist:

$$R_{\mathrm{BCS}}(1.3\ \mathrm{GHz}, 4.2\ \mathrm{K}) = 630\ \mathrm{n}\Omega\ , \tag{1.13}$$

$$R_{\mathrm{BCS}}(1.3\ \mathrm{GHz}, 1.5\ \mathrm{K}) = 1.2\ \mathrm{n}\Omega\ . \tag{1.14}$$

Hieraus erkennt man, daß durch eine Kühlung mit suprafluidem Helium ein erheblicher Gütegewinn erfolgt. Mit Gleichung (1.10) folgt, daß maximale Güten von $2 \cdot 10^{11}$ bei 1.3 GHz und 1.5 K erreichbar sind. Da der BCS-Hochfrequenzwiderstand mit f^2 skaliert, sind die maximal erreichbaren Güten proportional zu f^{-2}.

1.3 Gütebegrenzende Effekte

In der Praxis setzt sich der Hochfrequenzwiderstand R_{S} eines Supraleiters aus dem BCS-Hochfrequenzwiderstand R_{BCS} und einem zusätzlichen ortsabhängigen Restwiderstand R_{res} zusammen.

$$R_{\mathrm{S}}(T) = R_{\mathrm{BCS}}(T) + R_{\mathrm{res}} \tag{1.15}$$

Der Restwiderstand R_{res} ist temperaturunabhängig und kann durch normalleitende Defekte, magnetische und elektrische Verluste in Oberflächenschichten sowie eingefrorenen magnetischen Fluß entstehen. Für Resonatoren der Resonanzfrequenz 1.3 GHz sind bei einer Badtemperatur von 1.5 K bisher Spitzengüten von $1 \cdot 10^{11}$ erreicht worden [12]. Dies entspricht einem gemittelten Restwiderstand von $R_{\mathrm{res}} = 1$ nΩ. In Abbildung 1.2 ist der Hochfrequenzwiderstand R_{S} eines einzelligen 1.3 GHz Resonators gegen T_{c}/T aufgetragen. Die Werte ergeben sich mit Hilfe der Gleichung (1.10) aus Messungen der unbelasteten Güte Q_0 als Funktion der Temperatur. In diesem Fall beträgt der Restwiderstand 10 nΩ.

1.3.1 Normalleitende Defekte

Befinden sich normalleitende Defekte, etwa Fremdmaterialien auf der Oberfläche einer supraleitenden Kavität, so sorgt der sehr viel höhere normale Oberflächenwiderstand R_{nl}, der auch bei kryogenischen Temperaturen noch einige mΩ erreichen kann, für eine Reduktion der Güte. Ein normalleitender Defekt der Fläche A und dem Oberflächenwiderstand R_{nl} liefert folgenden Beitrag zum Restwiderstand R_{res}:

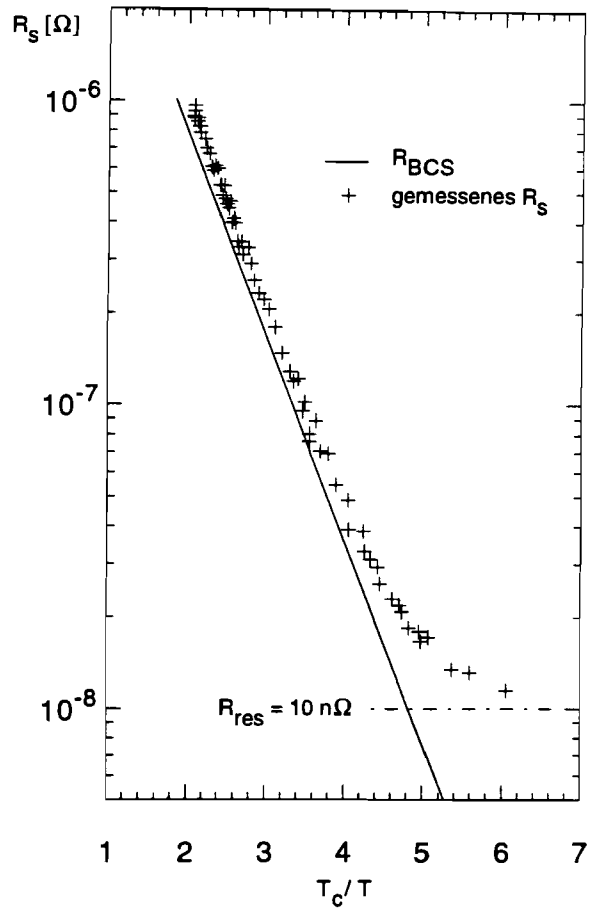


Abbildung 1.2: Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes von Niob bei 1.3 GHz. Die Werte wurden aus einer Messung der Güte eines einzelligen 1.3 GHz Hohlraumresonators in Abhängigkeit von der Temperatur ermittelt, die in Abbildung 2.1 zu sehen ist.

$$R_{\text{res}} = R_{\text{nl}} \cdot \frac{A}{A_{\text{ges}}} \,. \tag{1.16}$$

Dabei bezeichnen A_{ges} die Oberfläche des supraleitenden Resonators. Ein normalleitender Defekt der Fläche $A = 0.1$ mm^2 und $R_{\text{nl}} = 4$ mΩ erzeugt in einem einzelligen 1.3-GHz-Resonator einen Restwiederstand von $R_{\text{res}} \approx 4$ nΩ.

Normalleitende Schichten, die dünner als die Skintiefe δ sind, werden vom Mikrowellenfeld durchdrungen. Das normalleitende Material trägt dann nur einen Teil des Abschirmstromes. Es ergibt sich ein effektiver Oberflächenwiderstand $R_{\text{nl}}^{\text{eff}}$ proportional zur Schichtdicke d.

$$R_{\text{nl}}^{\text{eff}} = R_{\text{nl}} \cdot \frac{d}{\delta} \tag{1.17}$$

1.3.2 Verluste in magnetischen oder dielektrischen Oberflächenschichten

Eine sehr dünne Oberflächenschicht der mittleren Dicke d_B und der Permeabilität $\mu = \mu_r\mu_0 + i\mu''$ erzeugt im Hochfrequenzfeld einen zusätzlichen Oberflächenwiderstand R_B von [13][14]:

$$R_B = \frac{\omega\,\mu_0\,d\,\tan\delta_B}{2\mu_r} \tag{1.18}$$

$$R_B[\mathrm{n}\Omega] \approx 4\cdot 10^3\,\frac{\tan\delta_B}{\mu_r}\cdot f[\mathrm{GHz}]\cdot d_B[\mathrm{nm}] \quad \text{mit} \quad \tan\delta_B = \frac{\mu''}{\mu_r\mu_0} \tag{1.19}$$

Ebenso erzeugt ein Dielektrikum der mittleren Dicke d_E und der Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = \varepsilon_r\varepsilon_0 + i\varepsilon''$ im Hochfrequenzfeld den zusätzlichen Oberflächenwiderstand R_E:

$$R_E = \frac{\omega\,\mu_0\,d\,\tan\delta_E}{2\varepsilon_r} \tag{1.20}$$

$$R_E[\mathrm{n}\Omega] \approx 4\cdot 10^3\,\frac{\tan\delta_E}{\varepsilon_r}\cdot f[\mathrm{GHz}]\cdot d_E[\mathrm{nm}] \quad \text{mit} \quad \tan\delta_E = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon_r\varepsilon_0} \tag{1.21}$$

Den Beitrag dieser Materialien zum Restwiderstand erhält man, indem man R_B beziehungsweise R_E mit dem Verhältnis von mit dem Dielektrikum bedeckter Fläche zur Gesamtfläche der Kavität multipliziert. Für das Oxid Nb_2O_5, das an Luft bis zu einer Dicke von 3 bis 5 nm auf der Nioboberfläche aufwächst, erhält man $R_E + R_B \approx 1$ nΩ [15]. Da für kondensierte Luft $\tan\delta_B = 6\cdot 10^{-3}$ ist, muß ein Resonator vor dem Abkühlen auf einen Druck kleiner als 10^{-8} mbar evakuiert sein, um einen geringen Restwiderstand zu erreichen.

1.3.3 Eingefrorener Magnetfluß

Experimente haben gezeigt, daß beim Abkühlen von Niob unter die Sprungtemperatur T_c ein externes Magnetfeld B_{ext} in Form von Flußschläuchen eingefroren wird [16][17]. Der Radius der Flußschläuche kann mit der Londonschen Eindringtiefe λ (= 32 nm für Niob [5]) abgeschätzt werden. Die Flußschläuche der Größe eines Flußquantes Φ_0, besitzen einen normalleitenden Kern, dessen Radius der Kohärenzlänge ξ entspricht. Die Flußschläuche bewegen sich unter Einfluß der Lorentzkraft durch das Material und verursachen dadurch Verluste. Bei Frequenzen oberhalb einiger MHz können diese Verluste jedoch vernachlässigt werden. Dann bleibt nur das normalleitende Innere der Flußschläuche als Quelle für Leistungsverluste.

Je stärker das externe Magnetfeld B_{ext} ist, desto mehr Flußschläuche werden eingefroren und desto größer ist die Fläche A_{nl} der Kerne aller eingefrorenen Flußschläuche. Bei einem externen Magnetfeld $B_{\text{ext}} = B_{c2}$ wird die gesamte Fläche A_{ges} eines Supraleiters normaleitend. Es gilt daher:

$$\frac{B_{\text{ext}}}{B_{c2}} = \frac{A_{\text{nl}}}{A_{\text{ges}}} \,. \tag{1.22}$$

Der Beitrag zum Restwiderstand durch das eingefrorene Magnetfeld wird dann zu:

$$R_{\text{mag}} = R_{\text{nl}} \cdot \frac{A_{\text{nl}}}{A_{\text{ges}}} = R_{\text{nl}} \cdot \frac{B_{\text{ext}}}{B_{c2}} \,. \tag{1.23}$$

Der Oberflächenwiderstand R_{nl} von Niob beträgt bei Raumtemperatur und 1.3 GHz ungefähr 15 mΩ und sinkt infolge des anomalen Skineffekts nur auf einen Wert $R_{\text{nl}} = 3$ mΩ bei Heliumtemperaturen. Da das Magnetfeld B_{c2} von Niob ≈ 400 mT beträgt, ergibt sich als Näherungsformel für R_{mag}:

$$R_{\text{mag}} = 7.5 \text{ m}\Omega \cdot B_{\text{ext}}[\text{T}] \,. \tag{1.24}$$

Bereits das Erdmagnetfeld von 0.05 mT erzeugt einen magnetischen Restwiderstand R_{mag} von 375 nΩ, was einer Güte von $5 \cdot 10^8$ entspricht. Es ist daher eine magnetische Abschirmung des Resonators erforderlich. Um eine Güte von $Q_0 = 3 \cdot 10^{10}$ erreichen zu können, muß $B_{\text{ext}} \leq 1$ μT sein.

1.4 Effekte, die die Beschleunigungsfeldstärke begrenzen

Wie in Tabelle 1.1 zu sehen ist, liegen die theoretisch erreichbaren Beschleunigungsfeldstärken für Niob bei ungefähr 50 MV/m. Noch immer ist man weit davon entfernt, diesen Wert in der Praxis zu erreichen. Es gibt mehrere feldbegrenzende Effekte, auf die hier eingegangen werden soll.

1.4.1 Thermischer Zusammenbruch

Überschreitet ein Teil oder die gesamte Oberfläche des Resonators die kritische Temperatur T_c, so bricht die Supraleitung dort zusammen. Der Hochfrequenzwiderstand nimmt für Temperaturen $> 1/2 \cdot T_c$ stark zu und erreicht bei T_c den Wert von Niob im normalleitenden Zustand von ungefähr 3 mΩ bei 10 K. Dies führt zu einer weiteren starken Erwärmung. Das normalleitende Gebiet wächst und treibt den gesamten Resonator in den thermischen Zusammenbruch, was auch Quench genannt wird. Die in dem Resonator gespeicherte Energie wird dabei in den normalleitenden Gebieten verbraucht. Meist entstehen solche Quenche an kleinen Defekten mit

erhöhtem Restwiderstand oder an eingeschlossenen normalleitenden Gebieten. Sind diese in der Nähe des Äquators, so erzeugen die dort hohen magnetischen Felder besonders viel Wärme. Der Quench findet statt, wenn in dem kritischen Gebiet mehr Wärme erzeugt wird, als abgeführt werden kann. Die Feldstärke, bei der dieses geschieht, hängt von vielen Faktoren ab. Vor allem die Wärmeleitfähigkeit des Niobs, der Wärmeübergang vom Niob zum Heliumbad und die Größe sowie der Restwiderstand des Defekts spielen eine Rolle.

Um Defekte zu vermeiden, muß möglichst reines Niob verwendet werden. Reines Niob hat auch eine hohe Wärmeleitfähigkeit. Eine Methode die Reinheit und somit auch die Wärmeleitfähigkeit zu charakterisieren, ist die Angabe des *RRR*-Wertes des verwendeten Niobs. Der *RRR*-Wert (Rest Resistivity Ratio) ist das Verhältnis von elektrischem Gleichstromwiderstand bei Raumtemperatur zum Wert bei 4.2 K, wenn das Material im normalleitenden Zustand ist. Um das zu erreichen, muß entweder ein hinreichend starkes Magnetfeld angelegt werden, oder der Wert wird durch Extrapolation des oberhalb der Sprungtemperatur gemessenen Widerstandes ermittelt.

$$RRR = \frac{\rho_{\mathrm{nl}}(300\ \mathrm{K})}{\rho_{\mathrm{nl}}(4.2\ \mathrm{K})} \tag{1.25}$$

Der spezifische elektrische Widerstand ρ setzt sich nach der Matthiessen-Regel aus einem temperaturunabhängigen Restwiderstand ρ_{rest} und dem Widerstand infolge der Streuung an Phononen $\rho_{\mathrm{phon}}(T)$ zusammen.

$$\rho(T) = \rho_{\mathrm{rest}} + \rho_{\mathrm{phon}}(T) \tag{1.26}$$

Es gilt [18]: $\rho_{\mathrm{phon}}(300\ \mathrm{K}) = 1.46 \cdot 10^{-7}\ \Omega\mathrm{m}$, $\rho_{\mathrm{phon}}(4.2\ \mathrm{K}) = 8.7 \cdot 10^{-11}\ \Omega\mathrm{m}$. Der Restwiderstand wird hauptsächlich durch Streuung an Fremdatomen verursacht:

$$\rho_{\mathrm{rest}} = \sum_i \left(\frac{\Delta\rho}{\Delta C}\right)_i C_i\,. \tag{1.27}$$

Dabei werden mit C_i die Konzentrationen der Verunreinigungen angegeben. Die Koeffizienten $(\Delta\rho/\Delta C)_i$ sind in Tabelle 1.2 für einige Materialien angegeben. Der Beitrag zum Restwiderstand ist für Sauerstoff, Stickstoff und Kohlenstoff am größten. Da der Restwiderstand bei 300 K vernachlässigt werden kann, ergibt sich als Näherungsformel für den *RRR*-Wert:

$$RRR = \frac{\rho_{\mathrm{phon}}(300\ \mathrm{K})}{\rho_{\mathrm{phon}}(4.2\ \mathrm{K}) + \left(\frac{\Delta\rho}{\Delta C}\right)_{\mathrm{O}} C_{\mathrm{O}} + \left(\frac{\Delta\rho}{\Delta C}\right)_{\mathrm{N}} C_{\mathrm{N}} + \left(\frac{\Delta\rho}{\Delta C}\right)_{\mathrm{C}} C_{\mathrm{C}}}\,. \tag{1.28}$$

Befindet sich Sauerstoff, Stickstoff und Kohlenstoff in einer Konzentration, die jeweils einem Gewichtsanteil von $3 \cdot 10^{-6}$ entspricht in dem Niob, so ergibt sich rechnerisch ein Wert von $RRR \approx 300$. Die Industrie bietet heute Niob mit *RRR*-Werten von 250 bis 350 an.

Element	O	N	C	Ta	Zr
$\frac{\Delta\rho}{\Delta C}$ [10^{-11} Ωm/wt.ppm.]	2.64	3.49	3.33	0.12	0.6

Tabelle 1.2: Restwiderstands-Koeffizienten $\Delta\rho/\Delta C$ für Verunreinigen durch verschiedene Elemente in Niob [19]. Die Werte beziehen sich auf Konzentrationsangaben wt.ppm. (Gewichtsanteil von 10^{-6}).

Durch Hochtemperatur-Gettern mit Yttrium oder Titan ist es möglich, die Konzentration der Fremdatome im Niob zu senken. Beim Gettern wird der Resonator Yttrium- oder Titandampf ausgesetzt, der sich auf die Oberfläche niederschlägt. Es werden hohe Temperaturen benötigt, damit die Fremdatome gut durch das Niob diffundieren können. Da Yttrium und Titan eine höhere Affinität zu Sauerstoff, Stickstoff und Kohlenstoff haben als Niob, werden diese Elemente an der Oberfläche vom Yttrium oder Titan absorbiert. Die besten Resultate werden erzielt, wenn das Gettermaterial von außen und innen auf die Resonatorwand aufgebracht wird. Dabei hat sich eine Verweildauer von 4 Stunden bei 1400° C als ausreichend erwiesen, um den *RRR*-Wert eines Resonators mit einer Wandstärke von 2.5 mm zu verdoppeln [20]. Neuere Studien zeigen, daß bei Optimierung von Temperatur und Verweildauer noch weitere Verbesserungen möglich sind [21]. Nach der Wärmebehandlung wird das Gettermaterial von der Oberfläche durch chemische Ätzen (siehe Kapitel 2.1) entfernt und zurück bleibt ein Resonator erhöhter Reinheit.

Zur Wärmeleitung eines Metalls tragen Phononen und Elektronen bei. Im Temperaturbereich oberhalb von 3 K ist die Wärmeleitung der Phononen vernachlässigbar [22]. Das Wiedemann-Franz-Gesetz verbindet die elektronische Wärmeleitfähigkeit λ_e und elektrische Leitfähigkeit $\sigma = 1/\rho$ gemäß:

$$\lambda_e = \sigma \cdot L_0 \cdot T \,, \qquad \text{mit} \qquad L_0 = \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k_B}{e}\right)^2 = 2.44 \cdot 10^{-8}[\mathrm{W\Omega/K^2}] \,. \tag{1.29}$$

Dabei ist L_0 die Lorentzkonstante. Im supraleitenden Zustand können nur die normalleitenden Elektronen an der Wärmeleitung teilnehmen. Das Verhältnis von elektronischer Wärmeleitfähigkeit im supraleitenden Zustand λ_e^s zu elektronischer Wärmeleitfähigkeit im normalleitenden Zustand λ_e^n sei mit α bezeichnet. Damit ergibt sich für die Wärmeleitfähigkeit:

$$\lambda = \lambda_e^s = \alpha \cdot \lambda_e^n = \alpha \cdot L_0 \cdot T \cdot \sigma = \alpha \cdot \frac{L_0 \cdot T \cdot RRR}{\rho(300\mathrm{K})} \,. \tag{1.30}$$

Mit $\rho(300K) = 1.45 \cdot 10^{-7}$ Ωm für Niob und $\alpha = 0.35$ [23][24] bei 4.2 K folgt:

$$RRR \approx 4 \cdot \lambda(4.2\mathrm{K})[\mathrm{W/mK}] \,. \tag{1.31}$$

1.4.2 Feldemission

Feldemission beruht auf dem quantenmechanischen Tunneln von Elektronen aus der Oberfläche eines Metalls unter dem Einfluß eines hohen elektrischen Feldes. Fowler und Nordheim entwickelten 1928 für den Gleichstromfall eine Theorie, die die auftretenden Stromdichten j sowie den Gesamtstrom I in Abhängigkeit von dem elektrischen Feld E an der Oberfläche beschreibt [25].

$$j_{\mathrm{FN}} = \frac{C}{\phi\, t^2(y)} E^2 \exp\left(-\frac{B\,\phi^{\frac{3}{2}}\, v(y)}{E}\right) \tag{1.32}$$

$$I_{\mathrm{FN}} = j_{\mathrm{FN}} \cdot A \tag{1.33}$$

Dabei sind $B = 8\pi\sqrt{2m_e}/3he$ und $C = e^3/8\pi h$ Konstanten. ϕ ist die Austrittsarbeit des Metalls und A die emittierende Fläche. $t(y)$ und $v(y)$ sind Funktionen von $y = \sqrt{e^3E/4\pi\epsilon_0\phi^2}$, die elliptische Integrale von y enthalten. Sie sind in der Literatur tabelliert [26], variieren nur schwach mit der Feldstärke und können in erster Näherung gleich 1 gesetzt werden.

Nach Gleichung (1.32) sollten meßbare Emissionsströme erst oberhalb einer Feldstärke von ungefähr 10 000 MV/m auftreten. Experimente an Oberflächen zeigen aber schon Emissionsströme bei Feldstärken unter 100 MV/m. Deshalb wurde ein sogenannter Feldüberhöhungsfaktor β eingeführt. Damit verändert sich Gleichung (1.32) zu:

$$j_{\mathrm{FN}} = \frac{C}{\phi}(\beta E)^2 \exp\left(-\frac{B\,\phi^{\frac{3}{2}}}{\beta E}\right) . \tag{1.34}$$

β hat typischerweise Werte von 100 bis zu 500. Spitzen und andere Erhöhungen haben im allgemeinen Verstärkungsfaktoren von $\beta \approx 10$. Höhere Werte für β lassen sich geometrisch nur durch ein sogenanntes Spitze-auf-Spitze-Modell erklären [27] (siehe Abbildung 1.3). Fremdatome auf der Oberfläche können die Austrittsarbeit ϕ eines Metalls erniedrigen, was den gleichen Effekt hat wie die Einführung eines Feldüberhöhungsfaktors.

Beim Übergang vom konstanten elektrischen Feld zum Hochfrequenzfeld in einem Resonator muß die Zeitabhängigkeit des Elektronenstroms berücksichtigt werden. Es können außerdem nur während einer halben Hochfrequenzperiode Elektronen emittiert werden, da in der anderen Hälfte das Feld in der entgegengesetzten Richtung anliegt. Man erhält eine mittlere Emissionsstromdichte j_{ave} aus:

$$j_{\mathrm{ave}} = \frac{1}{T}\int_0^{\frac{T}{2}} j_{\mathrm{FN}}(E(t))\, dt . \tag{1.35}$$

Das Ergebnis der Integration läßt sich mit $E(t) = E_0 \cdot \sin(\omega t)$ ausdrücken als [29]:

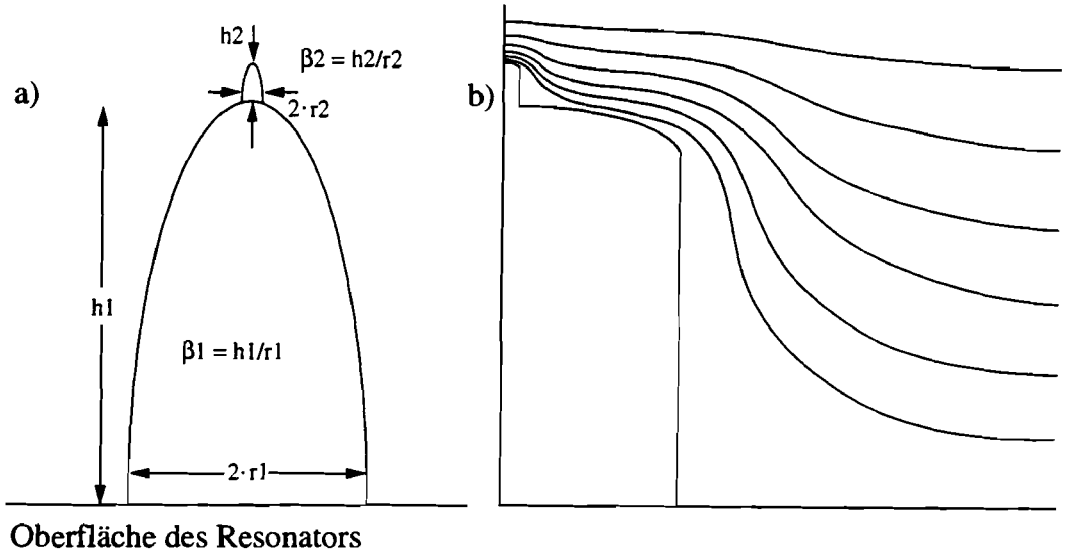


Abbildung 1.3: a) Geometrisches Spitze-auf-Spitze-Modell, das einen hohen Feldüberhöhungsfaktor erzeugt. b) Berechnete Äquipotentialflächen eines Spitze-auf-Spitze-Modells nach [28]. Der Feldüberhöhungsfaktor einer einzigen Spitze beträgt $\beta = 10$. Der Feldüberhöhungfaktor im überlagerten Fall hat für $h_1/h_2 = 5$ den Wert $\beta = 32$, für $h_1/h_2 = 10$ den Wert $\beta = 50$ und strebt für $h_1/h_2 \to \infty$ gegen $\beta = 100$.

$$j_{\text{ave}} = \frac{C}{\sqrt{\pi B \phi^{\frac{7}{2}}}} k(\beta E_0)(\beta E_0)^{2.5} \exp\left(-\frac{B\phi^{\frac{3}{2}}}{\beta E_0}\right) . \tag{1.36}$$

Dabei ist $k(\beta E_0)$ eine Funktion, die für $0 < \beta E_0 < 10^{10}$ V/m nur schwach um den Wert 0.84 variiert. Mit $\phi = 3.96$ eV für Niob und $k(\beta E_0) = 0.84$ ergibt sich numerisch eine mittlere Emissionsstromdichte von:

$$j_{\text{ave}}[\text{A/m}^2] = 795 \cdot (\beta E_0[\text{MV/m}])^{2.5} \exp\left(-\frac{5.38 \cdot 10^4}{\beta E_0[\text{MV/m}]}\right) . \tag{1.37}$$

Die aus der Oberfläche austretenden Elektronen werden durch das anliegende elektrische Feld beschleunigt und gewinnen kinetische Energie. Der Emissionsstrom steigt mit der Amplitude des elektrischen Feldes E_0 exponentiell an. Bei Erhöhung der Feldstärke wird immer mehr Hochfrequenzleistung durch Beschleunigung der austretenden Elektronen verbraucht, die Güte Q_0 nimmt dadurch exponentiell ab [30]. Häufig treffen beschleunigte Elektronen auf die Resonatoroberfläche und deponieren dort ihre kinetische Energie, was zu einer Erwärmung der Oberfläche führt. Ein feldemissionsinduzierter Quench kann die Folge sein. Die Feldemission ist stark feldstärkeabhängig. Dies ist der Grund, ein möglichst niedriges Verhältnis $E_{\text{peak}}/E_{\text{acc}}$ von Spitzenfeldstärke E_{peak} zu Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} anzustreben.

1.4.3 Glühemission

Im Hochfrequenzfeld kann noch eine andere Form der Elektronenemission auftreten, die Glühemission. Befinden sich Fremdpartikel wie Staub oder mikroskopische Metallspäne auf der Oberfläche und haben diese einen schlechten thermischen Kontakt zur Oberfläche, so werden sie vom Hochfrequenzfeld sehr stark erhitzt. Es tritt eine Glühemissionsstromdichte j_{th} auf, die mit Hilfe der Richardson Gleichung beschrieben werden kann [31]:

$$j_{\mathrm{th}} = C \cdot T^2 \exp\left(-\frac{\phi}{k_{\mathrm{B}} T}\right) . \tag{1.38}$$

Dabei ist $C = 4\pi m_{\mathrm{e}} k_{\mathrm{B}}^2 e/h^3 \approx 120\ \mathrm{AK^{-2}m^{-2}}$. In der Praxis weichen die experimentellen Werte für die Konstante C jedoch stark von dem theoretischen Wert ab [32]. Wird mit h der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Fremdpartikel und Oberfläche und mit R_{S} der Hochfrequenzwiderstand des Fremdpartikels bezeichnet, so erwärmt das Magnetfeld $B(t) = B_0 \cdot \cos(\omega t)$ am Ort des Emitters das Fremdpartikel auf eine Temperatur T von:

$$T = \frac{R_{\mathrm{S}}}{2h\mu_0^2} B_0^2 . \tag{1.39}$$

Ist A die Fläche des Emitters, so ergibt sich für den Glühemissionsstrom I_{th} die Beziehung:

$$I_{\mathrm{th}} = A \cdot C \cdot \left(\frac{R_{\mathrm{S}}}{2h\mu_0^2}\right)^2 B_0^4 \exp\left(-\frac{\phi}{k_{\mathrm{B}} \frac{R_{\mathrm{S}}}{2h\mu_0^2} B_0^2}\right) . \tag{1.40}$$

Zur Vermeidung von Feld- und Glühemission ist eine saubere und glatte Oberfläche zwingend notwendig. Deshalb werden supraleitende Resonatoren vor dem Test chemisch geätzt und in einem Reinraum montiert. Ist die Kavität während eines Tests dennoch durch Feldemission belastet, so kann man versuchen, sie durch Hochfrequenzkonditionierung zu verbessern. In der Praxis hat sich das Konditionieren mit kurzen Hochfrequenzpulsen hoher Leistung als sehr erfolgreich erwiesen [33][34][35]. Diese an der Cornell-Universität entwickelte HPP-Technik (high power processing) wird in Kapitel 2.4 beschrieben.

1.4.4 Resonante Feldemission

Der Vollständigkeit halber soll noch auf ein Phänomen eingegangen werden, das für die heutigen supraleitenden Resonatoren keine Rolle mehr spielt, aber lange Zeit ein großes Problem darstellte, die sogenannte resonante Feldemission. Dabei durchlaufen die aus der Oberfläche austretenden Elektronen eine Trajektorie, bei der sie nach einer ganzzahligen Anzahl von Hochfrequenzzyklen zu ihrem Ursprungsort

zurückkehren. Dort können sie durch Sekundäremission neue Elektronen freisetzen, die wiederum der gleichen Trajektorie folgen. Wird mehr als ein Sekundärelektron freigesetzt, so führt dies zu einem Lawineneffekt, der die gesamte zur Verfügung stehende Hochfrequenzleistung verbraucht.

Dieser Effekt trat oft in zylinderförmigen Resonatorformen auf. Bei den elliptischen Geometrien [36] wie in Abbildung 1.1 sind die elektromagnetischen Felder so geformt, daß emittierte Elektronen zum Äquator gelenkt werden. Da dort die elektrischen Felder für Sekundäremission zu gering sind, kann kein Lawineneffekt in Gang gesetzt werden.

Kapitel 2

Hochfrequenzmessungen an supraleitenden Resonatoren

Ziel der Hochfrequenzmessung eines supraleitenden Resonators ist es, die Güte Q_0 in Abhängigkeit von der Temperatur T und der Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} zu bestimmen. In Abbildung 2.1 ist eine typische $Q_0(T)$-Messung bei niedrigen Feldstärken dargestellt. Der Resonator besitzt eine Güte von $Q_0 = 3 \cdot 10^8$ bei 4.5 K. Beim Abkühlen erniedrigt sich der BCS-Widerstand, die Güte steigt an. Unterhalb von 1.8 K nimmt die Güte nicht mehr so stark zu. Der Restwiderstand hat dann die gleiche Größenordnung wie der BCS-Widerstand. Bei 1.4 K ist dieser Resonator vom Restwiderstand begrenzt und erreicht eine Güte von $Q_0 = 2 \cdot 10^{10}$. Mit Kenntnis des Geometriefaktors G kann mit den Gleichungen (1.10) und (1.15) aus dem Verlauf der Güte bei sinkender Temperatur der BCS-Widerstand sowie der Restwiderstand bestimmt werden (siehe Abbildung 1.2).

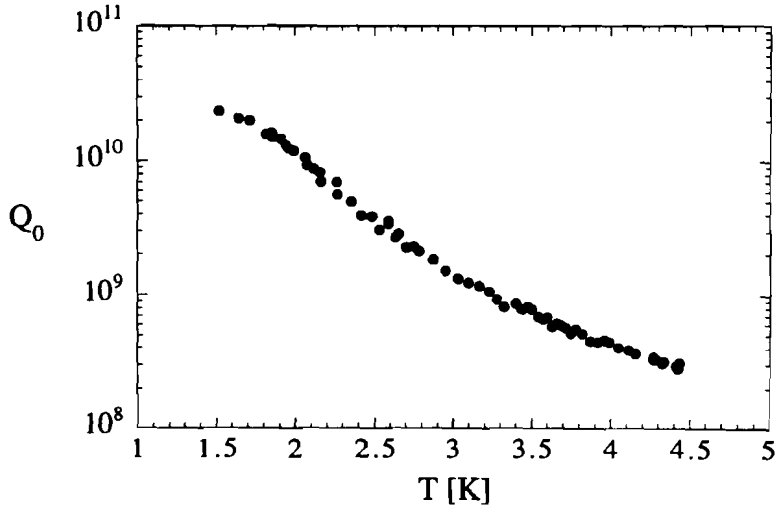


Abbildung 2.1: Veränderung der Güte eines einzelligen 1.3 GHz Resonators beim Abkühlen von 4.5 K auf 1.5 K.

In Abbildung 2.2 ist eine typische Messung der Anregungskurve $Q_0(E_{acc})$ zu sehen. Die Badtemperatur beträgt 1.8 K. Zunächst ist die Güte unabhängig von der Feldstärke. Dies würde man auch erwarten, da sowohl die gespeicherte Energie U als auch die im Resonator deponierte Leistung P_{diss} mit dem Quadrat der elektrischen Feldstärke zunehmen. Oberhalb einer Feldstärke von $E_{acc} = 8$ MV/m beginnt die Güte jedoch exponentiell abzunehmen. Dies ist ein Zeichen für einsetzende Feldemission. Die im Resonator deponierte Leistung P_{diss} setzt sich nun aus den Wandverlusten und den Verlusten durch Beschleunigung der emittierten Elektronen zusammen. Da die letzteren Verluste exponentiell mit dem Feld E wachsen, nimmt entsprechend die Güte des Resonators exponentiell ab. Die maximal erreichbare Beschleunigungsfeldstärke ist in diesem Fall $E_{acc} = 14$ MV/m. Oberhalb dieser Feldstärke bricht die Supraleitung zusammen, der Resonator quencht.

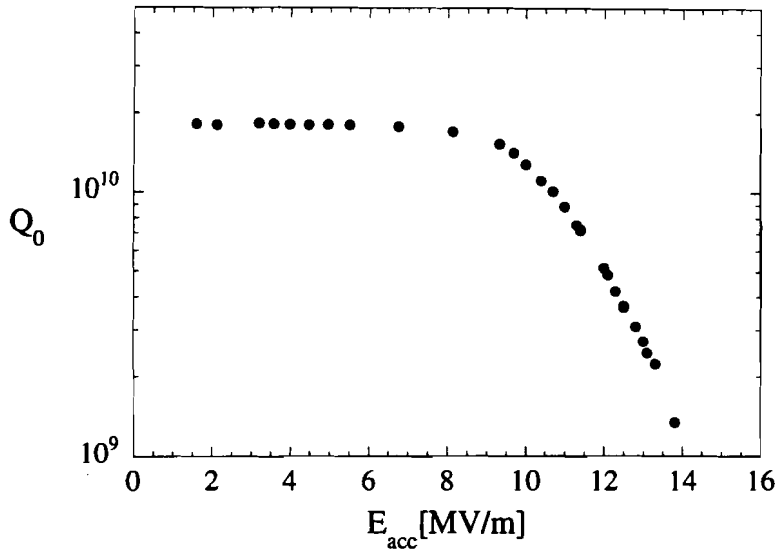


Abbildung 2.2: Typischer Verlauf einer $Q_0(E_{acc})$-Messung an einem durch Feldemission belasteten Resonator.

2.1 Präparation des Resonators

Zur Vermeidung von Feld- und Glühemission und um eine möglichst hohe Ausgangsgüte der Kavität zu erhalten, muß die Kavität vor dem Test sehr sorgfältig vorbereitet werden. Die gesamte Präparation findet in einem Reinraum statt. Für die Qualität der Luft in einem Reinraum hat sich der Begriff Staubklasse durchgesetzt. Ein Reinraum der Staubklasse 10 000 enthält weniger als 10 000 Staubpartikel pro Kubikfuß (0.0283 m^3), die größer als 0.5 μm sind.

Der Resonator wird zunächst in einem Reinraum der Klasse 10 000 einer Ultraschallbehandlung unterworfen. Dadurch sollen alle locker auf der Oberfläche aufliegenden Fremdpartikel entfernt werden.

Nach der Ultraschallbehandlung wird der Resonator chemisch geätzt. In einem im Reinraum befindlichen Beizkabinett wird er von einer Säuremischung durchflossen. Diese Säuremischung besteht aus 40-prozentiger Flußsäure (HF), 65-prozentiger Salpetersäure (HNO_3) und 85-prozentiger Phosphorsäure (H_3PO_4) im Volumenverhältnis 1:1:2. Während der Säurebehandlung entsteht durch die chemische Reaktion Wärme. Die Säure sollte eine Temperatur von 15° C jedoch nicht überschreiten, da sonst zuviel Wasserstoff in das Niob gelangt. Dies führt zu Problemen, wenn man den Resonator langsam auf Heliumtemperatur herunterkühlt. Es entstehen Gebiete mit erhöhten feldstärkeabhängigen Oberflächenverlusten [37]. Um dies zu vermeiden, wird die Säure während des Beizens gekühlt.

Nach der Herstellung werden 100 μm von der inneren Oberfläche eines Resonators abgetragen. Dadurch sollen grobe Verunreinigungen, die bei der Herstellung des Niobbleches durch Walzen und Verformen entstanden sein könnten, entfernt werden. Für jeden weiteren Test reicht es, sofern der Resonator außerhalb des Reinraums belüftet wurde, etwa 15 μm abzutragen. Wurde ein Resonator einer Wärmebehandlung zur Verbesserung des *RRR*-Wertes unterzogen (siehe Kapitel 1.4.1), so muß sichergestellt werden, daß kein Titan mehr auf der inneren Oberfläche vorhanden ist. Messungen haben gezeigt, daß in Korngrenzen das Titan während einer Getterbehandlung von 4 Stunden bei 1400° C etwa 100 μm tief in das Niobblech eindringen kann. Diese Schicht muß nach einer Getterbehandlung abgetragen werden. Von der Außenseite werden vor der Ofenbehandlung 10 μm abgetragen, damit Verunreinigungen beseitigt werden, die bei der hohen Temperatur in das Niob diffundieren würden. Die nach der Ofenbehandlung entstandene Niob-Titan-Schicht auf der äußeren Oberfläche muß ebenfalls entfernt werden. Bei Temperaturen unterhalb von 2.16 K wird das zur Kühlung verwendete Helium suprafluid. Die Kühlung hängt dann von dem Kapitza-Leitwert zwischen dem Wandmaterial und dem Helium ab (vergleiche Kapitel 3.3). Dieser ist für Niob höher als für Niob-Titan. Deshalb werden 30 μm von der äußeren Oberfläche entfernt. Danach ist nur noch sehr wenig Titan auf der äußeren Oberfläche vorhanden.

Direkt im Anschluß an die Säurebehandlung muß die Kavität mit entionisiertem Wasser durchspült werden. Dies muß schnell geschehen, da sich sonst der auf der inneren Oberfläche verbleibende Säurefilm stark erhitzt und sehr viel Wasserstoff in das Niob gelangt. Die Spülung wird solange fortgesetzt, bis das austretende Wasser einen Leitwert von ungefähr 180 kΩm besitzt. Ist dieser Wert erreicht, geht man davon aus, daß sich keine Säurereste mehr im Resonator befinden. Eine relativ neue Methode zur Unterdrückung von Feldemission ist eine Hochdruckspülung des Resonators mit entionisiertem Wasser [38], die sich standardmäßig anschließt. Die dabei verwendeten Drücke betragen bis zu 100 bar. Man geht davon aus, daß durch die Hochdruckspülung lose aufliegende Fremdpartikel entfernt und geometrische Spitzen auf der Oberfläche geglättet werden. Anschließend wird der Resonator an der Luft in einem Bereich der Staubklasse 10 des Reinraumes getrocknet. Das Anflanschen der oberen Deckelplatte, in der sich die Antenne für die transmittierte Leistung befindet (siehe Abbildung 2.3), und der Einkoppelantenne geschieht ebenfalls in diesem Bereich.

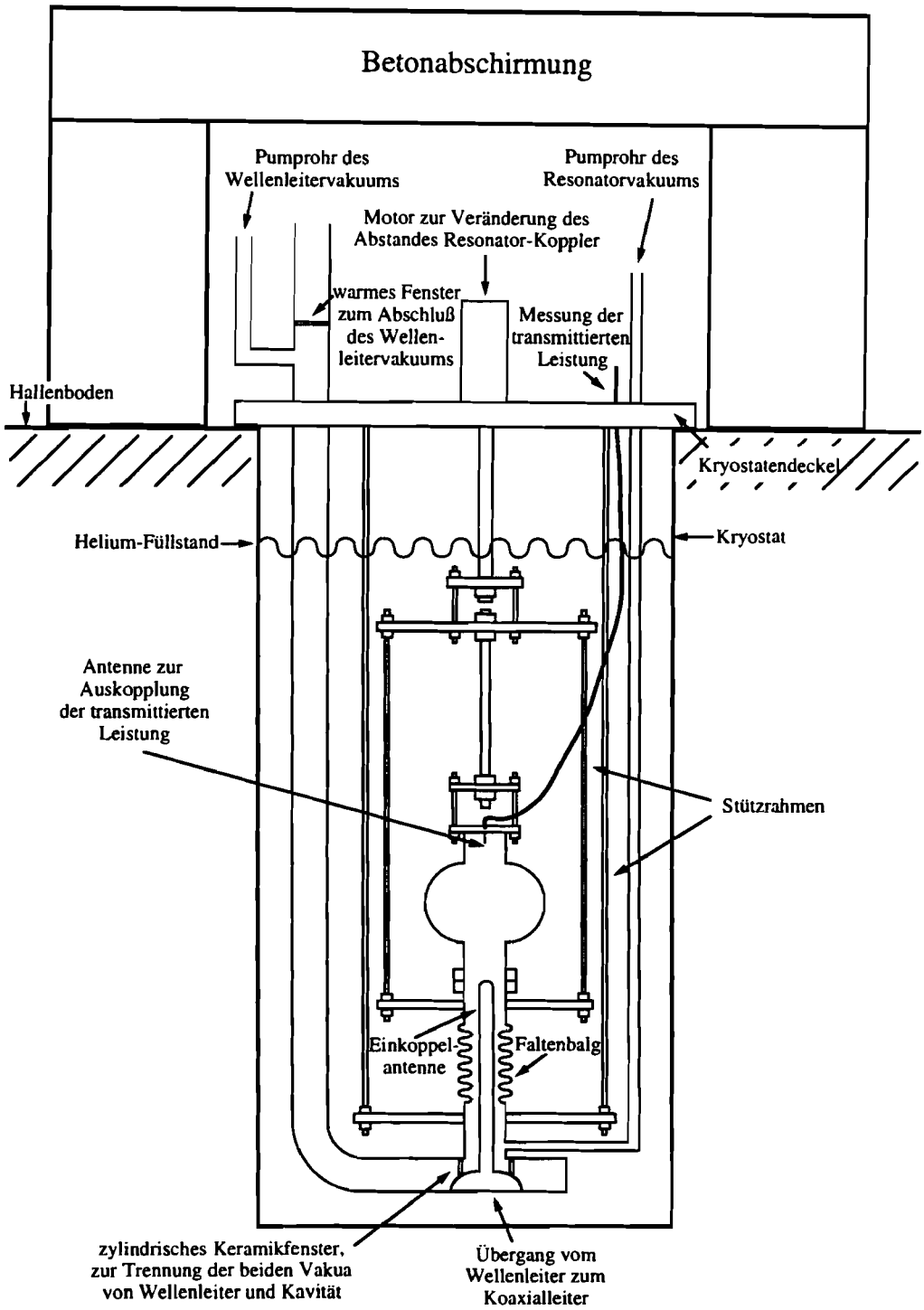


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Testaufbaus.

Es schließt sich eine Dichtigkeitsüberprüfung der Flansche an. Erst wenn diese erfolgreich war, verläßt der Resonator den Reinraum. Das Resonatorvakuum wird dabei nicht mehr geöffnet und bleibt bis zum Ende des Hochfrequenztests geschlossen.

Außerhalb des Reinraums wird die Einkoppelantenne mit dem Wellenleiter verbunden. Der im Kryostaten befindliche Teil des Wellenleiters muß ebenfalls evakuiert werden. Ein beim Übergang vom Wellenleiter zum Koaxialleiter befindliches Keramikfenster, das sich auf Heliumtemperatur befindet (siehe Abbildung 2.3), trennt die beiden Vakua. Auch für das Wellenleitervakuum erfolgt eine Dichtigkeitsüberprüfung. Nachdem das Wellenleitervakuum einen niedrigeren Druck als 10^{-7} mbar und das Resonatorvakuum einen Druck unter 10^{-8} mbar erreicht hat, wird der Testaufbau in den Kryostaten eingebaut und kann abgekühlt werden.

Der Testaufbau und Kryostat sind in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Der Kryostat befindet sich im Hallenboden, oberhalb des Kryostaten ist eine Betonabschirmung notwendig, da beim Testen von neunzelligen Resonatoren mit Feldstärken von bis zu 25 MV/m, durch Feldemission freiwerdende Elektronen Energien von 25 MeV erreichen können und durch Bremsstrahlung Röntgenstrahlung hervorrufen. Für die Hochfrequenzmessung ist es wichtig, daß der Abstand zwischen Resonator und Einkoppelantenne verändert werden kann. Dies geschieht mit Hilfe von Stützrahmen und einem Motor. Ein Teil des Außenleiters im Koaxialbereich ist als Faltenbalg ausgeführt und nimmt die Abstandsänderung auf.

2.2 Messungen im Dauerstrichbetrieb

In Abbildung 2.4 ist der Schaltplan zur Messung von supraleitenden Resonatoren dargestellt. Die vom Frequenzgenerator erzeugte Hochfrequenzleistung wird über einen Vorverstärker und einen Röhrenverstärker auf maximal 250 W verstärkt. Die Vorwärtsleistung wird mit P_{inc} bezeichnet (vom englischen incident). Die verstärkte Leistung wird in einen Rechteckhohlleiter eingekoppelt, der die elektromagnetischen Wellen zum Testkryostaten leitet. Im Kryostaten wird die Hochfrequenz über Rechteckhohlleiter und nach einem Übergang zu einem Koaxialleiter (siehe Abbildung 2.3) von unten an den Resonator angekoppelt.

Vor der Einspeisung in den Hohlleiter befindet sich ein koaxialer Richtkoppler, an dem sowohl die Vorwärtsleistung P_{inc} als auch die vom Resonator reflektierte Leistung P_{ref} gemessen werden können. Am Resonator befindet sich oben eine Antenne mit schwacher Kopplung, die einen Teil der gespeicherten Energie auskoppelt. Diese transmittierte Leistung P_t, die proportional zum Quadrat der im Resonator befindlichen Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} ist, wird ebenfalls gemessen.

Da supraleitende Resonatoren im allgemeinen sehr hohe Güten haben, ist die Resonanz sehr scharf. Schon geringste Druckschwankungen des Heliumbades bewirken eine Verschiebung der Resonanzfrequenz. Daher ist es nötig, den Frequenzgenerator auf die Resonanzfrequenz zu regeln. Dies geschieht durch Nachlaufsynchroni-

sation (Phase-Locked-Loop, PLL). In der PLL-Schleife werden die beiden Signale der transmittierten Leistung und der Vorwärtsleistung mit einem Referenzsignal von 1.29 GHz gemischt. Die niederfrequenten Differenzfrequenzen werden herausgefiltert und deren Phasendifferenz gemessen. Die Phasenregelschleife gibt eine Spannung an den HF-Oszillator, die proportional zur Phasendifferenz ist. Diese Eingangsspannung bewirkt eine Verschiebung der Oszillatorfrequenz.

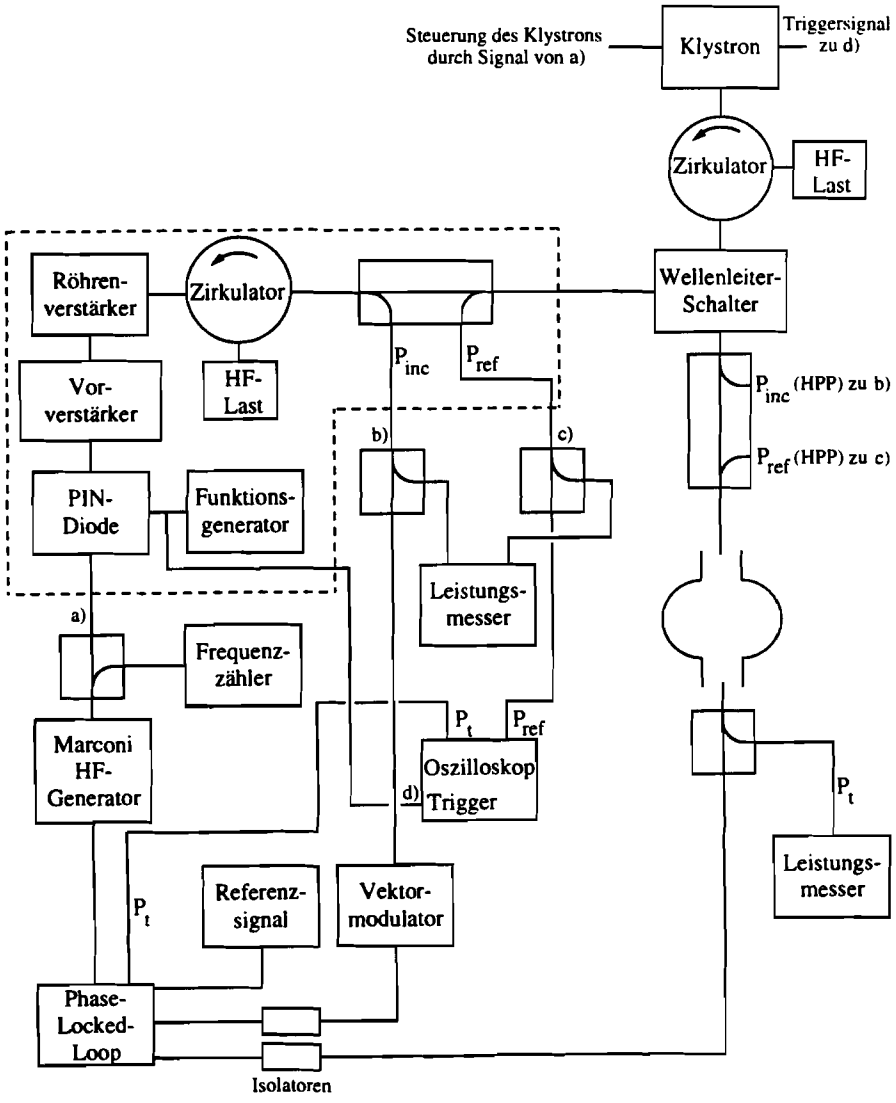


Abbildung 2.4: Schaltplan zur Hochfrequenzmessung. Im Dauerstrichbetrieb ist das Klystron ausgeschaltet. Das Umschalten von Dauerstrichbetrieb auf HPP-Betrieb geschieht durch Abkabelung der Geräte, die sich in der gestrichelten Box befinden, und Schließen der Verbindungen a) bis d). Die Hochfrequenzleistung wird dann nach Betätigung des Wellenleiterschalters vom Klystron eingespeist.

2.2.1 Bestimmung der unbelasteten Güte

Die Einkoppelantenne dient zur Versorgung des Resonators mit Hochfrequenzleistung. Sie stellt aber auch eine externe Last des Resonators dar. Wird die Hochfrequenzleistung ausgeschaltet, so geht durch sie die im Resonator gespeicherte Energie verloren. Es kann für die Einkoppelantenne eine externe Güte Q_{ext} definiert werden.

$$Q_{\text{ext}} = \frac{\omega U}{P_{\text{e}}} \tag{2.1}$$

Dabei ist P_{e} die Leistung, die der Resonator nach Ausschalten der Hochfrequenz emittiert, die also über die Antenne verloren geht. Bei der hier verwendeten Einkoppelantenne (siehe Abbildung 2.3) kann man die externe Güte variieren. Die elektromagnetischen Felder schwingen im Koaxialbereich des Einkopplers in der TEM-Mode. In einem Koaxialleiter können alle Frequenzen propagieren. Am Ende des Einkopplers geht der Koaxialleiter in einen runden Hohlleiter, das Strahlrohr, über. Der Durchmesser des Strahlrohrs ist so gewählt, daß sich darin keine Wellen der Resonanzfrequenz ausbreiten können, da diese unterhalb der Abschneidefrequenz liegen. Daher werden die Wellen an der Antennenspitze reflektiert und reichen exponentiell gedämpft in das Strahlrohr hinein. Die exponentielle Dämpfung der Wellen im Strahlrohr bewirkt, daß die externe Güte durch Veränderung des Abstandes von Resonator und Antenne zwischen 10^6 und 10^{11} variiert werden kann. Dies ist besonders wichtig, wenn die Kavität mit kurzen Hochfrequenzpulsen betrieben werden soll (siehe Kapitel 2.4).

Man definiert einen Koppelfaktor β_{k} durch

$$\beta_{\text{k}} = \frac{Q_0}{Q_{\text{ext}}} \,. \tag{2.2}$$

Ist $\beta_{\text{k}} > 1$, so ist der Resonator überkoppelt, ist $\beta_{\text{k}} < 1$, so ist er unterkoppelt. Bei $\beta_{\text{k}} = 1$ spricht man von einem angepaßten Resonator. Der Koppelfaktor kann am einfachsten bestimmt werden, indem man die Zeitabhängigkeit des reflektierten Signals P_{ref} betrachtet, wobei die Hochfrequenzleistung mit einem Rechtecksignal moduliert wird. Dies geschieht mit Hilfe eines Funktionsgenerators und einer PIN-Diode. Die PIN-Diode schwächt das Vorwärtssignal um mehr als 3 Größenordnungen, wenn eine negative Spannung anliegt. Bei positiver Spannung wird das Signal durchgelassen. In Abbildung 2.5 sind Vorwärtsleistung P_{inc} und reflektierte Leistung P_{ref} für die drei Fälle eines angepaßten, unterkoppelten und überkoppelten Resonators aufgetragen. In Anhang C wird der genaue zeitliche Verlauf des reflektierten Signals hergeleitet, wenn die Vorwärtsleistung mit einem Rechteckpulszug moduliert wird.

Am Anfang des Hochfrequenz-Pulszuges wird in allen drei Fällen zunächst die gesamte Leistung reflektiert. Hier bietet sich daher eine Möglichkeit, die Vorwärtsleistung P_{inc} zu messen. Danach fällt die reflektierte Leistung exponentiell ab. Der Resonator beginnt sich zu füllen, die elektromagnetischen Felder und die gespeicherte Energie steigen exponentiell an. Die Füllzeit hängt mit dem Koppelfaktor β_{k}

zusammen. Je stärker der Resonator gekoppelt ist, desto schneller nehmen die elektromagnetischen Felder zu.

Ist der Resonator angepaßt, so geht die reflektierte Leistung exponentiell auf Null zurück. Die gesamte Vorwärtsleistung wird im Resonator verbraucht. Im Falle des unterkoppelten Resonators geht die reflektierte Leistung nicht auf Null zurück, sondern es stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, bei dem ein Teil der Vorwärtsleistung reflektiert wird. Die übrige Vorwärtsleistung wird von dem Resonator dissipiert. Bei dem überkoppelten Resonator geht die reflektierte Leistung zunächst auf Null zurück, steigt dann aber wieder an und erreicht, wie im Falle des unterkoppelten Resonators, einen Gleichgewichtszustand, bei dem ein Teil der Vorwärtsleistung reflektiert, der andere Teil im Resonator verbraucht wird.

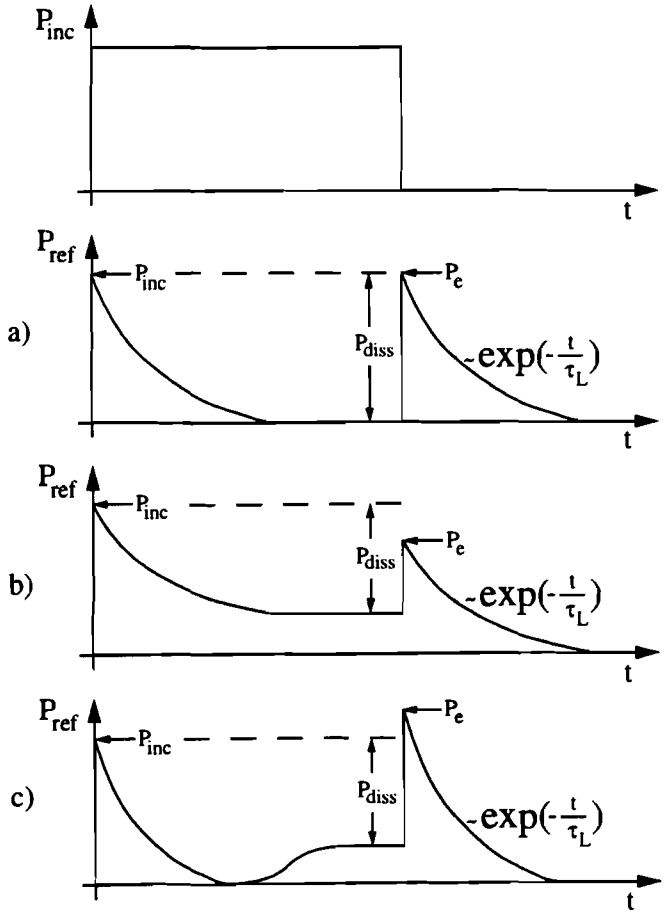


Abbildung 2.5: Zeitlicher Verlauf von Vorwärtsleistung P_{inc} und der reflektierten Leistung P_{ref} im Fall eines a) angepaßten, b) unterkoppelten und c) überkoppelten Resonators. Die genaue Herleitung des zeitlichen Verlaufs von $P_{ref}(t)$ findet sich in Anhang C. Die direkt nach dem Ausschalten der Hochfrequenzleistung von dem Resonator emittierte Leistung P_e kann im reflektierten Signal gemessen werden.

Beim Ausschalten der Hochfrequenz zerfällt das Feld im Resonator. die gespeicherte Energie geht über die Verluste P_{diss} im Resonator selbst und über die Verluste P_{e} durch die Einkoppelantenne verloren. Auch über die sehr schwach koppelnde Antenne für die transmittierte Leistung am oberen Ende des Resonators geht Leistung verloren. Diese ist aber im allgemeinen so gering, daß sie vernachlässigt werden kann. Die über die Einkoppelantenne vom Resonator emittierte Leistung P_{e} ist im reflektierten Signal sichtbar. Da die gespeicherte Energie exponentiell abnimmt, nimmt nach Gleichung (2.1) auch P_{e} exponentiell ab. Es hängt nun vom Koppelfaktor β_{k} ab, ob P_{e} am Anfang größer, kleiner oder genauso groß ist wie die Vorwärtsleistung P_{inc}.

Aus dem Verhältnis $P_{\text{inc}}/P_{\text{e}}$ von Vorwärtsleistung und der direkt nach Ausschalten der Hochfrequenz von dem Resonator emittierten Leistung kann man den Koppelfaktor β_{k} bestimmen (siehe Anhang C, Gleichung (C.32)).

$$\beta_{\text{k}} = \frac{1}{2\sqrt{\frac{P_{\text{inc}}}{P_{\text{e}}}} - 1} \tag{2.3}$$

Zur Bestimmung der unbelasteten Güte Q_0 des Resonators betrachtet man den Zerfall der gespeicherten Energie U. Sie geht über die Verluste der Antennen und des Resonators selbst verloren. Es gilt die Differentialgleichung

$$P_{\text{total}} = -\frac{dU}{dt}\,, \qquad \text{mit} \qquad P_{\text{total}} = P_{\text{diss}} + P_{\text{e}} + P_{\text{t}}\,. \tag{2.4}$$

Im allgemeinen kann P_{t} vernachlässigt werden. Definiert man eine belastete Güte Q_{L} durch

$$Q_{\text{L}} = \frac{\omega U}{P_{\text{total}}}\,, \tag{2.5}$$

so ergibt die Integration der Differentialgleichung für U

$$U(t) = U_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{L}}}\right)\,, \qquad \text{mit} \qquad \tau_{\text{L}} = \frac{Q_{\text{L}}}{\omega}\,. \tag{2.6}$$

Die Zerfallszeit τ_{L} der gespeicherten Energie kann im reflektierten Signal gemessen und damit Q_{L} bestimmt werden. Aus Gleichung (2.5) folgt mit Gleichung (2.2):

$$\frac{1}{Q_{\text{L}}} = \frac{P_{\text{total}}}{\omega U} = \frac{1}{\omega U}\left(P_{\text{diss}} + P_{\text{e}} + P_{\text{t}}\right) = \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}} + \frac{1}{Q_{\text{t}}}\right) = \frac{1}{Q_0}(1 + \beta_{\text{k}} + \beta_{\text{t}})\,,$$

$$Q_0 = Q_{\text{L}}(1 + \beta_{\text{k}})\,, \qquad \text{für} \qquad \beta_{\text{t}} \ll 1\,. \tag{2.7}$$

Dadurch läßt sich nach Ermittlung des Koppelfaktors β_{k} und der Zeitkonstante τ_{L} die unbelastete Güte Q_0 bestimmen. Da supraleitende Resonatoren unbelastete Güten von einigen 10^{10} besitzen können, kann die Zeitkonstante τ_{L} bei Messungen mit angepaßter Kopplung mehr als eine Sekunde betragen.

2.2.2 Bestimmung der Beschleunigungsfeldstärke

Mit Kenntnis der Vorwärtsleistung P_{inc} und des Koppelfaktors β_{k} ist es möglich, die Verlustleistung P_{diss} des Resonators zu bestimmen. Dabei gilt (Anhang C, Gleichung (C.33)):

$$P_{\text{diss}} = \frac{4\beta_{\text{k}}}{(1+\beta_{\text{k}})^2} P_{\text{inc}} \,. \tag{2.8}$$

Die Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} berechnet sich zu

$$E_{\text{acc}} = k_{\text{e}}\sqrt{U} = k_{\text{e}}\sqrt{\frac{P_{\text{diss}}Q_0}{\omega}} \,. \tag{2.9}$$

Das Verhältnis k_{e} von Beschleunigungsfeldstärke und Wurzel aus gespeicherter Energie ist eine nur von der Geometrie des Resonators abhängige Konstante, die mit Hilfe von Programmpaketen wie URMEL [39] oder SUPERFISH [40] bestimmt werden muß (siehe Tabelle 3.1).

Mit der berechneten Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} kann die Auskoppelantenne geeicht werden. Dadurch ist es möglich, bei weiteren Meßpunkten aus der transmittierten Leistung P_{t} direkt die Beschleunigungsfeldstärke zu ermitteln. Mißt man nach dem Füllen im Dauerstrichbetrieb die Vorwärtsleistung P_{inc} und die reflektierte Leistung P_{ref}, so ist die dissipierte Leistung $P_{\text{diss}} = P_{\text{inc}} - P_{\text{ref}}$. Damit kann nach Gleichung (2.9) mit Kenntniss der Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} die unbelastete Güte Q_0 bestimmt werden. Es ist dann nicht mehr nötig, für jeden Meßpunkt die Hochfrequenz mit einem Rechteckpulszug zu modulieren.

2.3 Messungen im Pulsbetrieb

Ist ein Resonator wie im Beispiel der Abbildung 2.2 durch Feldemission belastet, so kann man versuchen, das Emissionsverhalten mit dem im Kapitel 1.4.2 bereits angesprochenen Verfahren, der Hochfrequenzkonditionierung mit kurzen Pulsen hoher Leistung (HPP), zu verbessern. Bei dieser Technik versucht man, kurzzeitig höhere Feldstärken im Resonator zu erreichen, als dies während des Dauerstrichbetriebes möglich wäre. Zu diesem Zweck wird die Hochfrequenzleistung nicht mehr über den Röhrenverstärker eingespeist, sondern es wird ein Klystron benutzt (siehe Abbildung 2.4), das Leistungen bis zu 4 MW im Pulsbetrieb zur Verfügung stellt.

Es gilt nach Gleichung (C.14):

$$U(t) = \frac{4P_{\text{inc}}Q_{\text{L}}^2}{Q_{\text{ext}}\,\omega}\left(1-\exp\left(-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}\right)\right)^2 \,, \quad \text{mit} \quad \tau_{\text{L}} = \frac{Q_{\text{L}}}{\omega} \,. \tag{2.10}$$

und somit für den zeitlichen Verlauf der Beschleunigungsfeldstärke $E_{\text{acc}}(t)$:

$$E_{\mathrm{acc}}(t) = k_{\mathrm{e}}\sqrt{\frac{4P_{\mathrm{inc}}Q_{\mathrm{L}}^2}{Q_{\mathrm{ext}}\,\omega}}\left(1-\exp\left(-\frac{t}{2\tau_{\mathrm{L}}}\right)\right) . \tag{2.11}$$

Um bei Verwendung von kurzen Pulsen zu hohen Feldstärken zu gelangen, muß der Resonator stark überkoppelt sein. Dann gilt $Q_{\mathrm{ext}} \ll Q_0$ und nach Gleichung (2.2.1) $Q_{\mathrm{L}} = Q_{\mathrm{ext}}$. Gleichung (2.11) wird damit zu:

$$E_{\mathrm{acc}}(t) = k_{\mathrm{e}}\sqrt{\frac{4P_{\mathrm{inc}}Q_{\mathrm{ext}}}{\omega}}\left(1-\exp\left(-\frac{t}{2\tau_{\mathrm{ext}}}\right)\right) \tag{2.12}$$

$$\approx k_{\mathrm{e}}\sqrt{\frac{P_{\mathrm{inc}}\,\omega}{Q_{\mathrm{ext}}}}\cdot t\,, \qquad \text{mit} \qquad \tau_{\mathrm{ext}} = \frac{Q_{\mathrm{ext}}}{\omega} . \tag{2.13}$$

Betrachtet man das Füllen eines Resonators mit einem Klystronpuls, so ist die während dieses Pulses erreichbare Feldstärke proportional zur Wurzel der Klystronleistung P_{inc} und umgekehrt proportional zur Wurzel der externen Güte Q_{ext}. Sie ist darüber hinaus in erster Näherung proportional zur Dauer t des Klystronpulses. Daher kann bei extrem starker Kopplung infolge der kurzen Füllzeit τ_{ext} das Feld während HPP erheblich höhere Werte erreichen als während des Dauerstrichbetriebes. Bei einer externen Güte von $Q_{\mathrm{ext}} = 3 \cdot 10^6$ erreicht der Resonator schon nach 500 μs die Hälfte der bei dieser Kopplung und Vorwärtsleistung maximal erreichbaren Beschleunigungsfeldstärke. Mit entsprechend hoher Klystronleistung können sehr schnell sehr hohe Feldstärken erreicht werden. Dabei ist immer davon ausgegangen worden, daß die Güte des Resonators unabhängig von der Feldstärke ist. Erreicht der Resonator im Pulsbetrieb Feldstärken, bei denen die Güte abnimmt, so wird sich der Anstieg der Felder im Resonator verlangsamen.

In Abbildung 2.6 ist der Verlauf der Beschleunigungsfeldstärke eines Resonators im Pulsbetrieb dargestellt. Die Messung der Feldstärke erfolgt mit Hilfe der bei den Dauerstrichmessungen geeichten Antenne der transmittierten Leistung.

2.4 Veränderung des Emissionsverhaltens durch Hochfrequenzkonditionierung

Ein Emitter wird durch den Emissionsstrom infolge Joulescher Wärmeentwicklung erhitzt. Da der Emissionsstrom exponentiell mit dem elektrischen Feld steigt und die Erwärmung proportional zum Quadrat des Stromes ist, kann die Temperatur eines Emitters bei geringfügig höheren Feldern stark ansteigen. Elektronenmikroskopische Aufnahmen der inneren Oberfläche an Orten hoher elektrischer Feldstärke zeigen Gebilde, die die Vermutung nahelegen, daß es sich um geschmolzene Emitter handelt (siehe Abbildung 2.7) [41]. Nach Abschmelzen des Emitters ist das Emissionsverhalten stark verändert. Der Emitter wird entweder gar nicht mehr oder stark

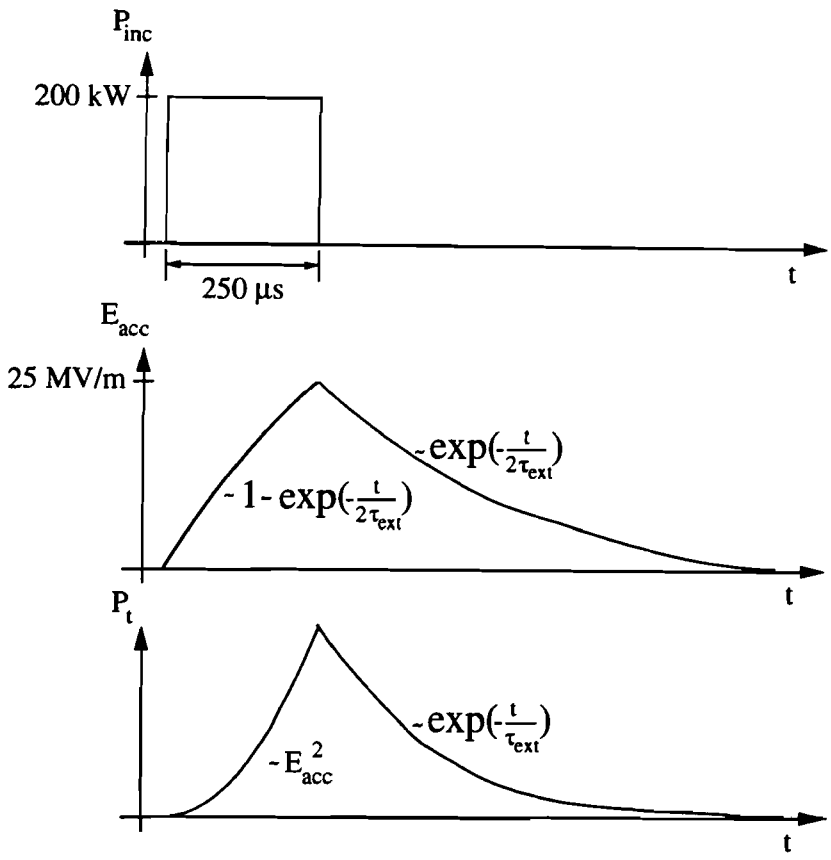


Abbildung 2.6: Zeitlicher Verlauf von Vorwärtsleistung P_{inc} eines Klystronpulses, Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} und transmittierter Leistung P_t im Falle sehr starker Kopplung. Es sind dabei typische Werte für den Betrieb eines einzelligen Resonators angegeben.

reduziert emittieren. Es können daher bei einer anschließenden Messung mit gleicher Vorwärtsleistung höhere Beschleunigungsfeldstärken erreicht werden.

Es sind noch andere Mechanismen denkbar, die das Verhalten von Emittern verändern können. Das elektrische Feld übt auf den Emitter einen starken Druck aus. Dieser Druck P läßt sich durch

$$P = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2 \tag{2.14}$$

abschätzen. Er ist proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke. Bei einem Druck von ungefähr $5 \cdot 10^6$ N/m^2 fängt weich geglühtes Niob bei Raumtemperatur an zu fließen. Dieser Druck wird bei einer Feldstärke von 1 GV/m erreicht, die an der Iris schon bei einer Beschleunigungsfeldstärke von $E_{\text{acc}} = 10$ MV/m und einem Feldüberhöhungsfaktor von $\beta = 50$ vorliegt. Besonders bei Erwärmung des Emitters durch den Emissionsstrom kann der mechanische Streß bei entsprechenden Feldstärken und Feldüberhöhungsfaktoren so groß werden, daß der Emitter zerreißt oder locker auf der Oberfläche liegende Emitter weggeschleudert werden.

Oft findet schon bei Messungen im Dauerstrichbetrieb mit Leistungen von 200 W Hochfrequenzkonditionierung statt (siehe Kapitel 5). Ist allerdings die maximal zur Verfügung stehende Vorwärtsleistung erreicht, oder zeigt der Resonator einen durch Elektronenemission induzierten thermischen Zusammenbruch, so kann mit HPP eine weitere Hochfrequenzkonditionierung erfolgen. Die Erwärmung des Niobs durch auftreffende Emissionselektronen und auch der thermische Zusammenbruch erfordern eine Zeit in der Größenordnung von $t \approx 10\ \mu s$ [42]. Während dieser Zeit kann das Feld im Resonator weiter steigen.

Selbst wenn schon ein kleiner Teil der Kavität normalleitend ist, können unter Umständen die elektromagnetischen Felder im Resonator noch steigen. Dies ermöglicht es, Magnetfelder zu erreichen, die vergleichbar mit der Überhitzungsfeldstärke B_{sh} von Niob sind [43].

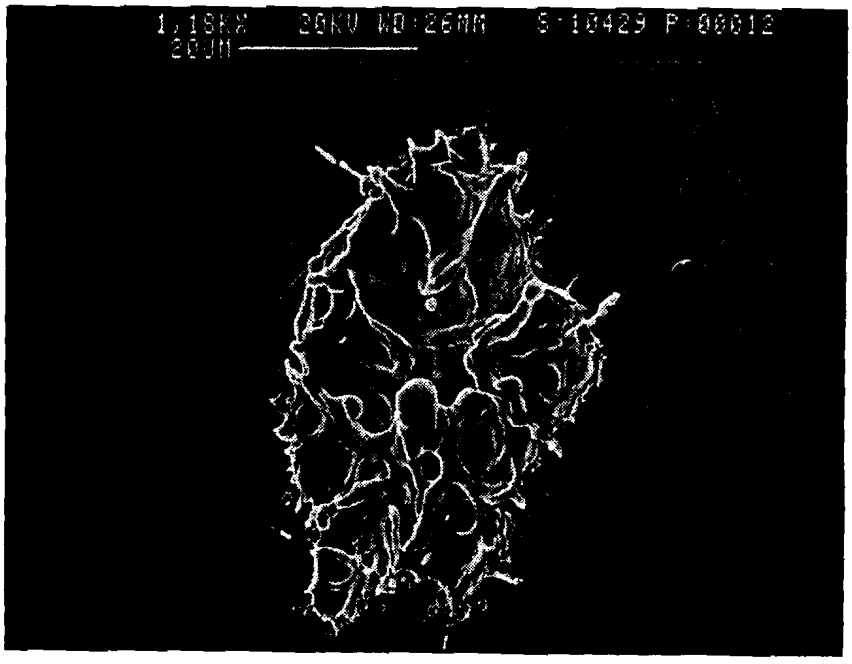


Abbildung 2.7: Elektronenmikroskopische Aufnahme der inneren Oberfläche einer Kavität im Bereich hoher Feldstärke [41]. Es handelt sich dabei vermutlich um einen explodierten und geschmolzenen Emitter.

Kapitel 3

Meßaufbau zur Bestimmung der Temperaturverteilung der äußeren Resonatoroberfläche

Um feldbegrenzende Effekte in einem supraleitenden Hochfrequenzresonator zu studieren, ist es sehr hilfreich, Informationen über die Wärmeentwicklung auf der inneren Oberfläche zu besitzen. Es können dann die Orte mit erhöhtem Restwiderstand oder Emittern lokalisiert und die Abhängigkeit der Erwärmung von der Beschleunigungsfeldstärke gemessen werden. Dadurch ist es möglich, mehr über die Natur der Feldemitter zu erfahren. Man kann darüber hinaus Quenche lokalisieren und das zeitliche Quenchverhalten eines Resonators studieren. Allerdings kann man in der Praxis die Temperaturverteilung der inneren Oberfläche nicht direkt messen. Vielmehr muß man aus der Messung der Temperaturverteilung der äußeren Oberfläche die der inneren mit Hilfe eines Modells der Wärmeleitung errechnen. Die Messung der äußeren Oberflächentemperatur von supraleitenden Resonatoren ist lange in der Praxis erprobt [44][45][46]. Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Apparatur lehnt sich an ein an der Cornell-Universität entwickeltes System an [47].

3.1 Das Temperaturmeßsystem

Bei Resonatoren mit Resonanzfrequenzen unterhalb 500 MHz fällt der BCS-Hochfrequenzwiderstand schon bei Temperaturen um 4 K auf Werte, die mit denen des Restwiderstandes vergleichbar sind. Da der BCS-Hochfrequenzwiderstand jedoch quadratisch mit der Frequenz zunimmt (vergleiche Gleichung (1.12)), ist für Frequenzen oberhalb 1 GHz eine Abkühlung auf Temperaturen < 2 K notwendig, um hohe Güten zu erreichen. In diesem Temperaturbereich ist das zur Kühlung verwendete Helium suprafluid.

Suprafluides Helium kann nicht mehr als klassische Flüssigkeit angesehen werden. Es besitzt vielmehr Eigenschaften, die nur erklärt werden können, wenn man

Helium als Quantenflüssigkeit betrachtet [48]. Besonders hervorstechend sind die Eigenschaften, daß suprafluides Helium ohne Reibungsverluste durch dünne Kapillaren fließen kann und daß es eine extrem hohe Wärmeleitfähigkeit besitzt.[1] Es müssen Temperatursensoren verwendet werden, die in suprafluidem Helium arbeiten und einen guten Kontakt zur äußeren Oberfläche besitzen. Die hier benutzten Temperatursensoren sind an der Cornell-Universität hergestellt worden [45].

3.1.1 Thermometer in suprafluidem Helium

Die verwendeten Thermometer bestehen aus einem Allen-Bradley Kohlenstoffwiderstand mit einem Wert von 100 Ω bei Raumtemperatur. Dieser Widerstand ist in einem aus Leiterplattenmaterial bestehenden Gehäuse montiert und mit Epoxidharz vergossen (siehe Abbildung 3.1). Die elektrischen Zuleitungen erfolgen über 0.1 mm dicke Manganindrähte, die an die Kupferdrähte der Widerstände punktgeschweißt sind. Die Vorderseite des Gehäuses wird abgeschliffen bis der Kohlenstoff des Widerstandes sichtbar ist, poliert und mit Lack versiegelt. An der Rückseite wird ein Federstab befestigt.

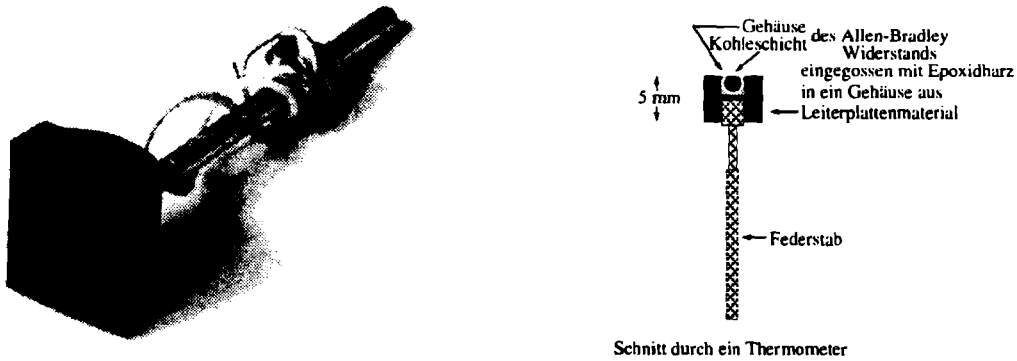


Abbildung 3.1: Thermometer zur Messung der Temperatur der äußeren Oberfläche eines supraleitenden Resonators in suprafluidem Helium.

Die Temperaturbestimmung erfolgt über die Messung des elektrischen Widerstandes. Dieser ist im Temperaturbereich des flüssigen Heliums stark temperaturabhängig. Er steigt von etwa 1000 Ω bei 4.2 K über 10 000 Ω bei 2 K bis schließlich ungefähr 16 000 Ω bei 1.6 K an. Es muß unbedingt verhindert werden, daß suprafluides Helium zwischen die Vorderseite des Thermometers und die äußere Oberfläche des Resonators gelangt. Die außerordentlich hohe Wärmeleitfähigkeit des Heliums würde bewirken, daß die gesamte Wärme in das Heliumbad abgeführt wird. Daher wird eine bei tiefen Temperaturen zäh werdene Paste (Apiezon N) zwischen Vorderseite des Thermometers und der Oberfläche des Resonators angebracht. Durch

[1] Eine kurze Diskussion der Eigenschaften von suprafluidem Helium und speziell dessen Wärmeleitfähigkeit findet sich in Anhang D.

den Federstab wird das Thermometer gegen die Oberfläche gedrückt. Die dünnen Manganindrähte sorgen durch ihre geringe Wärmeleitfähigkeit dafür. daß nur wenig Wärme über die elektrischen Zuleitungen in das Heliumbad abgeführt wird.

3.1.2 Montage der Thermometer an einen Resonator

Das Temperaturmeßsystem soll an einen einzelligen Resonator der Resonanzfrequenz 1.3 GHz angebracht werden. In Abbildung 3.2 ist die Konstrunktionszeichnung der verwendeten Kavität LDP1 zu sehen.

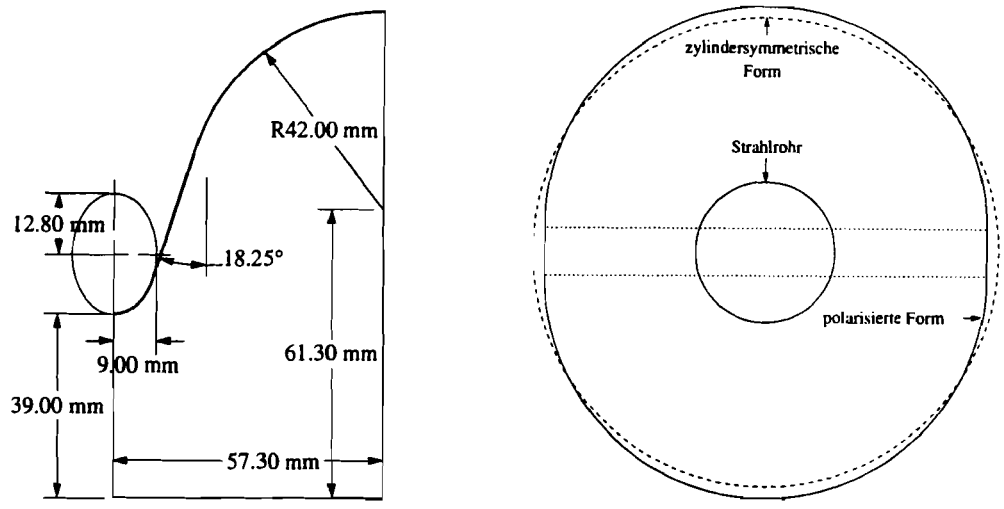


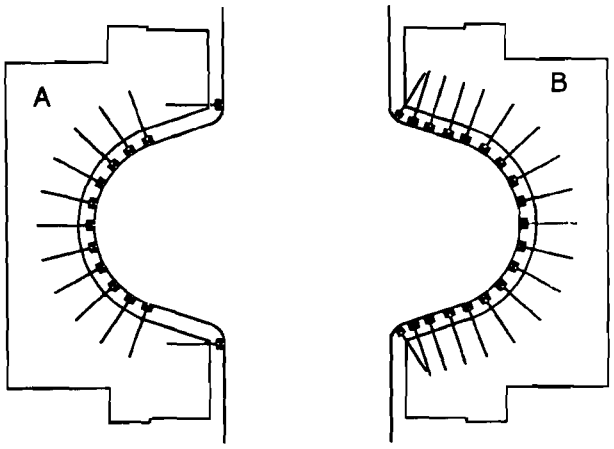
Abbildung 3.2: Konstruktionszeichnung des verwendeten Resonators LDP1-1 der Resonanzfrequenz 1.3 GHz. Am Strahlrohr ist die Form elliptisch und geht dann über ein gerades Stück in die runde Form am Äquator über.

E_{peak}/E_{acc}	B_{peak}/E_{acc} [mT/(MV/m)]	$E_{acc}/\sqrt{U}$ [(MV/m)/$\sqrt{J}$]	R/Q [Ω]	G [Ω]	L [cm]	A [cm^2]
1.98	4.17	8.35	113	271	11.46	919.2

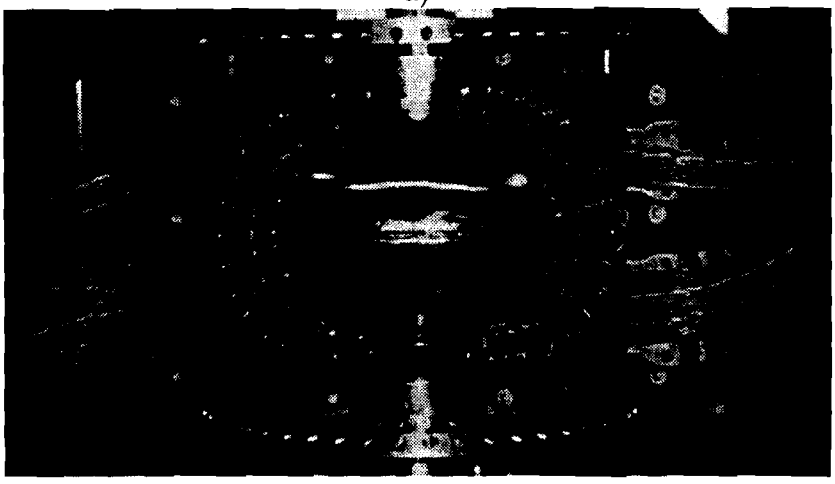
Tabelle 3.1: Parameter des Resonators LDP1-1.

Der Resonator ist aus Halbschalen gefertigt, die die gleiche Geometrie besitzen wie die äußeren Halbschalen der Endzellen des 9-zelligen 1.3 GHz Resonators, der für den TESLA-Beschleuniger verwendet werden soll. Die äußeren Halbschalen unterscheiden sich leicht von den inneren Halbschalen, wodurch gewährleistet wird, daß in der Beschleunigungsmode in allen Zellen gleiche Amplituden vorhanden sind (vergleiche Anhang D). Der Resonator hat eine Wandstärke $d = 1.5$ mm und einen *RRR*-Wert von 350, nachdem er bei 1400° C für 4 Stunden einem Getterverfahren unterzogen wurde. Dabei wurde das Gettermaterial Titan nur auf die äußere Oberfläche aufgedampft. Das aufgedampfte Titan wurde nicht wieder entfernt und

ist noch auf der Oberfläche vorhanden [49]. Der verwendete einzellige Resonator hat im Gegensatz zu den 9-zelligen Strukturen eine Besonderheit. Er besitzt am Äquator eine leicht elliptische Form[2] (siehe Abbildung 3.2). Die wichtigsten Parameter dieses Resonators sind in der Tabelle 3.1 zusammengefaßt.



a)



b)

Abbildung 3.3: a) Verwendete Montageplatinen zur Befestigung der Thermometer an die Oberfläche des Resonators. Die Platinen sind mit Fräsungen versehen, die die Federstäbe der Thermometer aufnehmen. b) Der Resonator ist schon zu 2/3 mit Thermometern bedeckt. Links ist eine Platine mit 13 Thermometern zu sehen, rechts eine mit 19 Thermometern. Oben und unten am Strahlrohr sind die Führungsteller zu sehen, mit deren Hilfe die Platinen befestigt werden.

[2]Die elliptische Form hat den Vorteil, daß höhere, unerwünschte Resonanzen, deren elektromagnetischen Felder senkrecht zur Strahlachse sind, eine Vorzugsrichtung erhalten. Die Resonanzen werden angeregt, wenn ein Teilchenpaket den Resonator durchquert. Sie würden nachfolgende Teilchenpakete zu Schwingungen anregen und müssen deswegen gedämpft werden. Dazu sind Resonatoren, die in einem Beschleuniger eingesetzt werden, mit Auskopplern bestückt, die genau diese Resonanzen dämpfen sollen. Bei der elliptischen Form des Äquators werden weniger Auskoppler benötigt, als bei der kreisrunden Form.

Mit Hilfe von Montageplatinen werden 768 Thermometer auf die Oberfläche des verwendeten Resonators angebracht. Es werden zwei Typen von Platinen eingesetzt, von denen die eine 13 Thermometer und die andere 19 Thermometer aufnehmen kann (siehe Abbildung 3.3a). Insgesamt werden je 24 dieser Platinen verwendet, die azimutal im Abstand von 7.5 Grad und in alternierender Anordnung an den Resonator befestigt werden. Am Strahlrohr der Kavität werden Führungsteller angebracht, die mit eingefrästen Schlitzen zur Halterung der Platinen versehen sind (siehe Abbildung 3.3b). Am Ende der Schlitze befinden sich Gewinde, mit deren Hilfe durch Schrauben der Abstand von Platine zur Resonatoroberfläche reguliert und somit der Anpreßdruck der Thermometer verändert werden kann. Es muß darauf geachtet werden, daß die Führungsteller, Schrauben und auch die Federstäbe der Thermometer nicht magnetisierbar sind, da sonst der vorhandene magnetische Fluß im Niob eingefroren und der Resonator eine niedrige Ausgangsgüte besitzen würde. In der hier verwendeten Apparatur bestehen diese Teile aus Messing.

Da abwechselnd Platinen mit 19 und 13 Thermometern verwendet werden, erhält man 48 Thermometer pro Umfang am Äquator im Vergleich zu 24 Thermometern an der Iris und somit eine relativ gleichmäßige Überdeckung der Oberfläche mit Thermometern.

3.1.3 Elektrische Verbindungen

Die Halterungsplatinen bestehen im Detail aus 3 Ebenen. Dabei besitzt nur die innere Fräsungen zur Aufnahme der Federstäbe der Thermometer. Die äußeren Platinen verhindern das seitliche Ausweichen der Federstäbe und sind von außen mit Leiterbahnen versehen (siehe Abbildung 3.4). Die Manganindrähte der Thermometer werden an diese Leiterbahnen angelötet. Am Ende der Halterungsplatinen sind Stecker eingelötet (siehe Abbildung 3.3). Die Platinen mit 19 Thermometern besitzen zwei Stecker, die mit 13 Thermometern nur einen.

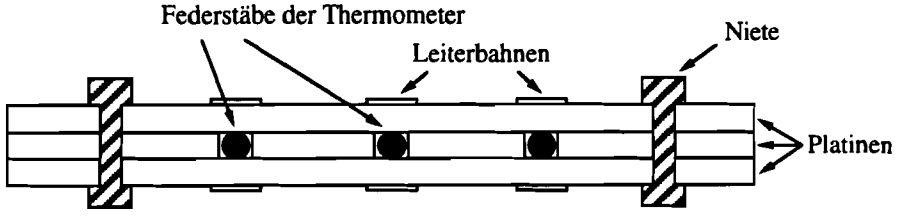
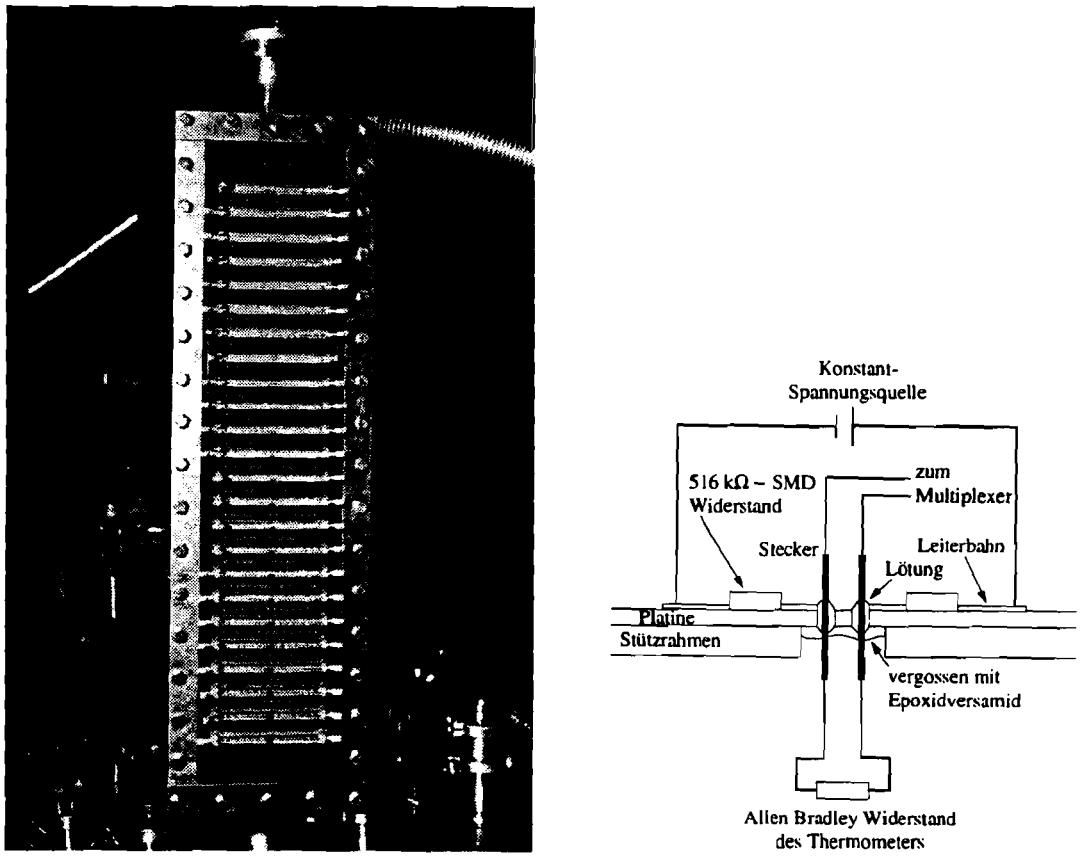


Abbildung 3.4: Halterungsplatine im Detail, die innere Platine besitzt Fräsungen zur Führung der Thermometer, die beiden äußeren Platinen sind mit Leiterbahnen zur elektrischen Versorgung der Thermometer versehen.

Die Signale müssen durch das Heliumbad aus den Kryostaten geleitet werden. Da sich der Kryostat bei Temperaturen um 2 K auf einem Druck von 30 mbar befindet, muß die dafür benötigte Durchführung vakuumdicht sein. Die auf dem Kryostaten montierte Vakuumdurchführung ist in Abbildung 3.5a zu sehen. Die

Spannungssignale werden von den Steckern der Halterungsplatinen innerhalb des Kryostaten mit Hilfe von paarweise verdrilltem Flachbandkabel zur Durchführung geleitet (Abbildung 3.6). Dort werden sie über paarweise verdrillte und geschirmte Kabel zu 24 Multiplexern des Typs NI-SCXI-1100 geführt. In jedem Multiplexer können 32 Kanäle differentiell gemessen und die Spannungen verstärkt werden. Der Verstärkungsfaktor ist dabei zwischen 1 und 1000 per Computer einstellbar. Die Multiplexer sind in einem Gehäuse untergebracht, von dem die verstärkten Signale über eine Busleitung zu einer Analog-Digital-Wandler-Karte des Typs NI-MIO-16XL geleitet werden. Diese Karte wird von einem Macintosh Quadra 950 Personalcomputer ausgelesen. Mit dem Computer werden sowohl die Multiplexer als auch die Analog-Digital-Wandler-Karte programmiert. Die Programmierung und die Aufbearbeitung der Daten geschieht mit der Programmiersprache LabVIEW. Die Multiplexer sind in der Lage, einen Kanal in 40 μs auszulesen. Die Auslese aller 768 Thermometer kann dann in ungefähr 40 ms geschehen.



a) b)

Abbildung 3.5: a) Vakuumdurchführung fertig montiert auf dem Kryostatendeckel. Es sind die zur Durchführung der Signale dienenden Stecker und die zur Stromversorgung benötigten Chipwiderstände zu sehen. b) Skizze der Vakuumdurchführung. Die Stromversorgung erfolgt über eine Konstantspannungsquelle, wobei zum Widerstand des Thermometers zwei 500 kΩ Chipwiderstände in Reihe geschaltet werden.

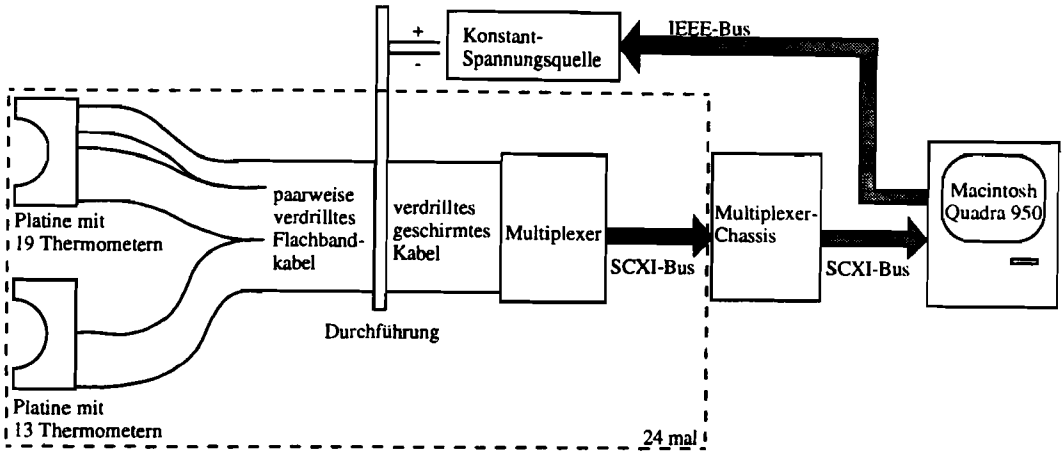


Abbildung 3.6: Signalwege des Temperaturmeßsystems.

Zur Widerstandsmessung müssen die Thermometer mit einem konstanten Strom durchflossen werden. Die dazu benötigte Schaltung befindet sich auf einer Platine, die Teil der Vakuumdurchführung ist (siehe Abbildung 3.5b). Diese Platine ist auf einen Stützrahmen geklebt und von hinten vakuumdicht vergossen. Der Stützrahmen verhindert ein Durchbiegen der Platine infolge des äußeren Luftdrucks. Auf die Platine sind Stecker gelötet, die die Meßsignale aus dem Heliumbad zu den Multiplexern leiten. Auf der Platine wird jedes Thermometer von beiden Seiten mit einem 500 kΩ Widerstand verbunden. Alle 768 Thermometer sind über die zwei in Reihe geschalteten 500 kΩ Widerstände parallel zu einer Konstant-Spannungsquelle geschaltet. Dadurch ist ein konstanter Meßstrom von typisch 10 μA gewährleistet.

Der Strom durch die Thermometer erwärmt diese infolge der Ohmschen Verluste. Nimmt man an, daß sich nach Einschalten des Stroms nach einer Zeit t ein stationärer Zustand eingestellt hat, so läßt sich als Obergrenze für die Selbsterwärmung durch den Strom I eine Temperaturerhöhung von

$$\Delta T = \frac{R \cdot I^2 \cdot t}{C \cdot \rho \cdot V} \tag{3.1}$$

abschätzen. Dabei ist C die spezifische Wärme. Sie hat bei 2 K für Kohlenstoff den Wert $C = 4 \cdot 10^{-2}$ J/(kg·K) [50]. Für einen Strom von 10 μA erhält man mit einer Dichte von $\rho = 2300$ kg/m^3 und $V = 1.25 \cdot 10^{-7}$ m^3 des Kohlenstoffwiderstandes von 10 kΩ nach 10 ms eine Temperaturerhöhung von $\Delta T = 0.8$ mK. Dies stimmt gut mit gemessenen Werten überein [47].

Um gut meßbare Signale an den Widerständen zu erhalten, darf der Strom nicht wesentlich kleiner als 10 μA gewählt werden. Bei 10 μA und einem Widerstand von 10 kΩ wird die Spannung zu 10 mV. In der Praxis wurden Stromwerte zwischen 5 und 10 μA verwendet. Dann sind bei noch vernachlässigbarer Selbsterwärmung die Spannungen groß genug, so daß die Signale durch Rauschen nicht zu stark beeinflußt

werden. Das in den Kabeln durch Streuspannungen induzierte Rauschen lag in der Größenordnung von 10 μV.

Eine Verfälschung der Signale durch Thermospannungen wird verhindert, indem abwechselnd bei positivem und negativem Vorzeichen der Versorgungsspannung gemessen wird. Um die Verzerrung der Signale durch Rauschen zu minimieren, wird bei jedem Vorzeichen der Versorgungsspannung mehrmals hintereinander gemessen und die Beträge der Spannungen gemittelt. Abbildung 3.7a zeigt die mittlere Standardabweichung der Widerstände der Thermometer gegenüber der Anzahl der Messungen, über die gemittelt wurde. Wurde öfter als 10 mal gemittelt, trat keine spürbare Verbesserung mehr ein. Es wurde ebenfalls untersucht, welchen Einfluß die Meßzeit pro Kanal eines Multiplexers auf die Genauigkeit der Signale hat. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.7b zu sehen. Man erkennt, daß die Genauigkeit der Messung zwischen 25 μs und 200 μs unabhängig von der Schaltzeit zwischen zwei Kanälen ist. Standardmäßig wurde eine Schaltzeit von 40 μs gewählt und bei jedem Vorzeichen der Versorgungsspannung 10 mal gemessen. Damit verlängert sich die Auslese aller Thermometer inklusive Umpolen der Spannungsquelle auf 700 ms.

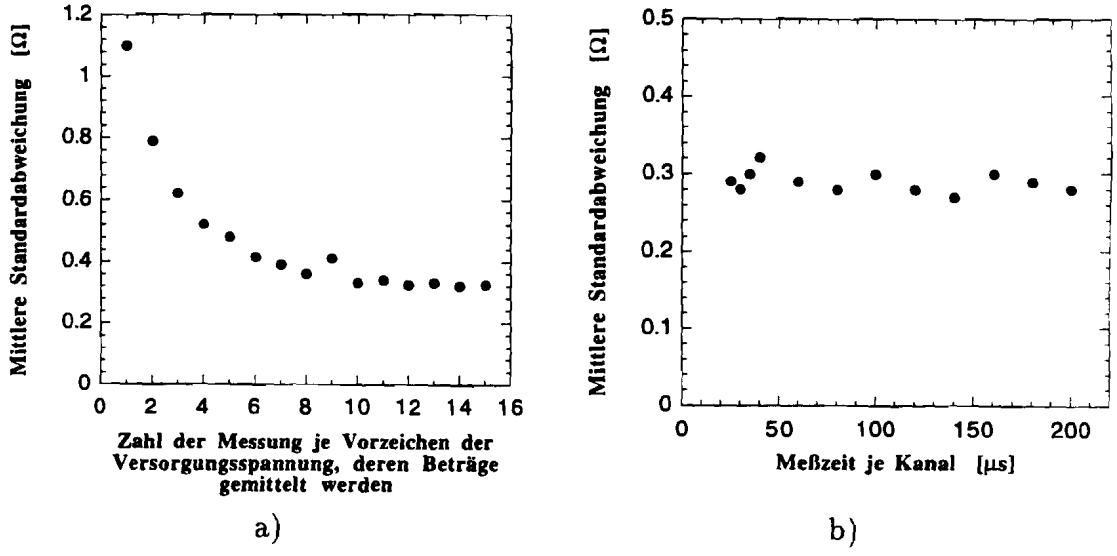


Abbildung 3.7: Mittlere Standardabweichung der Widerstandsmessung der Thermometer in Abhängigkeit von a) der Anzahl der Messungen je Vorzeichen der Versorgungsspannung und b) der Meßzeit je Kanal.

3.2 Messung von Temperaturkarten

Hat der Resonator das im Kapitel 2.1 beschriebene Präparationsverfahren durchlaufen und war die Dichtigkeitsüberprüfung erfolgreich, so werden die Thermometer montiert. Abbildung 3.8 zeigt den Resonator bestückt mit allen Thermometern, fertig zum Einbau in den Kryostaten.

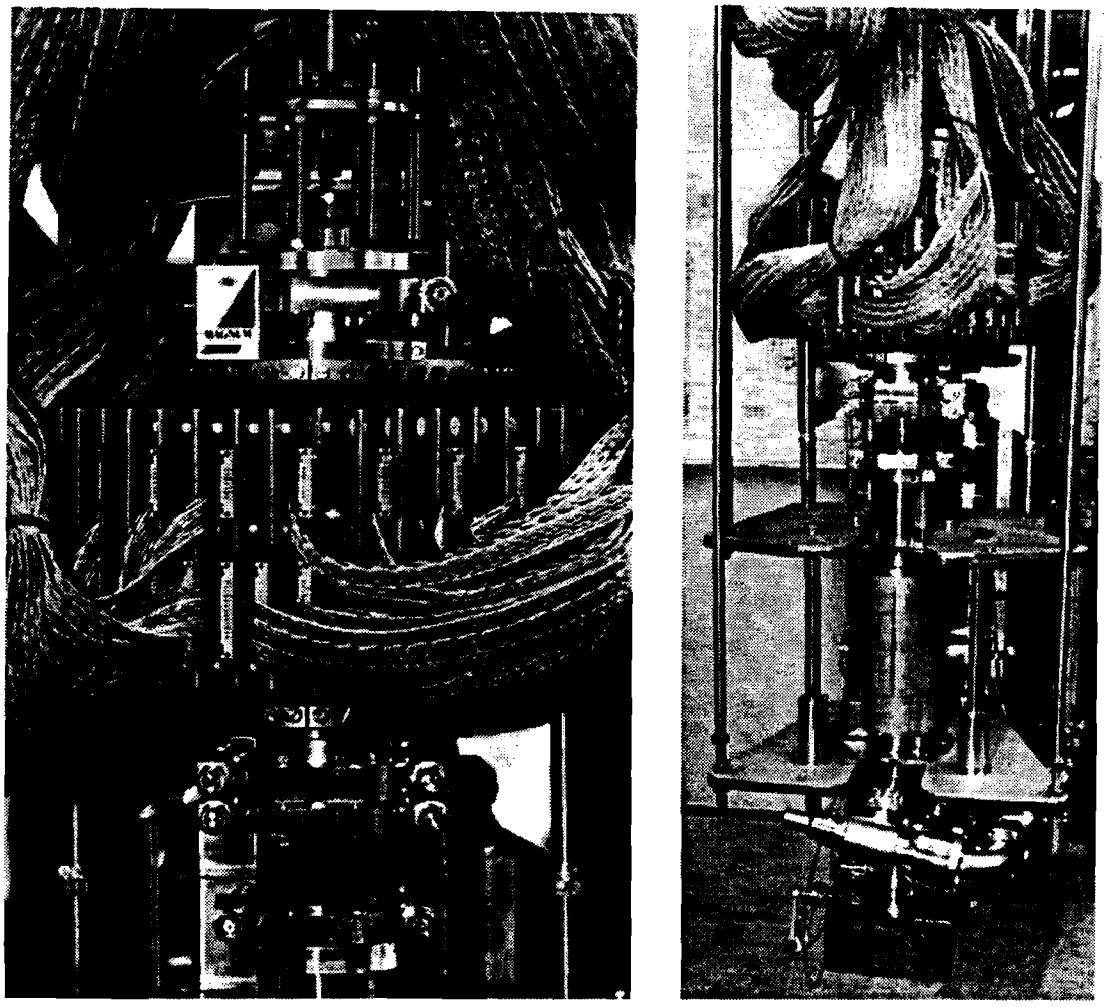


Abbildung 3.8: Der Resonator mit allen Thermometern montiert auf dem Teststand und fertig zum Einbau in den Kryostaten.

3.2.1 Eichung der Thermometer

Ist der Testaufbau in den Kryostaten eingebaut, so können die elektrischen Verbindungen von der Vakuumdurchführung bis zu den Multiplexern gemacht und der Kryostat mit flüssigem Helium gefüllt werden. Danach befindet sich der Meßaufbau auf einer Temperatur von 4.2 K. Während man anschließend das Heliumbad entlang der Dampfdruckkurve auf 1.5 K abkühlt, wird neben der Messung der unbelasteten Güte als Funktion der Temperatur, eine Eichung für jedes Thermometer durchgeführt. Dabei werden in Abständen von einigen Zehntel Kelvin die Widerstände der Thermometer gemessen. Die Temperatur des Heliums und somit der Thermometer wird über den Dampfdruck bestimmt. Man erhält damit Stützpunkte für eine Anpassung an eine Eichfunktion[3].

[3]Kohlenstoff besitzt bei tiefen Temperaturen Halbleitereigenschaften. Die Leitfähigkeit nimmt exponentiell mit $1/T$ ab. Durch Berücksichtigung höherer Potenzen in $\ln(R)$ kann das Widerstandsverhalten sehr gut parametrisiert werden.

$$\frac{1}{T} = \sum_{i=0}^{4} a_i \left(\ln(R)\right)^i \tag{3.2}$$

Nachdem die Temperatur von 1.5 K erreicht ist, werden für jedes Thermometer die Konstanten a_i berechnet. Abbildung 3.9 zeigt die Stützpunkte und die Eichkurve eines Thermometers.

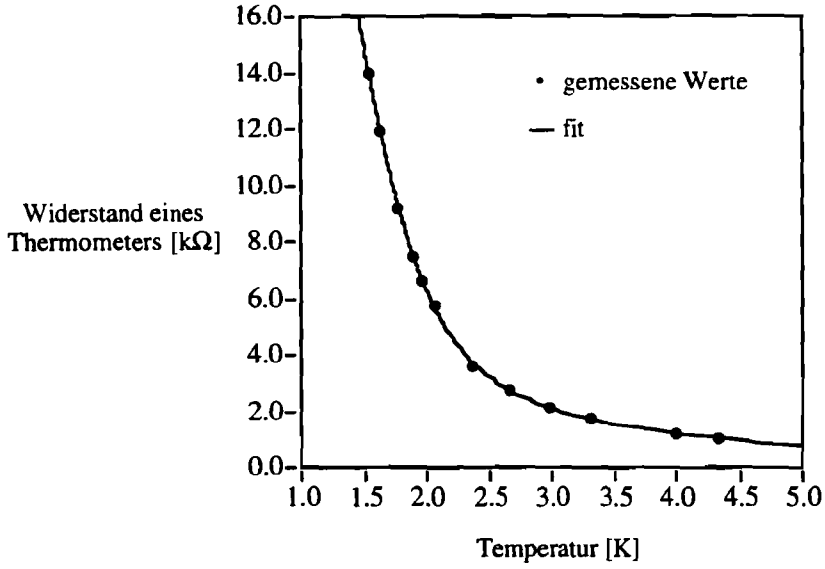


Abbildung 3.9: Während des Abkühlens des Heliumbades aufgenommene Eichkurve eines Thermometers. Da die Widerstände bei kleineren Temperaturen stärker ansteigen, und da die Bestimmung der Temperatur anhand des Dampfdruckes in suprafluidem Helium genauer ist, werden im Bereich von 2.0 K bis 1.5 K ein Meßpunkt pro 0.1 K genommen. Für den Bereich von 4.2 K bis 2.2 K wird an 6 Stützpunkten gemessen.

3.2.2 Aufnahme der örtlichen Temperaturverteilung

Zur Aufnahme feldabhängiger Temperaturerhöhungen wird eine Differenzmessung durchgeführt. Hat sich in der Kavität ein konstantes elektromagnetisches Feld aufgebaut, so erfolgt eine Temperaturauslese. Direkt danach wird die Hochfrequenzleistung ausgeschaltet und nach dem Abklingen der Felder im Resonator erfolgt eine zweite Temperaturauslese. Die Differenztemperatur ist ein Maß für die vom elektromagnetischen Feld am Ort der Thermometer deponierte Leistung.

In Abbildung 3.10a sind die gemessenen Temperaturerhöhungen zu sehen. In dieser dreidimensionalen Darstellung wird deutlich, wie die Thermometer auf der Oberfläche des Resonators angeordnet sind. In Abbildung 3.10b sind die gleichen Temperaturerhöhungen in einer Merkatorprojektion analog zu einer geographischen Weltkarte zu sehen.

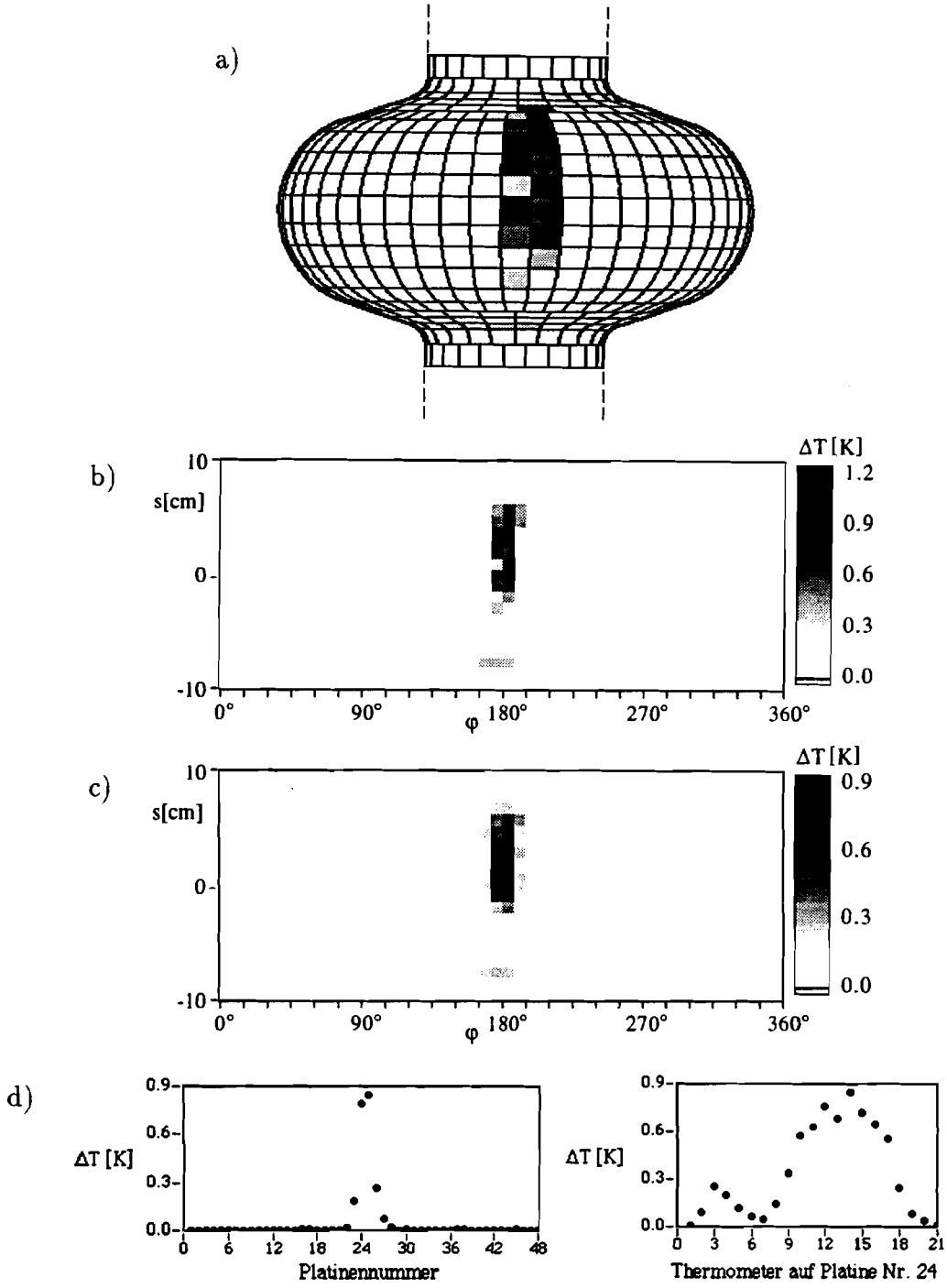


Abbildung 3.10: a) Erwärmung des Resonators in räumlicher Darstellung. b) Darstellung von Temperaturkarten analog zu einer Weltkarte. Oben befinden sich die Thermometer der oberen Iris, unten die der unteren Iris. Orte, die nicht mit Thermometern besetzt sind, erhalten Temperaturen, die durch Mittelung der linken und rechten Nachbartemperaturen berechnet wurden. c) Geglättete Temperaturkarte nach Gleichung (3.3). d) Schnitt der geglätteten Temperaturkarte entlang des Äquators und entland des Längenkreises bei dem sich die am stärksten erwärmten Thermometer befinden.

Um zu einer einheitlichen Darstellung zu kommen, besteht diese Temperaturkarte aus 48 mal 21 Temperaturerhöhungen. Für Orte, die dabei nicht mit Thermometern besetzt sind, wird eine Temperaturerhöhung errechnet, indem eine Mittelung der Erwärmung der linken und rechten Nachbarthermometer durchgeführt wird.

Das Ansprechverhalten der Thermometer ist stark davon abhängig, wieviel Wärmeleitpaste sich zwischen der Resonatoroberfläche und dem Thermometer befindet. Um Schwankungen etwas auszugleichen, werden aus der Temperaturerhöhung ΔT_{gem} eines Thermometers und seiner direkten vier Nachbarn in der 48 mal 21 Darstellung eine neue Temperaturerhöhung ΔT_{corr} errechnet.

$$\Delta T_{\text{corr}}(i) = \frac{5}{9}\Delta T_{\text{gem}}(i) + \frac{1}{9}\sum_{\substack{j=1 \\ \text{Nachbarn von } i}}^{4} \Delta T_{\text{gem}}(j) \tag{3.3}$$

Abbildung 3.10c zeigt eine solche geglättete Temperaturkarte. Es werden im folgenden immer die geglätteten Temperaturkarten verwendet. In Abbildung 3.10d ist ein Schnitt der geglätteten Temperaturkarte aus Abbildung 3.10c entlang des Äquators und entlang des Azimutwinkels, bei dem sich die am stärksten erwärmten Thermometer befinden, zu sehen.

3.2.3 Aufnahme von zeitlichen Temperaturentwicklungen

Sind mit einer Temperaturkarte Wärmequellen lokalisiert worden, so kann die Wärmeentwicklung an diesen Orten als Funktion der Zeit gemessen werden. Insbesondere kann die Wärmeentwicklung während eines HPP-Pulses studiert werden. Dabei werden die dazu selektierten Thermometer kontinuierlich hintereinander ausgelesen. Werden 19 Thermometer selektiert, kann zum Beispiel jedes Thermometer etwa einmal pro Millisekunde ausgelesen werden. Abbildung 3.11 zeigt solch eine Messung.

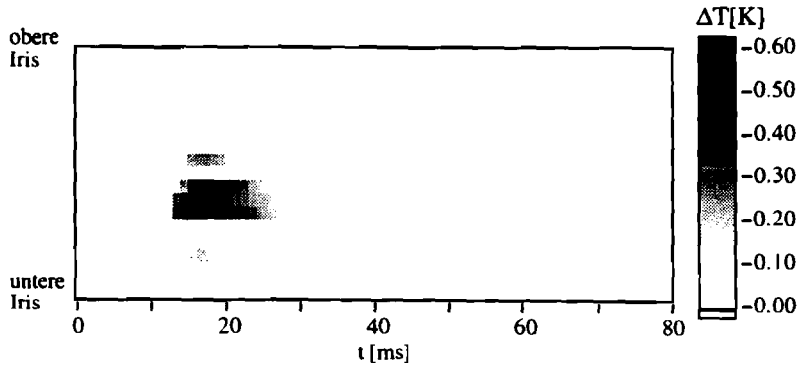


Abbildung 3.11: Temperaturverlauf längs eines Meridians während eines HPP-Pulses.

3.3 Bestimmung der Temperatur der inneren Oberfläche

Wird auf der Innenwand des Resonators gleichmäßig Wärme deponiert, so fließt sie durch eine Fläche A mit der Wärmestromdichte $\dot{Q}/A$. Dies ist in Abbildung 3.12 angedeutet. Die Temperatur nimmt im Niob linear ab, sofern die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit λ vernachlässigt wird. Da das suprafluide Helium eine sehr hohe Wärmeleitfähigkeit besitzt, ist die Temperatur im Heliumbad praktisch überall konstant. Zwischen der äußeren Nioboberfläche und dem Helium bildet sich eine sehr dünne, nur 10 bis 100 Atomlagen dicke Schicht, die sogenannte Kapitza-Grenzschicht, in der die Temperatur etwa exponentiell von der äußeren Oberflächentemperatur auf die Badtemperatur abnimmt [51].

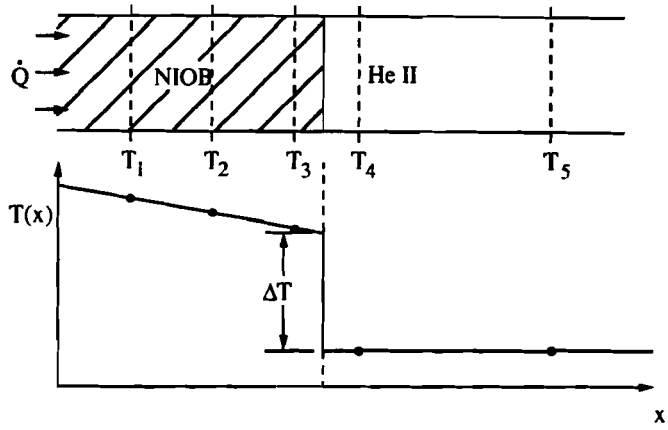


Abbildung 3.12: Temperaturverteilung im Niob und im Heliumbad bei Kühlung mit suprafluidem Helium (He II). Die Temperatur der Sensoren T_1 bis T_3 nimmt linear entlang des Niobs ab. Im Heliumbad ist sie konstant. An der Schicht zwischen Niob und Helium fällt sie sehr schnell um ΔT auf den Wert des Heliumbades.

Der Temperatursprung ΔT in dieser Schicht ist proportional zur Wärmestromdichte $\dot{Q}/A$

$$\frac{\dot{Q}}{A} = h_k \cdot \Delta T \; ; \tag{3.4}$$

der Proportionalitätsfaktor wird als Kapitza-Wärmeleitwert h_k bezeichnet und ist stark von der Badtemperatur abhängig. Es gilt [52][53][54][55]:

$$h_k = c_k \cdot {T_B}^n \; . \tag{3.5}$$

Die Werte von c_k und n werden für Niob von der Oberflächenbeschaffenheit sowie vom *RRR*-Wert beeinflußt und liegen im Bereich $0.5 < c_k < 1.1$ und $2.5 < n < 3.8$.

Die Temperatur der äußeren Oberfläche wird demnach bestimmt durch die Wärmeleitfähigkeit λ des Niob, die Wandstärke des Resonators und den Kapitza-Leitwert der Grenzschicht zwischen Niob und suprafluidem Helium. Zur Bestimmung der Temperatur der inneren Oberfläche muß die Wärmeleitungsgleichung gelöst werden.

$$\frac{\dot{Q}}{A} = \frac{\lambda}{d}(T_\mathrm{i} - T_\mathrm{a}) = h_\mathrm{k}(T_\mathrm{a} - T_\mathrm{B}) \quad \Rightarrow \quad T_\mathrm{i} - T_\mathrm{B} = \frac{\dot{Q}}{A}\left(\frac{d}{\lambda} + \frac{1}{h_\mathrm{k}}\right) \tag{3.6}$$

Dabei sind T_i, T_a die Temperaturen der inneren und äußeren Oberfläche des Resonators sowie T_B die Temperatur des suprafluidem Heliumbades. Mit Gleichung (3.5) läßt sich Gleichung (3.6) umformen zu:

$$\Delta T_\mathrm{i} = \left(\frac{c_\mathrm{k} d}{\lambda} {T_\mathrm{B}}^n + 1\right) \Delta T_\mathrm{a} \,. \tag{3.7}$$

Hier bezeichnen $\Delta T_\mathrm{i} = T_\mathrm{i} - T_\mathrm{B}$ und $\Delta T_\mathrm{a} = T_\mathrm{a} - T_\mathrm{B}$ die Temperaturerhöhungen der inneren beziehungsweise äußeren Oberfläche. Aus Messungen [22] der Wärmeleitfähigkeit von Niob mit $RRR = 350$ erhält man im Bereich von 1.5 K bis 2 K eine Wärmeleitfähigkeit von $\lambda \approx 3$ W/(m·K). Für h_k findet man bei 1.8 K einen Wert von 4000 W/(m^2 K) [55]. Mit einer Wandstärke des Resonators von $d = 1.5$ mm ergibt sich eine Temperaturerhöhung ΔT_i der inneren Oberfläche, die etwa 3 mal so groß ist wie die Temperaturerhöhung ΔT_a der äußeren Oberfläche.

$$\Delta T_\mathrm{i} \approx 3 \cdot \Delta T_\mathrm{a} \tag{3.8}$$

Dieses Ergebnis gilt allerdings nur für kleine Temperaturerhöhungen bis ungefähr $\Delta T_\mathrm{i} = 1$ K, da die Wärmeleitfähigkeit von Niob stark temperaturabhängig ist. Es stimmt gut mit Ergebnissen überein, bei denen die innere Temperatur der Oberfläche durch Gütemessungen abgeschätzt wurde [56].

Genaugenommen mißt man mit den Thermometern nicht die Oberflächentemperatur der Kavität, sondern die Temperaturerhöhung ΔT_Th des Thermometerwiderstandes. In Orsay wurden Eichmessungen durchgeführt, um das Verhältnis α

$$\alpha = \frac{\Delta T_\mathrm{Th}}{\Delta T_\mathrm{a}} \tag{3.9}$$

zu bestimmen. Es ergaben sich Werte zwischen 0.6 und 0.9 [57]. Mit $\alpha = 0.8$ und $h_\mathrm{k} = 4000$ W/(m^2 K) erhält man aus Gleichung (3.6) eine Effizienz η der Thermometer von

$$\eta \equiv \frac{\Delta T_\mathrm{Th}}{\dot{Q}/A} = \frac{\alpha}{h_\mathrm{k}} = 2 \cdot 10^{-4} \, \frac{\mathrm{K}}{\mathrm{W/m^2}} \,. \tag{3.10}$$

Wie schon oben angesprochen, wird zwischen den Thermometern und der Resonatoroberfläche eine Wärmeleitpaste angebracht, die verhindern soll, daß suprafluides Helium zwischen die Oberfläche des Resonators und die Thermometer gelangt. Die Messungen in Orsay zeigten, daß dies trotz Verwendung der Paste manchmal geschehen kann. Von insgesamt 10 getesteten Thermometern zeigten dabei 2 Thermometer im suprafluiden Helium keine Temperaturerhöhung. Bei Erwärmung des Heliumbades oberhalb des λ-Punktes funktionierten diese Thermometer jedoch. Es muß daher davon ausgegangen werden, daß ungefähr 20% aller Thermometer selbst bei sehr sorgfältiger Aufbringung der Wärmeleitpaste im suprafluiden Helium nicht korrekt funktionieren. Die Streuung von α zwischen 0.6 und 0.9 ist mit der unterschiedlichen Dicke der aufgetragenen Wärmeleitpaste zu erklären.

In der Abbildung 3.13 ist für alle Temperaturkarten einer Meßreihe die über sämtliche Thermometer gemittelte Temperaturerhöhung und die aus den HF-Leistungsmessungen ermittelte dissipierte Leistung gegeneinander aufgetragen. Aus der Korrelation der Temperaturerhöhungen mit der mittleren Leistungsdichte ergibt sich eine Effizienz der Thermometer von $\eta = 1.2 \cdot 10^{-4}$ K/(W m^2). Unter der Annahme, daß 20% der Thermometer keine Temperaturerhöhung anzeigen, steigt die Effizienz der korrekt funktionierenden Thermometer auf $\eta = 1.5 \cdot 10^{-4}$ K/(W m^2). Dies stimmt ungefähr mit Gleichung (3.10) überein.

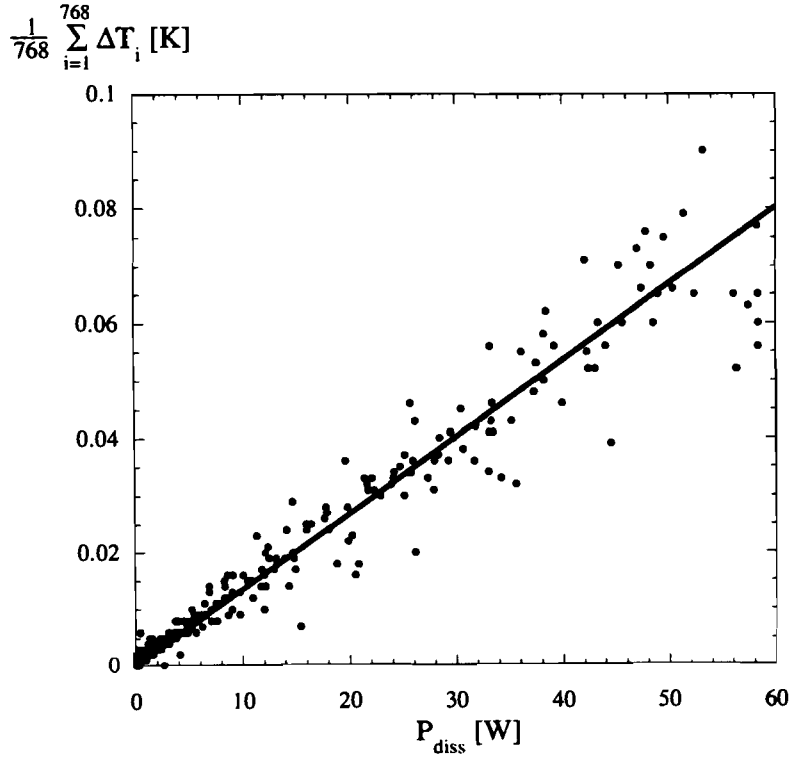


Abbildung 3.13: Korrelation zwischen der dissipierten Leistung P_{diss} und der mittleren Temperaturerhöhung auf der Außenoberfläche.

3.4 Erwärmung durch Hitzequellen

Es soll die Temperaturverteilung in einem Niobblech der Dicke d, bei dem sich auf der Innenseite eine Hitzequelle befindet und das von der Außenseite mit superfluidem Helium gekühlt wird, berechnet werden. Diese Situation ist in Abbildung 3.14 skizziert.

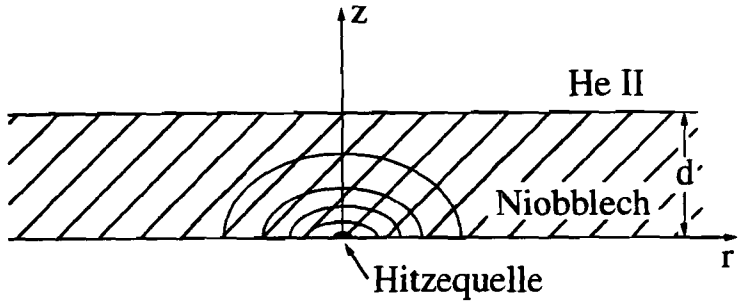


Abbildung 3.14: Niobblech mit punktförmiger Hitzequelle.

3.4.1 Punktförmige Erwärmung

Zur Beschreibung des Problems bei einer punktförmigen Hitzequelle benutzt man Zylinderkoordinaten (r, ϕ, z). Im stationären Fall muß die Temperatur innerhalb des Niobblechs der Laplace-Gleichung genügen. Sie lautet in Zylinderkoordinaten:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 T}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \,. \tag{3.11}$$

Aus Symmetriegründen ist die Temperaturverteilung unabhängig vom Winkel ϕ. Man macht den Produktansatz:

$$T = R(r) \cdot Z(z) \,, \quad \text{da} \quad \frac{\partial T}{\partial \phi} = 0 \,. \tag{3.12}$$

Damit ergibt sich die Gleichung:

$$\frac{1}{R}\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{rR}\frac{\partial R}{\partial r} + \frac{1}{Z}\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = 0 \,. \tag{3.13}$$

Nur der letzte Term in dieser Gleichung hängt von z ab. Er muß daher gleich einer Konstanten sein, die mit k^2 bezeichnet werden soll. Damit ergeben sich zwei Differentialgleichungen für $R(r)$ und $Z(z)$.

$$\frac{d^2 R}{dr} + \frac{1}{r}\frac{dR}{dr} + k^2 R = 0 \,; \qquad \frac{d^2 Z}{dz^2} - k^2 Z = 0 \tag{3.14}$$

Die erste Differentialgleichung ist die Besselsche Differentialgleichung nullter Ordnung. Ihre Lösung ist die Besselfunktion $J_0(kr)$. Die Lösung der zweiten Gleichung sind die Exponentialfunktionen $\exp(kz)$ und $\exp(-kz)$. Die allgemeine Lösung der Temperaturverteilung lautet daher:

$$T(r,z) = \int_0^\infty J_0(kr)\left[\alpha(k)\exp(kz) + \beta(k)\exp(-kz)\right]dk + T_B\,, \tag{3.15}$$

wobei T_B die Temperatur des Heliumbades bezeichnet.

Die Funktionen $\alpha(k)$ und $\beta(k)$ werden durch die Randbedingungen bestimmt. Die Wärmestromdichte $\vec{\dot{Q}}/A$ in der Niobplatte berechnet sich mit der Wärmeleitfähigkeit λ aus der Temperaturverteilung durch

$$\frac{\vec{\dot{Q}}}{A} = -\lambda \cdot \vec{\nabla} T\,. \tag{3.16}$$

Auf der Niobplatte soll bei $z = 0$ die Wärmestromdichte in z-Richtung vorgegeben und durch die Funktion $q(r)$ beschrieben werden.

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z}(r, z = 0) = q(r) \tag{3.17}$$

An der Grenzschicht zum suprafluiden Helium wird die Temperatur durch den Kapitza-Leitwert h_k und den Wärmestrom in z-Richtung bestimmt.

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z}(r, z = d) = h_k \cdot T(r, z = d) \tag{3.18}$$

Es werden die Hankel-Transformationen benötigt, die die Funktionen $\tilde{q}(k)$ und $q(r)$ über:

$$\tilde{q}(k) = \int_0^\infty r\, q(r) J_0(kr) dr\,, \qquad q(r) = \int_0^\infty k\, \tilde{q}(k) J_0(kr) dk \tag{3.19}$$

miteinander verbinden. Aus den Randbedingungen (3.17) und (3.18) folgen die Beziehungen:

$$\lambda\left[\beta(k) - \alpha(k)\right] = \tilde{q}(k)\,, \qquad (\lambda k + h_k)e^{kd}\alpha(k) = (\lambda k - h_k)e^{-kd}\beta(k)\,. \tag{3.20}$$

Als Lösung für $\alpha(k)$ und $\beta(k)$ ergibt sich

$$\alpha(k) = \frac{\tilde{q}(k)(\lambda k - h_k)}{\lambda\left[(\lambda k + h_k)e^{2kd} - (\lambda k - h_k)\right]}\,, \tag{3.21}$$

$$\beta(k) = \frac{\tilde{q}(k)(\lambda k + h_k)e^{2kd}}{\lambda\left[(\lambda k + h_k)e^{2kd} - (\lambda k - h_k)\right]} \tag{3.22}$$

und somit für die Temperaturverteilung $T(r,z)$:

$$T(r,z) = \int_0^\infty J_0(kr)\tilde{q}(k)\frac{(\lambda k - h_k)e^{kz} + (\lambda k + h_k)e^{2kd}e^{-kz}}{\lambda\left[(\lambda k + h_k)e^{2kd} - (\lambda k - h_k)\right]}dk + T_B \ . \tag{3.23}$$

Diese Funktion läßt sich umschreiben zu:

$$T(r,z) = \int_0^\infty J_0(kr)\tilde{q}(k)\frac{\sinh(k(d-z)) + \frac{\lambda k}{h_k}\cosh(k(d-z))}{\lambda\left[\cosh(kd) + \frac{\lambda k}{h_k}\sinh(kd)\right]}dk + T_B \ . \tag{3.24}$$

Wählt man anstelle der Randbedingung (3.17) die Temperaturverteilung bei $z = 0$ als vorgegeben

$$T(r, z = 0) = f(r) + T_B \ , \tag{3.25}$$

so liefern die neuen Randbedingungen (3.25) und (3.18) für $\alpha(k)$ und $\beta(k)$:

$$\alpha(k) + \beta(k) = k\tilde{f}(k) \ , \qquad (\lambda k + h_k)e^{kd}\alpha(k) = (\lambda k - h_k)e^{-kd}\beta(k) \ , \tag{3.26}$$

wobei $\tilde{f}(k)$ die Hankeltransformierte von $f(r)$ ist. Als Lösung der Temperaturverteilung ergibt sich:

$$T(r,z) = \int_0^\infty J_0(kr)k\tilde{f}(k)\frac{\sinh(k(d-z)) + \frac{\lambda k}{h_k}\cosh(k(d-z))}{\sinh(kd) + \frac{\lambda k}{h_k}\cosh(kd)} + T_B \ . \tag{3.27}$$

3.4.2 Linienförmige Erwärmung

Für den Fall, daß die Wärme gleichmäßig entlang einer Linie deponiert wird, wird das Problem zweidimensional, und man muß die Laplace-Gleichung in den kartesischen Koordinaten (x,z) lösen.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \tag{3.28}$$

Der Produktansatz $T(x,z) = X(x)Z(z)$ liefert zwei gewöhnliche Differentialgleichungen:

$$\frac{d^2X}{dx^2} + k^2X = 0 \ , \qquad \frac{d^2Z}{dz^2} - k^2Z = 0 \ . \tag{3.29}$$

Die zweite Differentialgleichung unterscheidet sich nicht vom dreidimensionalen Fall. Die erste Differentialgleichung liefert die Lösungen $\sin(kx)$ und $\cos(kx)$. Da die Wärme bei $x = 0$ entsteht, kann $\sin(kx)$ als Lösung ausgeschlossen werden, und es ergibt sich als allgemeine Lösung der Temperaturverteilung:

$$T(x,z) = \int_0^\infty \cos(kx)\left[\alpha(k)\exp(kz) + \beta(k)\exp(-kz)\right]dk + T_B \,. \tag{3.30}$$

Für den Fall, daß die Wärmestromdichte bei $z = 0$ vorgegeben wird, lauten die Randbedingungen

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z}(x, z = 0) = q(x)\,, \qquad -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z}(x, z = d) = h_\mathrm{k} \cdot T(x, z = d)\,. \tag{3.31}$$

Bei Vorgabe der Temperaturverteilung $f(x)$ bei $z = 0$ werden sie zu

$$T(x, z = 0) = f(x) + T_\mathrm{B}\,, \qquad -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z}(x, z = d) = h_\mathrm{k} \cdot T(x, z = d)\,. \tag{3.32}$$

Mit den Randbedingungen (3.31) und der Fourier-Kosinus-Transformation

$$\hat{q}(k) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\int_0^\infty q(x)\cos(kx)dx\,, \qquad q(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\int_0^\infty \hat{q}(k)\cos(kx)dk \tag{3.33}$$

ergeben sich die Beziehungen

$$\lambda k\left[\beta(k) - \alpha(k)\right] = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\,\hat{q}(k)\,, \qquad (\lambda k + h_\mathrm{k})e^{kd}\alpha(k) = (\lambda k - h_\mathrm{k})e^{-kd}\beta(k) \tag{3.34}$$

und als Lösung der Temperaturverteilung im Niobblech

$$T(x,z) = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\int_0^\infty \cos(kx)\hat{q}(k)\frac{\sinh(k(d-z)) + \frac{\lambda k}{h_\mathrm{k}}\cosh(k(d-z))}{\lambda k\left[\cosh(kd) + \frac{\lambda k}{h_\mathrm{k}}\sinh(kd)\right]}dk + T_\mathrm{B}\,. \tag{3.35}$$

Die Randbedingungen (3.32) liefern für $\alpha(k)$ und $\beta(k)$ die Zusammenhänge

$$\alpha(k) + \beta(k) = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\,\hat{f}(k)\,, \qquad (\lambda k + h_\mathrm{k})e^{kd}\alpha(k) = (\lambda k - h_\mathrm{k})e^{-kd}\beta(k) \tag{3.36}$$

und für die Temperaturverteilung den Ausdruck:

$$T(x,z) = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\int_0^\infty \cos(kx)\hat{f}(k)\frac{\sinh(k(d-z)) + \frac{\lambda k}{h_\mathrm{k}}\cosh(k(d-z))}{\sinh(kd) + \frac{\lambda k}{h_\mathrm{k}}\cosh(kd)}dk + T_\mathrm{B}\,. \tag{3.37}$$

3.4.3 Temperaturverteilung auf der äußeren Oberfläche

Für den Fall einer sehr schmalen gaußförmigen Wärmestromverteilung mit integrierter Wärmeleistung $\dot{Q}$ lauten die Funktionen $q(r)$ beziehungsweise $q(x)$:

$$q(r) = \frac{\dot{Q}}{2\pi\sigma^2} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) , \qquad q(x) = \frac{\dot{Q}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) . \tag{3.38}$$

Die Hankel-Transformierte $\tilde{q}(k)$ und die Fourier-Kosinustransformierte $\hat{q}(k)$ dieser Funktionen sind:

$$\tilde{q}(k) = \frac{\dot{Q}}{2\pi} \cdot \exp\left(-\frac{k^2\sigma^2}{2}\right) , \qquad \hat{q}(k) = \frac{\dot{Q}}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{k^2\sigma^2}{2}\right) . \tag{3.39}$$

Auf der äußeren Oberfläche bei $z = d$ ergeben sich dann bei einer punktförmigen Wärmequelle aus Gleichung (3.24) die Temperaturverteilung $T(r)$ und im Fall einer linienförmigen Wärmequelle aus Gleichung (3.35) die Temperaturverteilung $T(x)$.

$$T(r) - T_B = \frac{\dot{Q}}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k \cdot J_0(kr) \cdot e^{-\frac{k^2\sigma^2}{2}}}{h_k \cosh(kd) + \lambda k \sinh(kd)} dk \tag{3.40}$$

$$T(x) - T_B = \frac{\dot{Q}}{2} \int_0^\infty \frac{\cos(kx) \cdot e^{-\frac{k^2\sigma^2}{2}}}{h_k \cosh(kd) + \lambda k \sinh(kd)} dk \tag{3.41}$$

Abbildung 3.15 zeigt die errechnete Temperaturverteilung auf der äußeren Oberfläche. Die Breite der Verteilung ist abhängig vom Kapitza-Leitwert h_k, der Dicke d des Niobblechs und der Wärmeleitfähigkeit λ. Es wurde mit einem Wert h_k = 4000 W/(m^{2}K) gerechnet. Wird mit λ = 3 W/(m·K) bei 2 K gerechnet, ergeben sich die Kurven aus Abbildung 3.15a. Im Fall der punktförmigen Wärmequelle ist die Temperaturerhöhung bei r_0 = 2.6 mm und im Fall der linienförmigen Wärmequelle bei x_0 = 3.4 mm nur noch halb so hoch wie direkt gegenüber der Wärmequelle.

Das Niob wird sich in der Nähe der Wärmequelle stärker erwärmen als am Rand zum Helium. Aus diesem Grunde ist es sinnvoll, mit einer gemittelten Wärmeleitfähigkeit zu rechnen. Schätzt man den über den Temperaturbereich von 1.5 K bis 4 K gemittelten Wert für die Wärmeleitfähigkeit mit λ = 20 W/(m·K) ab, so ergeben sich die Temperaturverteilungen aus Abbildung (3.15)b. Die Verteilungen werden breiter, doch nimmt die Temperaturerhöhung bei $r = 0$ (bezwiehungsweise $x = 0$) bei gleicher Wärmeleistung $\dot{Q}$ ab. Die Halbwertsbreite des Temperatursignals vergrößert sich auf r_0 = 3.9 mm (punktförmige Wärmequelle) beziehungsweise x_0 = 5.5 mm (linienförmige Wärmequelle).

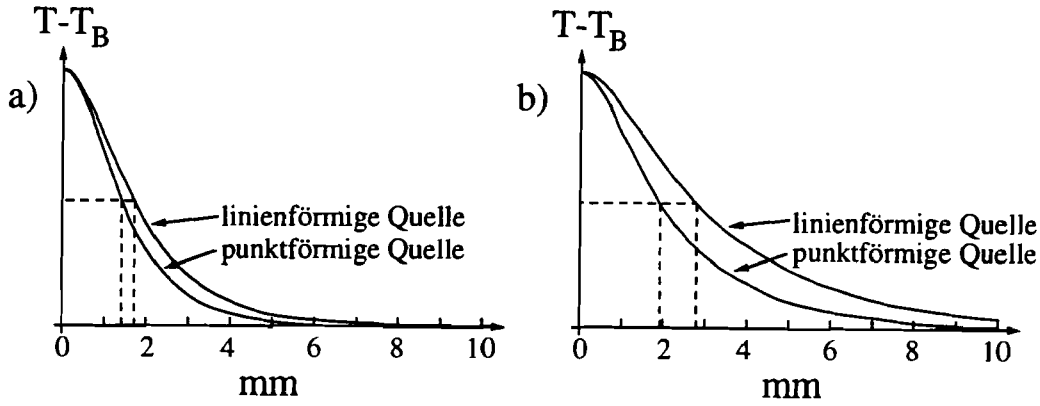


Abbildung 3.15: Erwärmung der äußeren Oberfläche des Resonators durch eine punkt- und linienförmige Wärmequelle. Der Kapitza-Leitwert betrug $h_k = 4000$ W/(m^{2}K), die Wandstärke des Resonators $d = 1.5$ mm. Als gemittelte Wärmeleitfähigkeit des Niob wurde im Fall a) der Wert $\lambda = 3$ W/(m·K) und im Fall b) der Wert $\lambda = 20$ W/(m·K) benutzt.

Laut Abbildung 3.15a findet im Fall der punktförmigen Erwärmung bei einem Abstand von 6 mm praktisch keine Temperaturerhöhung mehr statt. Der Abstand zweier Thermometer beträgt maximal 13 mm, eine Wärmequelle kann maximal 7.5 mm von einem Thermometer entfernt sein. Es können daher Wärmequellen, die nur eine sehr geringfügige Temperaturerhöhung hervorrufen, unentdeckt bleiben. Mit dem hier benutzten Wert von $\lambda = 3$ W/(m·K) wird bei einer deponierten Leistung von 2 mW laut Gleichung (3.40) bei $r = 0$ eine Temperaturerhöhung von 40 mK hervorgerufen. Der Wert von 2 mK wird dann bei $r = 5.5$ mm erreicht.

In der Abbildung 3.15b betragen die Temperaturerhöhungen im Abstand von 7.5 mm selbst bei der punktförmigen Wärmequelle 5% der maximalen Temperaturerhöhung. Da das System eine Temperaturauflösung von 2 mK besitzt, sind alle Wärmequellen, deren maximale Temperaturerhöhung der äußeren Oberfläche 40 mK übersteigt, detektierbar. Eine Temperaturerhöhung von $\Delta T = 40$ mK wird mit $\lambda = 20$ W/(m·K) bei einer deponierten Leistung von $\dot{Q} = 6$ mW erreicht.

Erfolgt die Erwärmung längs einer Linie, so bewirkt eine deponierte Leistung von 1 mW/mm laut Gleichung (3.41) bei $x = 0$ eine maximale Temperaturerhöhung von 100 mK ($\lambda = 3$ W/(m·K)) beziehungsweise 50 mK ($\lambda = 20$ W/(m·K)). Bei $x = 7.5$ mm sind die Signale in beiden Fällen größer als 2 mK. Eine linear über eine Strecke von 1 mm deponierte Leistung von 1 mW kann daher sicher vom Temperaturmeßsystem detektiert werden.

Kapitel 4

Erwärmung durch erhöhten Oberflächenwiderstand und durch Feld- und Glühemission

In diesem Kapitel soll beschrieben werden, wie man mit Hilfe von Temperaturkarten Bereiche mit erhöhtem Oberflächenwiderstand sowie Orte von Emittern finden und aus der Abhängigkeit der Wärmeentwicklung von der elektrischen oder magnetischen Feldstärke Rückschlüsse auf deren Eigenschaften erzielen kann.

Da der Resonator zylindersymmetrisch ist, ist es zweckmäßig, einen Punkt auf der Oberfläche durch Angabe des Azimutwinkels φ und einer Koordinate s auf dem Längenkreis zu beschreiben. Die Koordinate s wird so gewählt, daß der Äquator sich bei $s = 0$ befindet (siehe Abbildung 4.1). Die untere Iris befindet sich dann bei s = -9.4 cm.

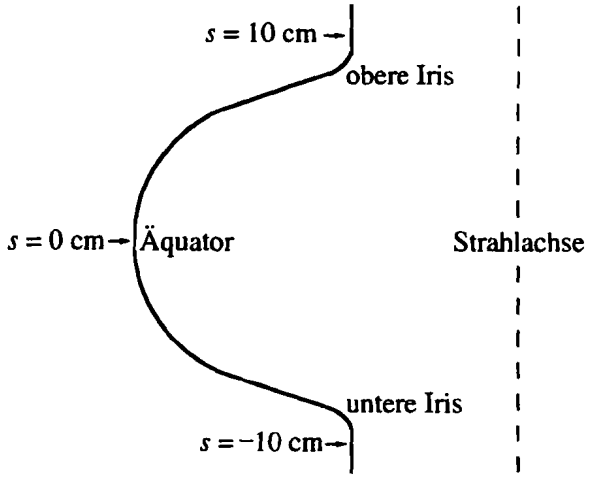


Abbildung 4.1: Definition der Koordinate s entlang eines Meridians.

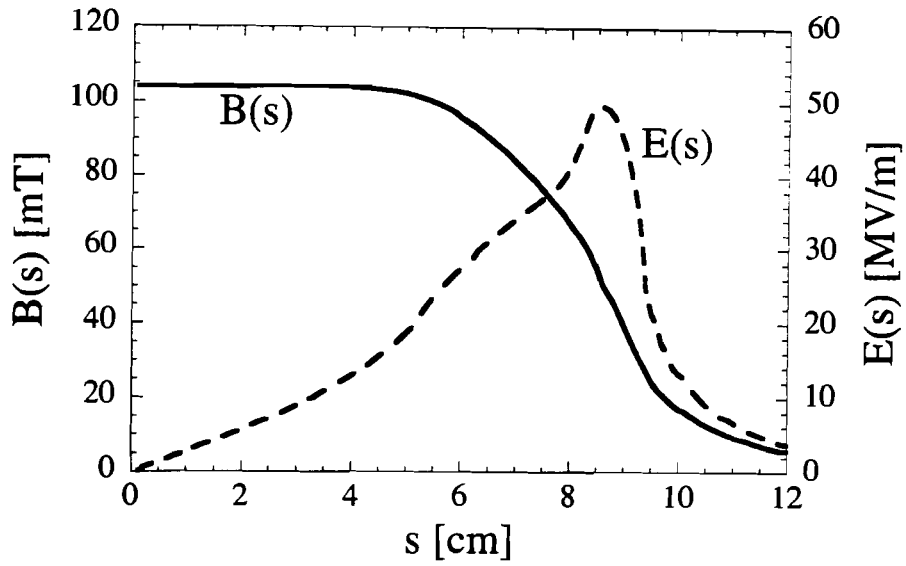


Abbildung 4.2: Stärke des örtlichen Magnetfeldes $B(s)$ sowie des elektrischen Feldes $E(s)$. Die Werte sind für eine Beschleunigungsfeldstärke von $E_{\mathrm{acc}} = 25$ MV/m berechnet [58].

In Abbildung 4.2 sind die Stärken des elektrischen und magnetischen Feldes auf der inneren Oberfläche des Resonators in Abhängigkeit von der Koordinate s dargestellt. Die Werte sind für eine Beschleunigungsfeldstärke von 25 MV/m mit einem finiten Elementprogramm [59] berechnet, mit dem die Feldverteilung auf der Oberfläche sehr genau ermittelt werden kann. Dieses Programm ist in der Lage, Elemente zu benutzen, deren eine Seite eine Kurve dritter Ordnung ist. Die maximale elektrische Feldstärke befindet sich an den Irisblenden bei $|s| = 9$ cm und beträgt $E_{\mathrm{peak}} = 50$ MV/m. Das Maximum ist dort relativ schmal. Die elektrische Feldstärke geht von $|s| = 8$ cm bis $s = 0$ cm annähernd linear auf Null zurück. In Richtung Strahlrohr nimmt das elektrische Feld sehr schnell ab. Das magnetische Feld ist vom Äquator bis $|s| = 5$ cm konstant und besitzt einen Maximalwert von $B_{\mathrm{peak}} = 104$ mT. Danach geht es annähernd parabolisch zum Strahlrohr hin auf Null zurück.

4.1 Erwärmung durch erhöhten Oberflächenwiderstand

Befindet sich auf der inneren Oberfläche des Resonators ein Bereich der Fläche A mit erhöhtem Oberflächenwiderstand R_{S}, so wird in diesem Bereich durch die vom hochfrequenten Magnetfeld induzierten Ströme besonders viel Joulesche Wärme erzeugt. Die Hochfrequenzverluste betragen in diesem Gebiet nach Gleichung (1.7)

$$P_{\mathrm{S}} = \frac{R_{\mathrm{S}}}{2\mu_0^2} \cdot B_{\mathrm{S}}^2 \cdot A \,. \tag{4.1}$$

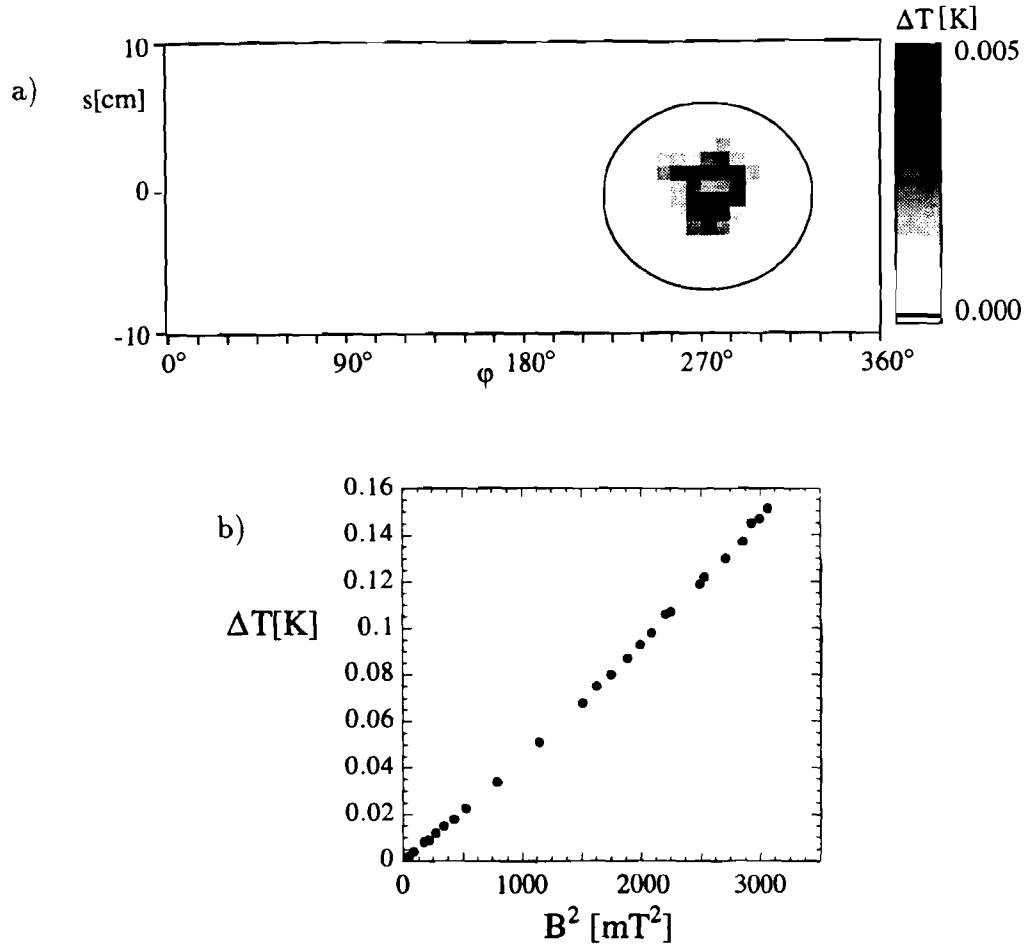


Abbildung 4.3: a) Erwärmung der Kavität bei einer Feldstärke E_{acc} von 3.5 MV/m. Eingekreist ist ein Bereich mit erhöhtem Oberflächenwiderstand. b) Abhängigkeit der Temperaturerhöhung ΔT des heißesten Thermometers vom Quadrat der lokalen magnetischen Feldstärke B.

Die deponierte Energie und somit auch die Temperaturerhöhung ΔT der äußeren Oberfläche dieses Bereichs nimmt demnach quadratisch mit dem lokalen Magnetfeld auf der Oberfläche zu. Die Temperaturkarte in Abbildung 4.3a zeigt in dem umkreisten Gebiet vermehrt Wärmeentwicklung. Trägt man die gemessene Erwärmung eines Thermometers in diesem Gebiet gegen das Quadrat des lokalen Magnetfeldes auf, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang. Für das Thermometer mit der stärksten Erwärmung ist diese Auftragung in Abbildung 4.3b zu sehen. Aus dem quadratischen Anstieg der Temperatur mit dem magnetischen Feld kann geschlossen werden, daß die in der Temperaturkarte hervorgehobene Erwärmung durch erhöhten Oberflächenwiderstand verursacht wird.

Mit Hilfe der Effizienz η der Thermometer kann man die Wärmestromdichte $\dot{Q}/A$ am Ort der Thermometer berechnen (vergleiche Gleichungen (3.10) und (4.1)).

$$\frac{\dot{Q}}{A} = \frac{\Delta T}{\eta} = \frac{R_S}{2\mu_0^2} \cdot B_S^2 \tag{4.2}$$

Demnach berechnet sich der Oberflächenwiderstand am Ort des Thermometers zu:

$$R_S = \frac{2\mu_0^2}{\eta} \cdot \frac{\Delta T}{B_S^2} \,. \tag{4.3}$$

Am Ort der stärksten Erwärmung der Temperaturkarte in Abbildung 4.3a ergibt sich mit Hilfe der Abbildung 4.3b und Gleichung (4.3) ein Oberflächenwiderstand von $R_S = 800$ nΩ.

4.2 Erwärmung des Resonators durch einen Feldemitter

Verlassen Elektronen die innere Oberfläche des Resonators, so wirkt auf sie die Lorentzkraft.

$$\vec{F} = e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \tag{4.4}$$

Die elektrischen und magnetischen Feldvektoren sind in einem zylindersymmetrischen Resonator so ausgerichtet, daß die Lorentzkraft immer in der Ebene wirkt, die durch die Achse des Resonators und den Meridian des Emitters aufgespannt wird. Die emittierten Elektronen werden im allgemeinen eine nur sehr geringe Austrittsenergie haben im Vergleich zu der Energie, die sie durch das elektromagnetische Feld im Inneren des Resonators gewinnen. Deshalb verlaufen die Trajektorien der Elektronen in der oben beschriebenen Ebene. Im Abstand von $\Delta\varphi = 360°/48 = 7.5°$ werden diese Ebenen mit den Thermometer-Platinen bedeckt.

Die beschleunigten Feldemissionselektronen deponieren ihre Energie beim Auftreffen auf die Resonatorwand. Die Erwärmung der Außenseite des Resonators durch die längs eines Meridians auftreffenden Elektronen kann durch die Lösung der Wärmeleitungsgleichung für eine linienförmige Erwärmung beschrieben werden (Gleichung (3.41)). Laut Abbildung 3.15b ist die Erwärmung im Abstand von 3 mm noch halb so stark wie direkt gegenüber der Wärmequelle. Die Rechnungen in Kapitel 3.4.3 ergeben, daß bei Erwärmung des Niobs durch starke Wärmequellen und dadurch bedingter besserer Wärmeleitfähigkeit die Temperaturverteilung auf der Außenwand breiter wird.

Die Temperaturkarte in Abbildung 4.4a zeigt einen Bereich sehr starker Erwärmung, der durch die Ellipse hervorgehoben wird. Es wird vermutet, daß die Erwärmung durch die frei werdenden Elektronen eines Feldemitters hervorgerufen wird. In der Abbildung 4.4b sind die Temperaturerhöhungen der Thermometer beim

Azimutwinkel $\varphi = 170°$ für vier Werte des elektrischen Feldes gegen die Koordinate s aufgetragen (E_{acc} = 9.4, 11.4, 12.6 und 13.4 MV/m). Es ist deutlich zu sehen, daß die Temperatur mit dem Feld stark ansteigt, und daß das Temperaturmaximum mit größeren Werten des elektrischen Feldes etwas vom Strahlrohr zum Äquator wandert.

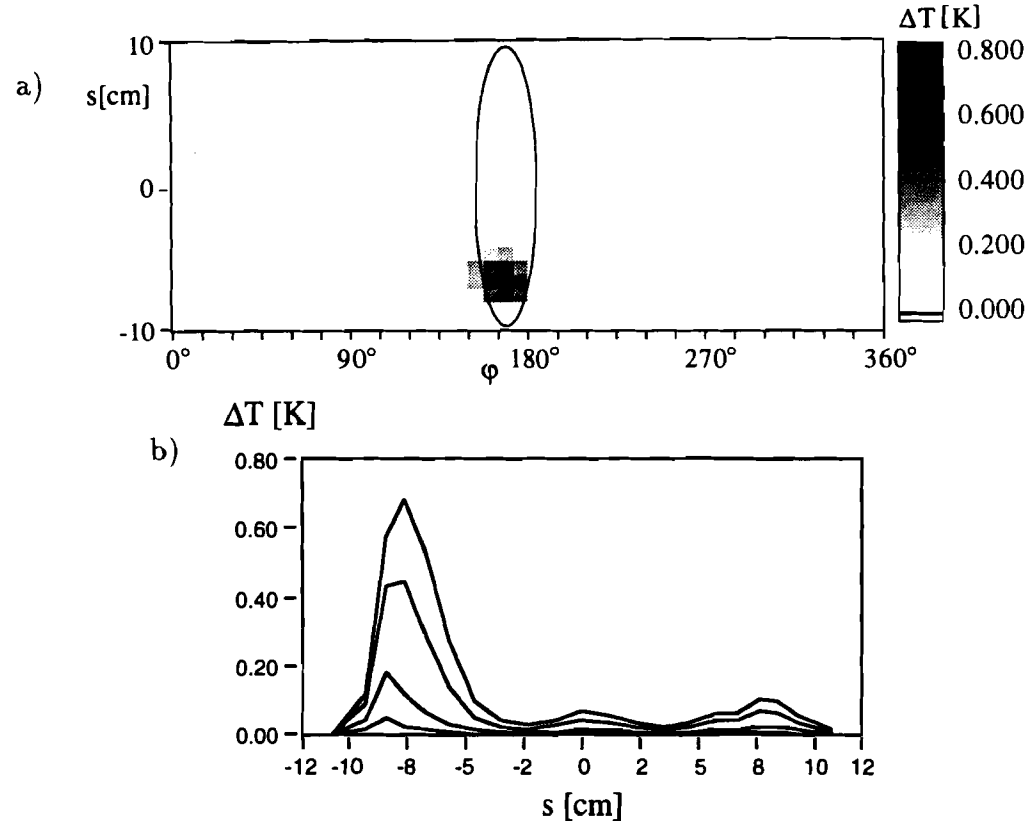


Abbildung 4.4: a) Erwärmung der Oberfläche eines feldemissionsbelasteten Resonators. b) Entlang der Platine, die der Erwärmung durch den Emitter am nächsten ist, ist für verschiedene Beschleunigungsfeldstärken (E_{acc} = 9.4, 11.4, 12.6 und 13.4 MV/m) die Temperaturerhöhung der Thermometer in Abhängigkeit von der Koordinate s dargestellt.

4.2.1 Fowler-Nordheim-Auftragung der gemessenen Temperaturerhöhungen

Nach Gleichung (1.36) ist der mittlere Feldemissionsstrom I_{ave} in einem Hochfrequenzfeld durch

$$I_{ave} = c_1 \cdot E_0^{2.5} \cdot \exp\left(-\frac{c_2}{\beta E_0}\right) \tag{4.5}$$

gegeben. Dabei sind c_1 und c_2 Konstanten und E_0 die Amplitude des elektrischen Feldes am Ort des Emitters.

Die Elektronen gewinnen im Resonator eine kinetische Energie W_{kin}. Da unter Feldemissionsbelastung die Güte des Resonators stark abnimmt, ist die Differenz der Feldstärken, bei denen die Feldemission einsetzt und bei der der Resonator infolge der starken Wärmebelastung durch den Feldemitter zusammenbricht, im allgemeinen sehr klein. Deshalb verändern sich die Trajektorien, denen die emittierten Elektronen folgen, in diesem Feldstärkebereich kaum. Es kann daher angenommen werden, daß der Energiegewinn der Elektronen proportional zur Amplitude des elektrischen Feldes $E_0(s_0)$ am Ort s_0 des Emitters ist.

$$W_{\text{kin}} \sim E_0(s_0) \tag{4.6}$$

Entlang des Meridians deponieren die Elektronen eine Leistung P, die durch

$$P = W_{\text{kin}} \cdot \frac{I_{\text{ave}}}{e} \sim E_0(s_0)^{3.5} \cdot \exp\left(-\frac{c_2}{\beta E_0(s_0)}\right) \tag{4.7}$$

gegeben ist. Die auf der Innenseite des Resonators deponierte Leistung wird mit den Thermometern gemessen. Die Erwärmung längs eines Meridians ist proportional zu der Leistung P. Diese Erwärmung ist in erster Näherung proportional zum Mittelwert $\langle \Delta T \rangle$ der Temperaturdifferenzen der Thermometer, die sich auf dem Längenkreis befinden.

$$\langle \Delta T \rangle \sim E_0(s_0)^{3.5} \cdot \exp\left(-\frac{c_2}{\beta E_0(s_0)}\right) \tag{4.8}$$

Im allgemeinen ist der Ort s_0 eines Emitters zunächst nicht bekannt. Es wird hauptsächlich dort Feldemission auftreten, wo die elektrischen Felder sehr hoch sind, also in der Nähe des Strahlrohrs. Als Näherung wird daher die Feldstärke $E_0(s_0)$ am Ort des Emitters gleich der maximalen Feldstärke $E_{\text{peak}} = 1.98 \cdot E_{\text{acc}}$ angenommen. Trägt man, wie in Abbildung 4.5 geschehen, $\ln(\langle \Delta T \rangle / E_{\text{peak}}^{3.5})$ gegen $1/E_{\text{peak}}$ auf, so erhält man eine Gerade mit der negativen Steigung c_2/β_{exp}. Solch eine Auftragung wird Fowler-Nordheim-Auftragung genannt. Die Konstante c_2 ist bekannt und hat den Wert $c_2 = 5.38 \cdot 10^4$ $(\text{MV/m})^{-1}$. Für den Fall des hier behandelten Emitters erhält man aus der Fowler-Nordheim-Auftragung einen Wert von $\beta_{\text{exp}} = 343$.

4.2.2 Simulation der Feldemission und der resultierenden Wärmeentwicklung

Die Bestimmung des Ortes s_0 und der Fläche A des Emitters ist nur mit Hilfe von Simulationsrechnungen möglich. An der Cornell-Universität wurden die Programmpakete MULTIP und POWER entwickelt, mit deren Hilfe das Verhalten eines Resonators unter Feldemissionsbelastung modelliert werden kann [60]. Das Programm MULTIP verfolgt die Trajektorien von aus der Oberfläche austretenden Elektronen. Dies geschieht durch Integration der relativistischen Bewegungsgleichungen:

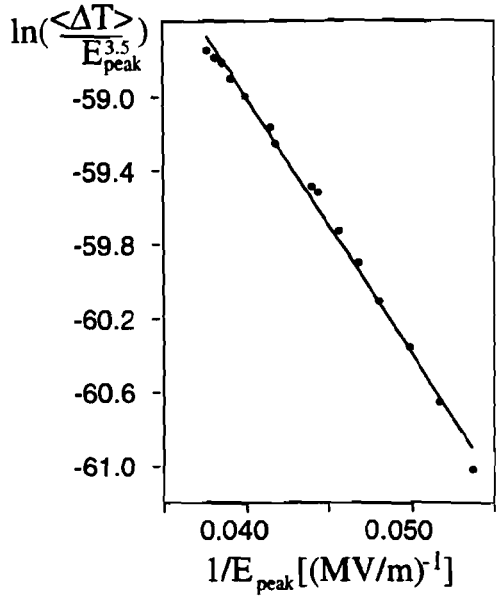


Abbildung 4.5: Fowler-Nordheim-Auftragung der gemessenen Erwärmung des Feldemitters aus Abbildung 4.4a.

$$\frac{d\vec{r}(t)}{dt} = \vec{v}(t) \tag{4.9}$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma(t)\vec{v}(t)) = \frac{-e}{m}\left(\vec{E}(\vec{r},t) + \vec{v}(t) \times \vec{B}(\vec{r},t)\right) \tag{4.10}$$

Hierbei sind $\vec{r}(t)$ der Ort des Elektrons zur Zeit t sowie $-e$ und m die Ladung und Masse des Elektrons. Wird mit $\vec{v}(t)$ die Geschwindigkeit des Elektrons zur Zeit t bezeichnet, so ist $\gamma(t) = 1/\sqrt{1 - (\mid \vec{v}(t) \mid /c)^2}$. MULTIP benötigt die Geometrie des Resonators und die Verteilung der elektrischen und magnetischen Felder $\vec{E}$ und $\vec{B}$. Es ist in der Lage, eine von dem Programmpaket SUPERFISH erzeugte Datei zu lesen, in der diese Informationen tabelliert sind.

Durch Vorgabe des Ortes s_0 des Emitters und der maximalen Feldstärke E_{peak} können zu verschiedenen Phasen des elektromagnetischen Feldes Elektronen am Ort des Emitters mit einer Anfangsgeschwindigkeit v_0 gestartet und verfolgt werden. In Abbildung 4.6a sind die Trajektorien von Elektronen, die einen Emitter bei $s_0 = -8.75$ cm verlassen, zu sehen. Es wurde eine maximale elektrische Feldstärke $E_{\text{peak}} = 26.5$ MV/m gewählt und die Anfangsgeschwindigkeit $v_0 = 0$ gesetzt. Das elektrische Feld hat bei einer Phase $\phi = 90°$ am Ort des Emitters den maximalen Wert $E_0(s_0)$. Es wurden für Phasen im Bereich $\phi = 90 \pm 25°$ in Abständen von $\Delta\phi = 1°$ Elektronen gestartet. Treffen die Elektronen bei der Bahnverfolgungsrechnung die Wand des Resonators, wird der Ort und die kinetische Energie der Elektronen gespeichert.

Sind die Trajektorien von emittierten Elektronen mit MULTIP berechnet worden, so können sie mit POWER archiviert werden. POWER ist ebenfalls in der Lage, die Erwärmung der Außenwand des Resonators zu berechnen. Das Programm benötigt dazu einen Wert für den Feldüberhöhungsfaktor β und der Fläche A des Emitters. Mit diesen Werten wird der Fowler-Nordheim-Emissionsstrom I_{FN} für ein Feld $E(t) = E_0(s_0) \cdot \sin(\omega t)$ nach Gleichung (1.34) berechnet. Mit dem Fowler-Nordheim-Strom und mit Kenntnis der Auftrefforte sowie der kinetischen Energie der Elektronen kann dann die deponierte Leistung P auf der Innenseite ermittelt werden. Mit Hilfe der gemessenen Effizienz η der Thermometer wird eine Temperaturerhöhung auf der Außenseite des Resonators berechnet. Nach Summation über alle Phasen ist die Temperaturverteilung entlang der Randkurve bekannt.

Abbildung 4.6b zeigt die Temperaturerhöhung durch Elektronen, die Trajektorien verfolgen, die in Abbildung 4.6a dargestellt sind. Es wurde nach Gleichung (3.10) $\eta = 2 \cdot 10^{-4}$ K/(W/m^2) benutzt. Für die maximale Feldstärke E_{peak} wurden die gleichen Werte wie in Abbildung 4.4b benutzt. Die simulierten Temperaturerhöhungen stimmen sehr gut mit den gemessenen überein. Es sind die beiden Nebenmaxima bei $s = 0$ und $s = 8$ cm zu sehen. Auch das Verschieben des Hauptmaximums in Richtung Äquator bei höherem Feld gibt die Simulation richtig wieder. Die simulierten Temperaturerhöhungen werden gleich behandelt wie die gemessenen Temperaturerhöhungen und in einer Fowler-Nordheim-Auftragung $\ln(\langle \Delta T \rangle / E_{\mathrm{peak}}^{3.5})$ gegen $1/E_{\mathrm{peak}}$ aufgetragen. Aus der Steigung der Geraden kann ein β_{fit} ermittelt werden, das im allgemeinen ungefähr gleich dem Startwert β ist. Abweichungen lassen sich durch die Tatsache erklären, daß bei der Auftragung das Spitzenfeld E_{peak} und nicht das lokale Feld $E_0(s_0)$ am Ort des Emitters benutzt wird. Daneben bewirkt die Erhöhung des elektrischen Feldes eine leichte Veränderung die Trajektorien. Damit ist auch der Anteil des Emissionsstromes, der die Resonatorwand trifft oder den Resonator durch das Strahlrohr verläßt, von der Feldstärke abhängig.

Bei der Charakterisierung eines Emitters mit Hilfe der Simulationsrechnungen geht man folgendermaßen vor. Zunächst wird der Ort s_0 des Emitters so lange variiert, bis die Form der berechneten Temperaturverteilung mit der experimentell bestimmten übereinstimmt. In dem Beispiel wurde für den Ort ein Wert von $s_0 = -8.75$ cm ermittelt.

Als nächstes wird für den Feldüberhöhungsfaktor ein Wert β gewählt, so daß der aus der Fowler-Nordheim-Auftragung der simulierten Erwärmungen folgende Wert β_{fit} mit dem aus der Fowler-Nordheim-Auftragung der gemessenen Erwärmung ermittelten Wert β_{exp} übereinstimmt. In dem hier behandelten Fall lieferte der Startwert $\beta = 350$ einen Wert $\beta_{\mathrm{fit}} = 341$ ($\beta_{\mathrm{exp}} = 343$).

Danach bleibt als einziger Parameter die Fläche A, um den Betrag der simulierten Erwärmung mit dem der gemessenen in Einklang zu bringen. Es ergab sich eine Fläche des Emitters von $A = 2 \cdot 10^{-14}$ cm^2. Dies entspricht einem Quadrat mit Seitenlänge 1.4 nm und mit dem mittleren Abstand von 0.2 nm der Atome im Niobgitter ungefähr 50 Niobatomen.

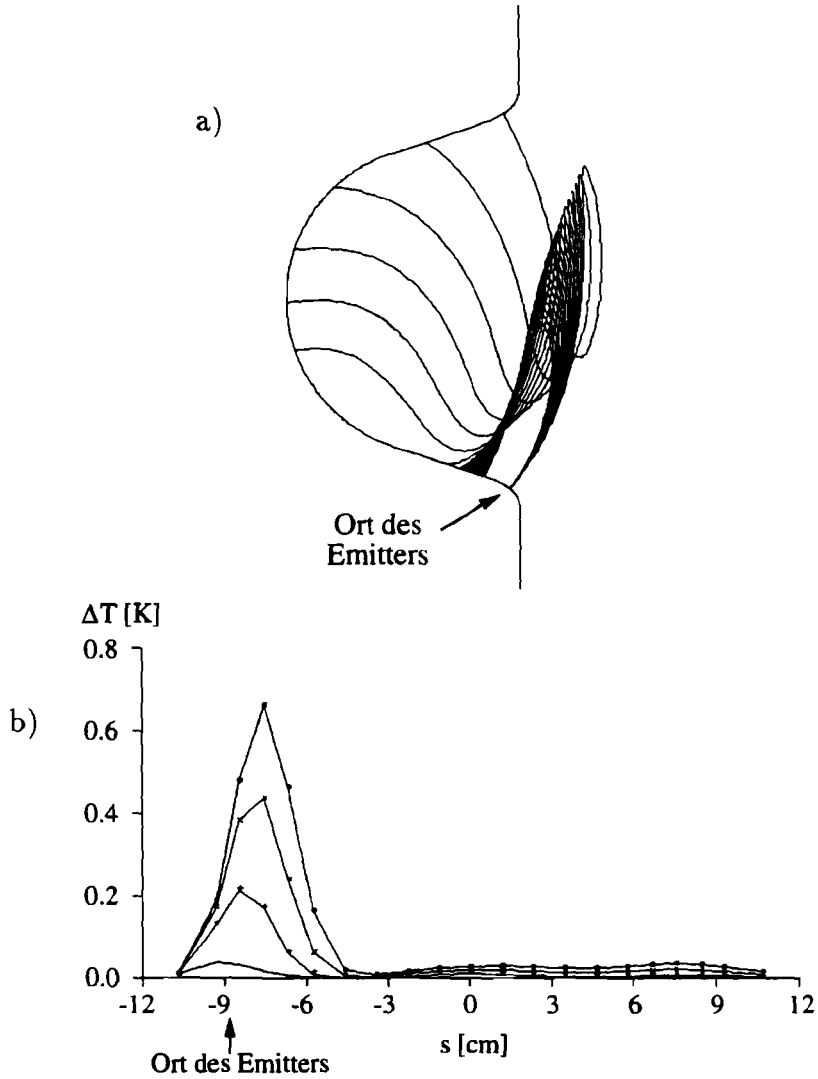


Abbildung 4.6: a) Trajektorien von Elektronen, die von einem Emitter am Ort $s_0 = -8.75$ cm zu Phasen $\phi = 90 \pm 25°$ in Abständen von $\Delta\phi = 1°$ emittiert werden. b) Simulierte Temperaturerhöhung ΔT, die ein Emitter am Ort s_0 bei verschiedenen Werten des elektrischen Feldes ($E_{acc} = 9.4$, 11.4, 12.6 und 13.4 MV/m) hervorruft.

Der Wert für die Emitterfläche ist mit einem relativ großen Fehler behaftet. Zur Bestimmung des Feldüberhöhungsfaktors β brauchen nur die relativen Erwärmungen betrachtet werden. Durch Angabe der Fläche wird aber die absolute Erwärmung bestimmt. Alle Fehler bei der Bestimmung der Effizienz der Thermometer sowie der Wärmeleitfähigkeit und des Kapitza-Leitwertes beeinflussen direkt die Größe der Fläche. Auch die Vorfaktoren zur Berechnung der Stromdichte laut Gleichung (1.32) können von den theoretischen Werten abweichen. Desweiteren wird davon ausgegangen, daß sich die Wärmequelle direkt gegenüber den Thermometern befindet, da nicht bekannt ist, wie weit die Erwärmung durch den Emitter azimutal von den Thermometern entfernt stattfindet. Befindet sich der Emitter genau zwischen zwei Thermometern, so ist die Wärmezufuhr in Wahrheit viel größer als die gemessene.

Dementsprechend ist die wahre Fläche auch größer als die mit den Simulationsrechnungen bestimmte. Von daher ist eine Ungenauigkeit der Fläche um den Faktor 10 realistisch. Bei der Angabe der Emitterfläche handelt es sich demnach um einen Minimalwert.

Durch die Simulationsrechnungen erhält man einen Satz von drei Parametern, die den Emitter beschreiben: Ort s_0 = -8.75 cm, Feldüberhöhungsfaktor β = 350 und Fläche $A = 2 \cdot 10^{-14}$ cm^2.

4.3 Beobachtung von Glühemission

In einigen Temperaturkarten wurden Erwärmungen entlang von Thermometerplatinen gemessen (siehe Abbildung 4.7a und 4.7b), die nicht durch Feldemissionsrechnungen reproduziert werden konnten. Es wird daher vermutet, daß es sich dabei um Erwärmung durch einen Glühemitter handelt.

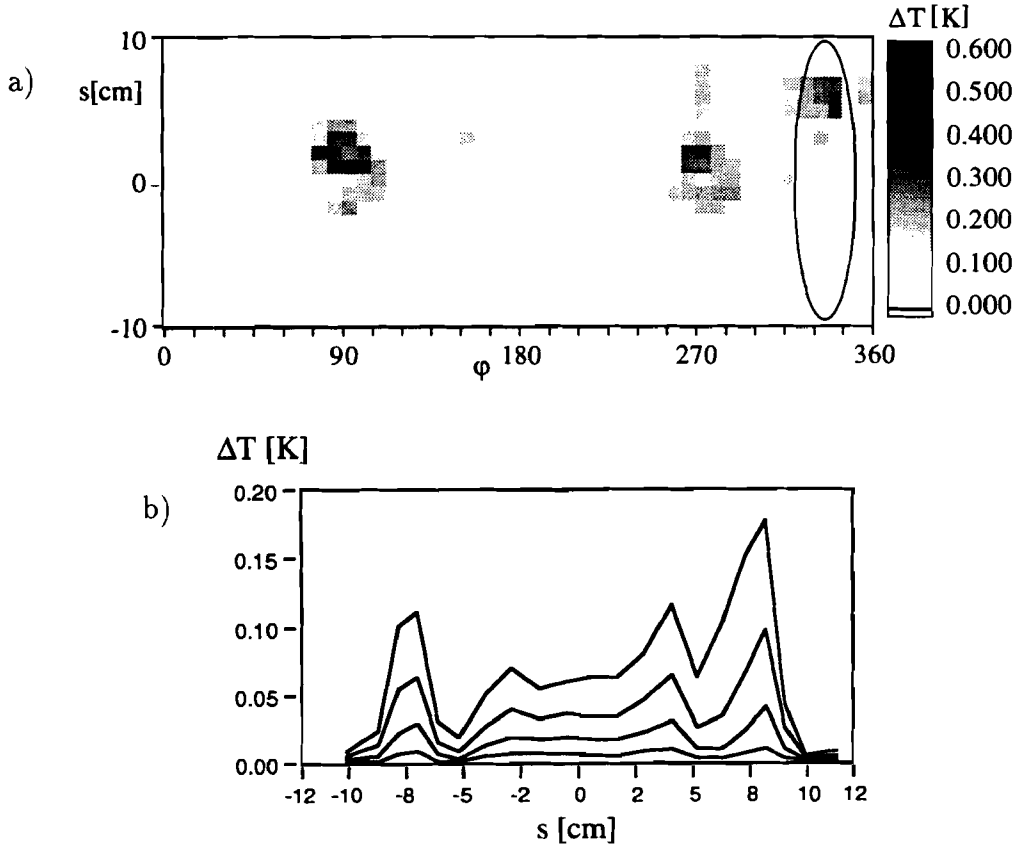


Abbildung 4.7: a) Temperaturkarte des Resonators mit einem hervorgehobenen Gebiet, das vermutlich durch einen Glühemitter erhitzt wird. b) Gemessene Erwärmung entlang des Meridians bei $\varphi = 330°$ und verschiedenen Feldstärken (E_{acc} = 11.5, 12.6, 13.4 und 13.9 MV/m).

4.3.1 Richardson-Auftragung der gemessenen Temperaturverteilung

Der Glühemissionsstrom wird laut Gleichung (1.40) durch

$$I_{\text{th}} = c_3 B_0(s_0)^4 \exp\left(-\frac{c_4}{B_0(s_0)^2}\right) \tag{4.11}$$

mit den Konstanten c_3 und c_4 beschrieben. Der Glühemissionsstrom ist zu allen Phasen des Hochfrequenzfeldes konstant, da sich die Temperatur des Emitters in dieser kurzen Zeit nicht verändert. Die Temperaturerhöhung auf der Außenseite des Resonators längs eines Meridians ergibt sich unter den gleichen Annahmen wie in Kapitel 4.2.1 zu

$$\langle \Delta T \rangle \sim E_0(s_0) B_0(s_0)^4 \cdot \exp\left(-\frac{c_4}{B_0(s_0)^2}\right). \tag{4.12}$$

Man erkennt aus Abbildung 4.2, daß bei $|s| = 7$ cm das örtliche Magnetfeld noch 70 % vom Maximalwert beträgt. Da der Ort des Glühemitters unbekannt ist, wird als Näherung angenommen, daß das Magnetfeld $B_0(s_0)$ gleich dem maximalen Magnetfeld B_{peak} ist. Um zu einer einheitlichen Darstellung zu gelangen, schreibt sich mit dem Proportionalitätsfaktor $\alpha = B_{\text{peak}}/E_{\text{peak}} = 2.1$ mT/(MV/m) die Gleichung (4.12) als:

$$\langle \Delta T \rangle \sim E_{\text{peak}}^5 \cdot \exp\left(-\frac{1}{\gamma E_{\text{peak}}^2}\right), \qquad \text{mit} \qquad \gamma = \frac{\alpha^2}{c_4}. \tag{4.13}$$

Trägt man nun $\ln(\sum \Delta T / E_{\text{peak}}^5)$ gegen $1/E_{\text{peak}}^2$ auf, so erhält man eine Gerade mit der Steigung $1/\gamma$. Eine solche Auftragung soll Richardson-Auftragung genannt werden. Abbildung 4.8 zeigt die Richardson-Auftragung der gemessenen Temperaturverteilungen. Der aus dieser Auftragung ermittelte Wert für γ soll mit γ_{exp} bezeichnet werden und berechnet sich zu $\gamma_{\text{exp}} = 4 \cdot 10^{-4}$ (MV/m)$^{-2}$.

4.3.2 Simulation der Glühemission

Zur Simulation von Glühemission wird das Programm POWER leicht modifiziert. Der Emissionsstrom wird laut Gleichung (1.40) berechnet und für alle Phasen des Hochfrequenzfeldes konstant gehalten. Zu allen Phasen des Hochfrequenzfeldes, bei dem das elektrische Feld ein positives Vorzeichen hat, verlassen Elektronen den Glühemitter. Es ergibt sich ein anderes Trajektorienbild als im Fall der Feldemission, da dort nur bei Phasen in der Nähe des E-Feld-Maximums Elektronen den Feldemitter verlassen.

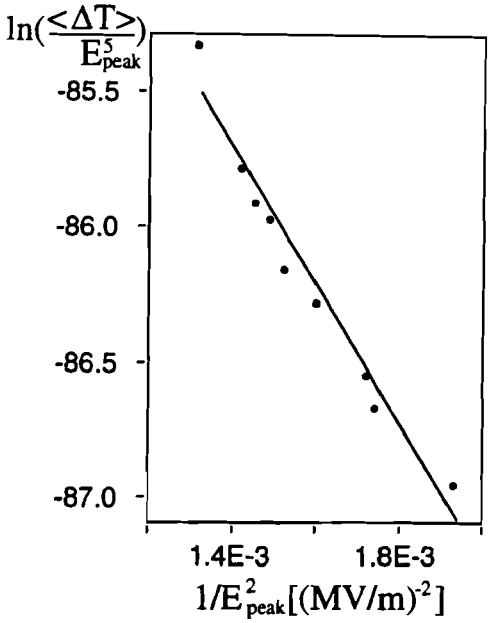


Abbildung 4.8: Richardson-Auftragung der Erwärmung aus Abbildung 4.7b.

Für einen Glühemitter am Ort s_0 = -6.8 cm, dessen Trajektorienbild in Abbildung 4.9a zu sehen ist, ergeben sich für die gleichen Feldstärken wie in Abbildung 4.7b die in Abbildung 4.9b dargestellten Erwärmungen. Die berechneten und gemessenen Erwärmungen stimmen bis auf die Werte bei $s \approx$ -7 cm relativ gut überein. Es wird vermutet, daß die in der Messung dort vorliegende Erwärmung nicht durch emittierte Elektronen hervorgerufen wird, sondern durch den heißen Glühemitter selbst erfolgt. Dies wird in den Simulationen nicht berücksichtigt.

Das Programm POWER wird auch dahin modifiziert, daß eine Richardson-Auftragung der simulierten Erwärmung $\ln(\langle\Delta T\rangle/E^5_{\text{peak}})$ gegen $1/E^2_{\text{peak}}$ möglich ist, mit deren Hilfe ein Wert γ_{fit} ermittelt werden kann. Der Eingabeparameter γ wird solange variiert, bis der Wert von γ_{fit} mit dem Wert $\gamma_{\text{exp}} = 4 \cdot 10^{-4}$ (MV/m)$^{-2}$ der Messung übereinstimmt. Dies war bei $\gamma = 6.7 \cdot 10^{-4}$ (MV/m)$^{-2}$ der Fall. Die relativ große Abweichung von γ_{fit} läßt sich durch die Annahme erklären, daß das Magnetfeld $B_0(s_0)$ am Ort des Emitters gleich dem maximalen Magnetfeld B_{peak} ist, da bei der Berechnung des Glühemissionstromes das Magnetfeld quadratisch in der Exponentialfunktion auftaucht (Gleichung (4.11)).

Mit Hilfe der Gleichungen (4.13) und (1.40) läßt sich die Temperatur des Glühemitters in Abhängigkeit von γ, der Austrittsarbeit ϕ und der Feldstärke E_{peak} berechnen.

$$T = \frac{\phi}{k_{\text{B}}} \gamma E^2_{\text{peak}} \tag{4.14}$$

Damit bei einer Feldstärke von $E_{\text{peak}} = 28$ MV/m die Temperatur einen Wert von $T = 2000$ K nicht überschreitet, muß mit $\gamma = 6.7 \cdot 10^{-4}$ (MV/m)$^{-2}$ die Austrittsarbeit ϕ kleiner als $\phi = 0.3$ eV sein. Die Angabe einer Fläche des Glühemitters ist sehr schwierig. Die Konstante c_3 in Gleichung 4.11 kann in der Praxis um mehrere Zehnerpotenzen streuen [32][61], was direkt den Flächenwert A beeinflußt.

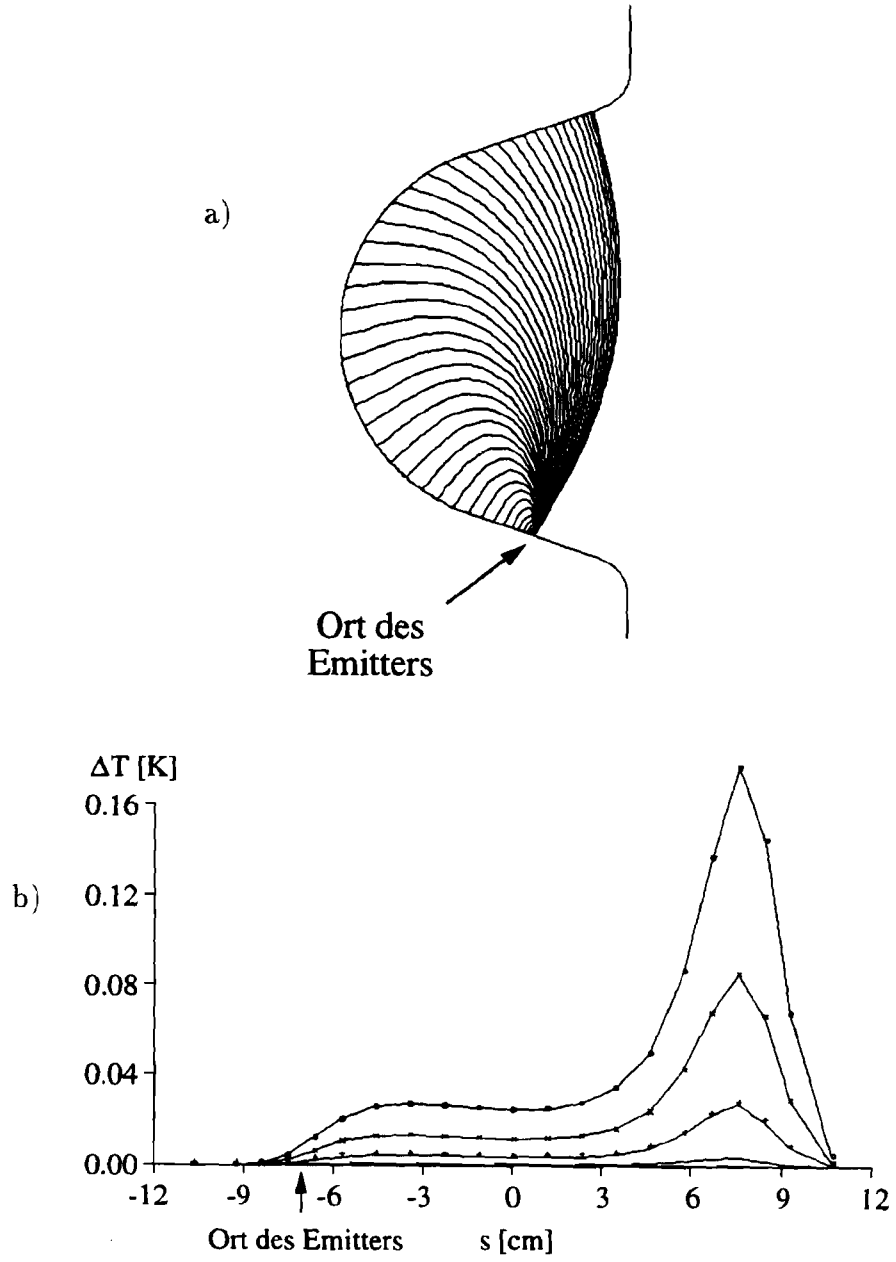


Abbildung 4.9: a) Trajektorien von Elektronen, die einen Glühemitter am Ort $s_0 = -6.8$ cm zu allen Phasen des Hochfrequenzfeldes verlassen. b) Simulierte Erwärmung durch diesen Glühemitter.

4.4 Unterscheidung zwischen Glühemission und Feldemission

Es ist in der Praxis schwierig zu entscheiden, ob eine Erwärmung durch Glüh- oder Feldemission hervorgerufen wird. Als Beispiel dafür sind in Abbildung 4.10a die Erwärmungen des behandelten Glühemitters bei verschiedenen Feldstärken als Fowler-Nordheim-Auftragung und in Abbildung 4.10b die Erwärmungen des behandelten Feldemitters in einer Richardson-Auftragung dargestellt. Auch diese "falschen" Darstellungen liefern brauchbare Anpassungen. Treten in den gemessenen Temperaturverteilungen zwei Maxima auf, so ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß es sich um die Erwärmung eines Glühemitters handelt.

Klarheit kann ein Vergleich mit Simulationsrechnungen bringen. Es ist jedoch manchmal schwierig, die gemessenen Temperaturverteilungen exakt wiederzugeben. Dies hängt unter anderem mit dem unterschiedlichen Ansprechverhalten der Thermometer zusammen. Des weiteren ist es gut vorstellbar, daß es sich bei Emittern um eine Mischung aus Glüh- und Feldemittern handelt. Durch den Feldemissionsstrom werden die Feldemitter auf so hohe Temperaturen erwärmt, daß diese auch thermisch anfangen zu emittieren.

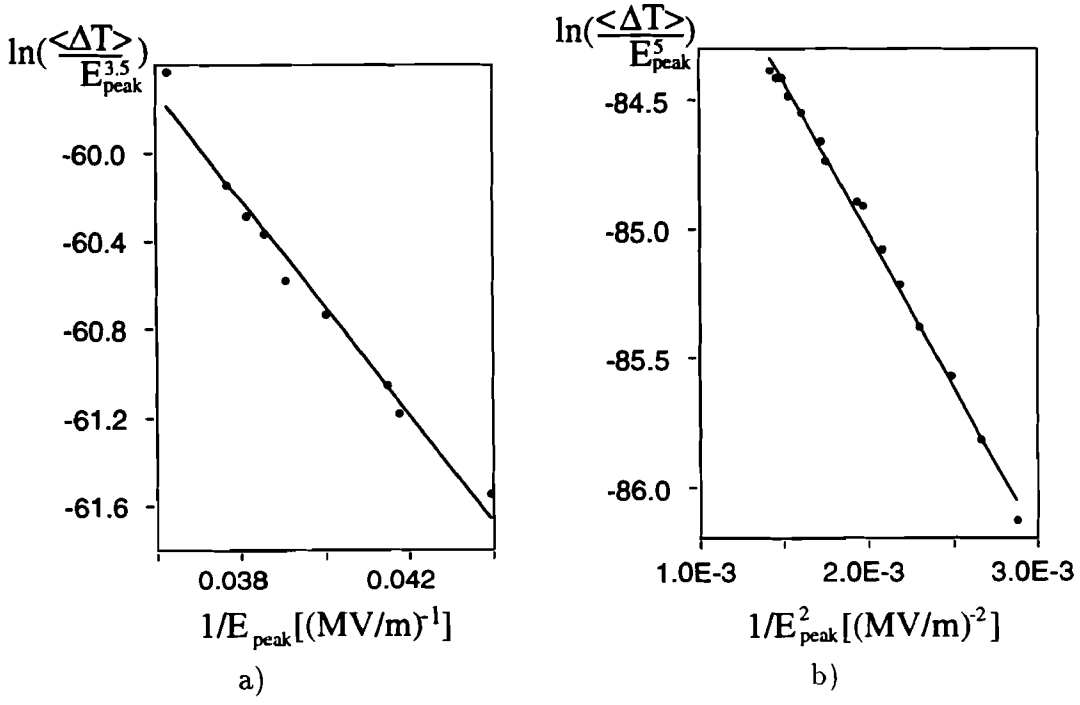


Abbildung 4.10: a) Fowler-Nordheim-Auftragung der Erwärmung durch den Glühemitter aus Abbildung 4.7. b) Richardson-Auftragung der Erwärmung durch den Feldemitter aus Abbildung 4.5.

4.4.1 Erwärmung durch Glühemitter und Feldemitter in Abhängigkeit vom Emissionsort

In der Nähe der Iris sind die magnetischen Felder so klein, daß dort keine Glühemission auftritt. Ein Feldemitter, der sich in der Nähe der Iris befindet ($|s| \approx 9$ cm), ruft an dieser Stelle selbst Erwärmung hervor. Als Beispiel sind in der Abbildung 4.11 die Trajektorien dargestellt, denen Elektronen folgen, die einen Feldemitter bei $s_0 = -8.9$ cm verlassen. Daneben ist die von den Elektronen erzeugte Erwärmung der Resonatoroberfläche zu sehen, die mit dem Feldemissionsprogramm erechnet wurde. Es ist in diesem Beispiel auch zu erkennen, daß Emitter, die sich so nah am Strahlrohr befinden, Elektronen aussenden, die den Resonator verlassen. Diese Elektronen würden in einem Beschleuniger zum Dunkelstrom beitragen [62]. Es ist aber deutlich, daß die Majorität der Elektronen wieder zu ihrem Ursprungsort zurückkehrt und dementsprechend die Erwärmung direkt in der Nähe des Emitters erfolgt.

In dem Bereich 8 cm $> |s| >$ 4 cm kann sowohl Feld- als auch Glühemission stattfinden. Ein Feldemitter in diesem Bereich sendet Elektronen aus, deren Trajektorien nicht zum Ursprungsort zurückkehren. Als Beispiel betrachte man die Trajektorien eines Emitters bei $s = -7.5$ cm in Abbildung 4.12 oben. Die korresponierende Erwärmung des Resonators ist annähernd symmetrisch zur stärksten Erwärmung bei $s = 0$. Die Erwärmung ist am Äquator maximal, da Elektronen, die bei der Phase emittiert werden, bei der das elektrische Feld maximal ist, gerade zum Äquator gelangen, und zu dieser Zeit der Emissionsstrom maximal ist.

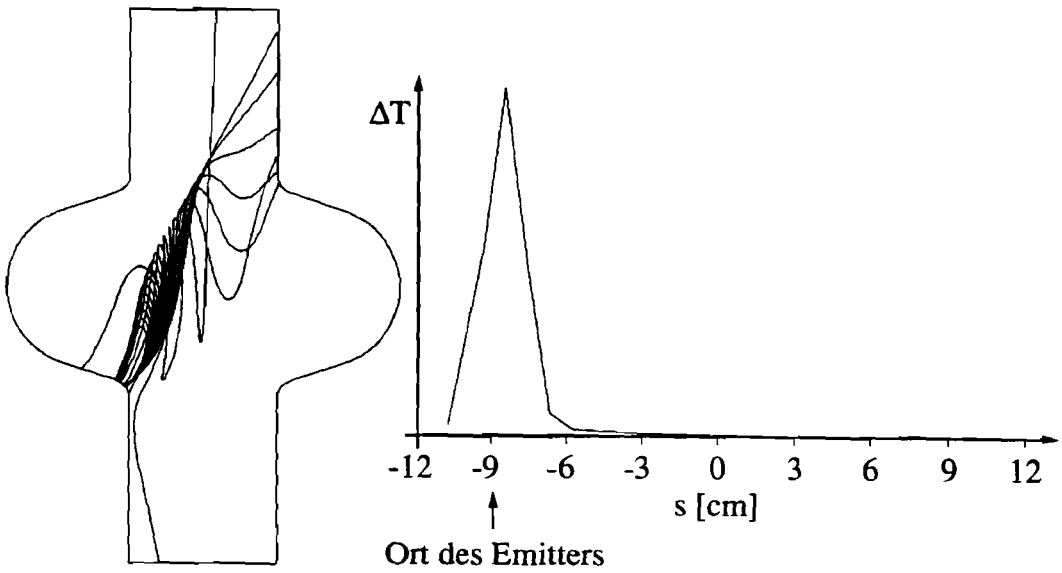


Abbildung 4.11: Trajektorien und Erwärmung durch einen Feldemitter, der sich bei $s = -8.9$ cm befindet.

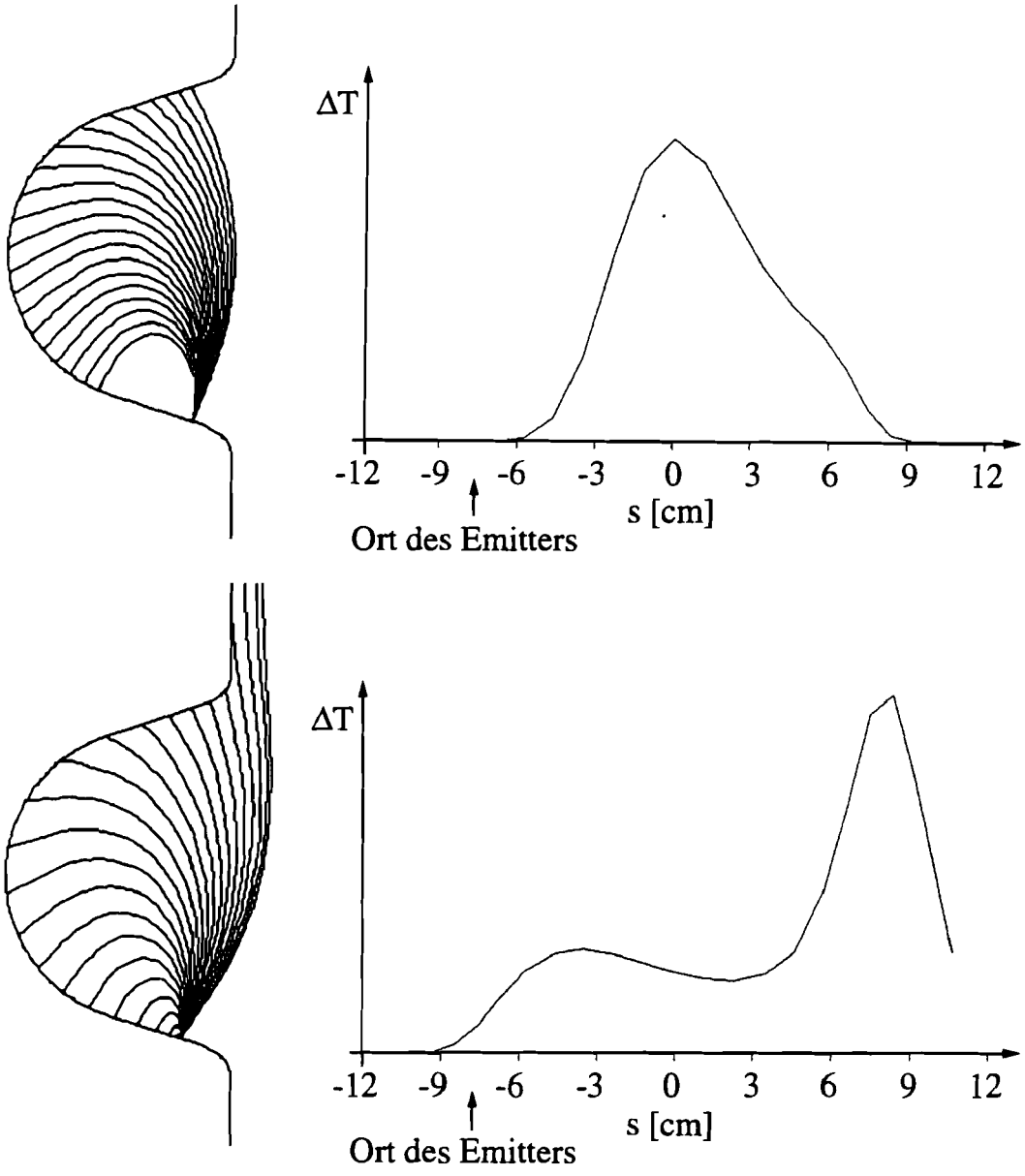


Abbildung 4.12: Trajektorien und Erwärmung durch einen Feldemitter, der sich bei $s = -7.5$ cm befindet (oben). Darunter sind die Trajektorien und die Erwärmung zu sehen, die sich ergeben, wenn sich an der gleichen Stelle ($s = -7.5$ cm) ein Glühemitter befindet.

Wählt man den Ort des Emitters noch näher zum Äquator, so bleibt das Maximum der Wärmeverteilung bei $s = 0$, doch wird insgesamt die Verteilung schmaler. An Orten mit $|s| < 4$ cm sind die elektrischen Feldstärken selbst bei sehr hohen Beschleunigungsfeldstärken sehr klein (vergleiche Abbildung 4.2), so daß es sehr unwahrscheinlich ist, daß dort noch Feldemission stattfindet.

Die Trajektorien eines Glühemitters bei $s_0 = -7.5$ cm und die durch die Elektronen hervorgerufene Erwärmung sind in Abbildung 4.12 unten zu sehen. Im Gegensatz zum Feldemitter an diesem Ort, ruft der Glühemitter in der Nähe des ge-

genüberliegenden Strahlrohrs die stärkste Erwärmung hervor. Dies liegt daran, daß der Emissionsstrom zu allen Phasen des Hochfrequenzfeldes konstant ist, die Elektronen, die die Iris erreichen, aber die höchste kinetische Energie besitzen. Aber auch in Äquatornähe und bis zum Ort des Glühemitters selbst findet noch Erwärmung statt. Es gelangen in diesem Beispiel auch Elektronen in das Strahlrohr, die zum Dunkelstrom beitragen können.

Wandert der Glühemitter näher zum Äquator hin, so wandert auch das Maximum der Erwärmung näher zum Äquator und die Verteilung der Erwärmung wird schmaler. Als Beispiel ist in der Abbildung 4.13 ein Glühemitter bei $s = -4$ cm betrachtet. Für Orte mit $|s| < 3$ cm sind die magnetischen Feldstärken zwar weiterhin maximal, und findet dementsprechend auch Glühemission statt, doch sind die elektrischen Feldstärken dann so klein, daß die emittierten Elektronen nicht mehr genügend Energie aus dem elektrischen Feld gewinnen, um eine merkliche Erwärmung der Resonatoroberfläche hervorzurufen.

Neben der Erwärmung durch die emittierten Elektronen sollte im Fall der Glühemission eine zweite Erwärmung durch den heißen Glühemitter selbst erfolgen. Es sollte in der Temperaturkarte daher noch ein zweites Maximum am Ort des Glühemitters sichtbar sein. Die Berechnungen wurden alle bei einer Feldstärke $E_{acc} = 20$ MV/m durchgeführt, der Feldstärkenbereich, bei dem heute typischerweise Emission in einem Resonator anfängt. Für sehr viel kleinere und größere Feldstärken verändern sich die Trajektorienbilder und die Form der Temperatur-Verteilung.

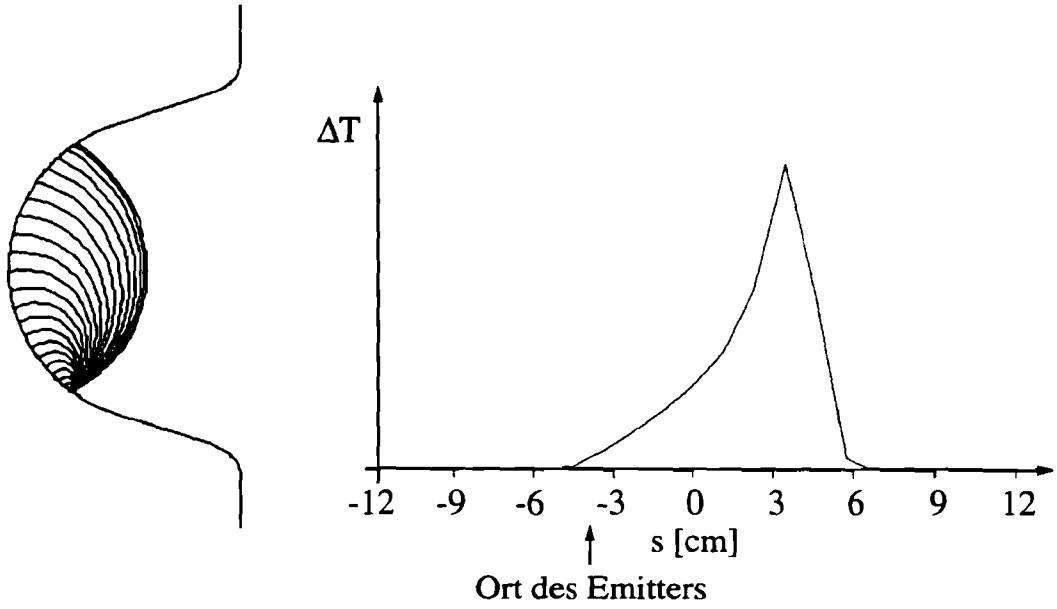


Abbildung 4.13: Trajektorien und Erwärmung durch einen Glühemitter, der sich bei $s = -4$ cm befindet.

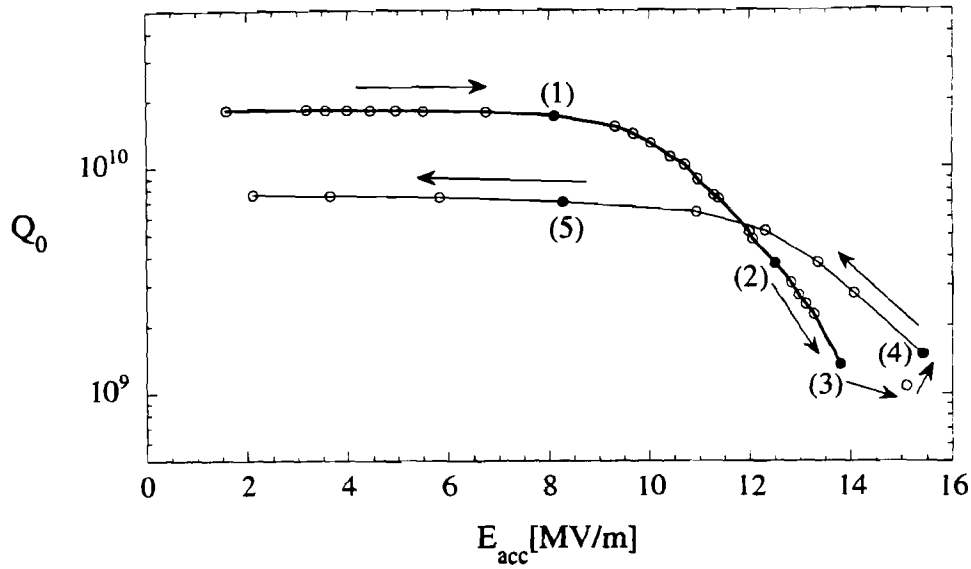
Kapitel 5

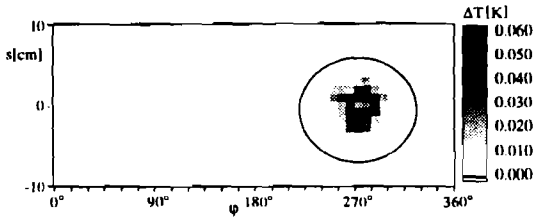
Zusammenhang zwischen den Temperaturkarten und dem $Q(E)$-Verhalten des Resonators

Das Temperaturmeßsystem hat sich in der Praxis als sehr leistungsfähig erwiesen. Alle Quellen für Veränderungen des $Q_0(E_{acc})$-Verhaltens konnten unmittelbar mit den Temperaturkarten sichtbar gemacht werden.

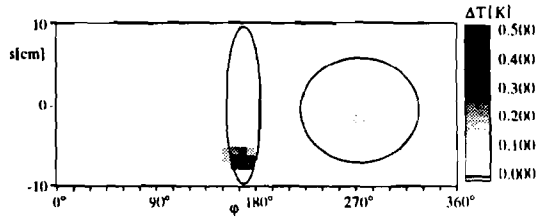
5.1 Verringerung der Güte infolge von Konditionierungsereignissen

Als Beispiel für den Einfluß eines Konditionierungsereignisses auf das Verhalten des Resonators soll die Meßreihe aus Abbildung 5.1 betrachtet werden. Die Messung fand bei einer Badtemperatur von $T_B = 1.5$ K statt. Der Resonator zeigte zunächst bei Feldstärken bis $E_{acc} = 8$ MV/m eine konstante Güte von $Q_0 = 1.7 \cdot 10^{10}$. Unter dem Einfluß von Feldemission nahm die Güte oberhalb dieser Feldstärke stark ab und sank bis auf $Q_0 = 1.3 \cdot 10^9$ bei $E_{acc} = 13.8$ MV/m. Danach fand bei weiterer Erhöhung der Vorwärtsleistung ein Konditionierungsereignis statt. Nach zwei Sprüngen konnte ein Feld von $E_{acc} = 15.4$ MV/m bei der Güte $Q_0 = 3.8 \cdot 10^9$ erreicht werden. Der Resonator war nun bei kleinen Feldstärken auf eine Güte von $Q_0 = 7 \cdot 10^9$ begrenzt, die Feldemission setzte bei Feldstärken oberhalb von $E_{acc} = 11$ MV/m ein. Die nun erreichte $Q_0(E_{acc})$-Kurve konnte reversibel durchlaufen werden, das Verhalten des Resonators änderte sich nicht mehr. Oberhalb einer Feldstärke von $E_{acc} = 15.4$ MV/m erfolgte ein Quench.

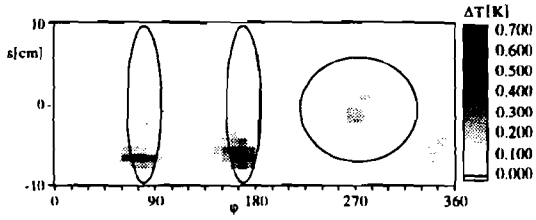




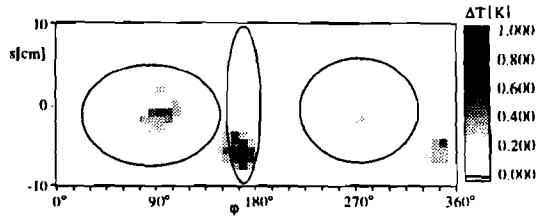
(1) $E_{acc} = 8.1\,\mathrm{MV/m},\ Q_0 = 1.7 \cdot 10^{10}$



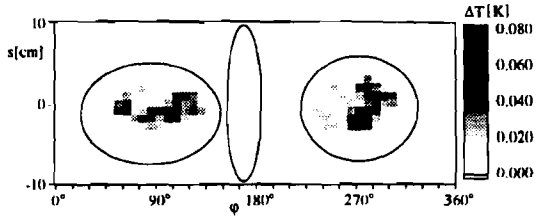
(2) $E_{acc} = 12.5\,\mathrm{MV/m},\ Q_0 = 3.7 \cdot 10^{10}$



(3) $E_{acc} = 13.8\,\mathrm{MV/m},\ Q_0 = 1.3 \cdot 10^{9}$



(4) $E_{acc} = 15.4\,\mathrm{MV/m},\ Q_0 = 3.8 \cdot 10^{9}$



(5) $E_{acc} = 8.3\,\mathrm{MV/m},\ Q_0 = 7.0 \cdot 10^{9}$

Abbildung 5.1: Beispiel für den Einfluß eines Konditionierungsereignisses auf das $Q_0(E_{acc})$-Verhalten eines Resonators. Zu den hervorgehobenen Punkten der Messung sind die entsprechenden Temperaturkarten zu sehen. Als Folge des Konditionierungsereignisses entsteht am Äquator ein Gebiet mit erhöhtem Oberflächenwiderstand, das die Güte des Resonators auf $Q_0 = 7 \cdot 10^9$ reduziert.

5.1.1 Das Verhalten des Resonators vor dem Konditionierungsereignis

Die Temperaturkarte 1 in Abbildung 5.1 zeigt eingekreist einen Bereich, in dem Wärmeentwicklung stattfindet. Es handelt sich bei diesem Gebiet um exakt den gleichen Bereich, der in Abbildung 4.3a hervorgehoben ist. Dort diente dieser Bereich als Beispiel für Erwärmung durch erhöhten Oberflächenwiderstand. In Abbildung 4.3b wird der lineare Zusammenhang zwischen Temperaturerhöhung ΔT in diesem Gebiet und dem Quadrat der lokalen magnetischen Feldstärke B gezeigt.

Oberhalb einer Feldstärke von $E_{\mathrm{acc}} = 8.1$ MV/m nimmt die Güte des Resonators ab, und in den Temperaturkarten wird gleichzeitig eine weitere Wärmequelle sichtbar. Die Ellipse in der Temperaturkarte 2 aus Abbildung 5.1 hebt den Bereich der neuen Erwärmung hervor. Die Wärmeentwicklung ist bei einer Feldstärke von $E_{\mathrm{acc}} = 12.5$ MV/m schon deutlich höher als in dem umkreisten Gebiet. Auch die Temperaturkarte 2 wurde schon einmal gezeigt. Sie diente in der Abbildung 4.4a als Beispiel für Erwärmung durch einen Feldemitter. Durch Vergleich mit Simulationsrechnungen konnte der Ort des Emitters zu $s_0 = -8.75$ cm bestimmt werden. Für den Feldüberhöhungsfaktor β und die Fläche A des Emitters wurden Werte von $\beta = 350$ und $A = 2 \cdot 10^{-14}$ cm^2 ermittelt.

Oberhalb einer Feldstärke von $E_{\mathrm{acc}} = 12.5$ MV/m wird noch eine Wärmequelle bei $\varphi = 80°$ sichtbar, deren Erwärmung bei einer Feldstärke von $E_{\mathrm{acc}} = 13.8$ MV/m in der Temperaturkarte 3 aus Abbildung 5.1 ebenfalls durch eine Ellipse hervorgehoben ist. In der Abbildung 5.2a ist die gemessene Erwärmung entlang des Meridians bei $\varphi = 80°$ für die Feldstärken oberhalb des Punktes 2 aus Abbildung 5.1 dargestellt. Mit Hilfe von Simulationsrechnungen konnte die Erwärmung durch einen Feldemitter bei $s_0 = -8.8$ cm und einem Feldüberhöhungsfaktor von $\beta = 208$ erklärt werden. Mit einer Fläche des Emitters von $A = 8 \cdot 10^{-13}$ cm^2 ergeben sich für die gleichen elektrischen Feldstärken Temperatur-Verteilungen, die in Abbildung 5.2b zu sehen sind. Die Simulation gibt die gemessene Erwärmung beim Maximum richtig wieder. Allerdings konnten die relativ großen Temperaturerhöhungen im Bereich -6 cm $< s < 9$ cm nicht reproduziert werden.

Simulation des $Q(E)$-Verhaltens

Mit Hilfe der detektierten Emitter soll versucht werden, das $Q_0(E_{\mathrm{acc}})$-Verhalten des Resonators zu simulieren. Das Program POWER ist in der Lage, bei vorgegebener Emitterfläche A und gegebenem Feldüberhöhungsfaktor β die durch die emittierten Elektronen aufgenommene Leistung P_{em} als Funktion des elektrischen Feldes zu berechnen. Die Leistungsaufnahme ist proportional zum Strom und damit zur Fläche A des Emitters.

Es wird nun angenommen, daß sich die Verluste P_{diss} des Resonators aus den Verlusten durch die Emitter bei $\varphi = 170°$ und $\varphi = 80°$ sowie aus den Verlusten durch den Oberflächenwiderstand P_R zusammensetzen.

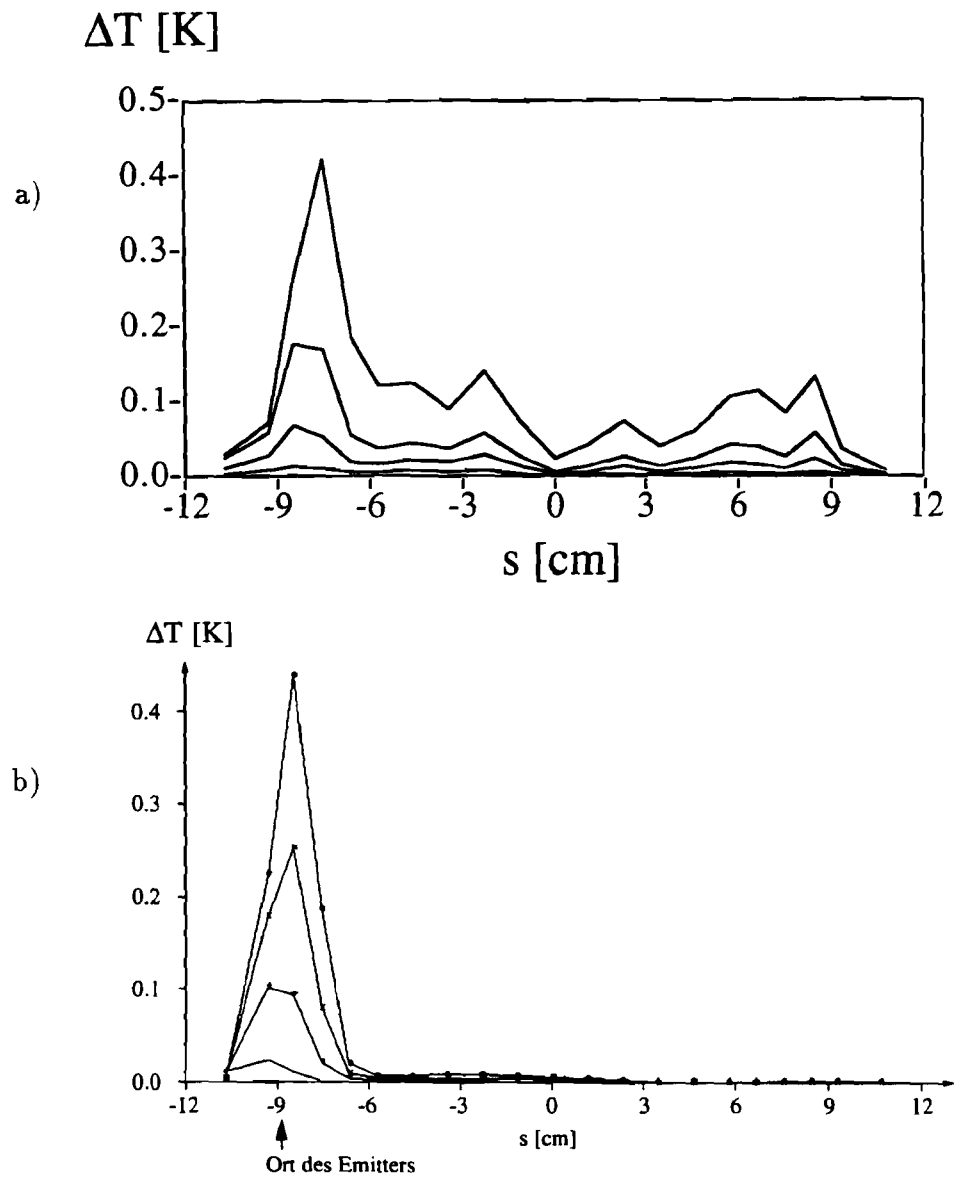


Abbildung 5.2: a) Gemessene und b) simulierte Temperaturerhöhungen des Emitters bei $\varphi = 80°$. Der Emitter befindet sich bei $s_0 = -8.8$ cm. Die verwendeten elektrischen Feldstärken betrugen $E_{acc} = 11.4, 12.5, 13.3$ und 13.8 MV/m.

$$P_{diss} = P_{em}(\varphi = 170°) + P_{em}(\varphi = 80°) + P_R \tag{5.1}$$

Bei kleinen Feldstärken gibt es keine Feldemission, und die Verluste durch den Oberflächenwiderstand sind gleich der gesamten dissipierten Leistung, sie wachsen quadratisch mit dem elektrischen Feld an. Mit Hilfe der berechneten dissipierten Leistung kann gemäß Gleichung (2.9) die Güte Q_0 des Resonators bestimmt werden.

Rechnet man mit den aus den Temperaturkarten ermittelten Werten für die Flächen der Emitter, so ergeben sich simulierte $Q_0(E_{acc})$-Kurven. die in Abbildung 5.3 mit Simulation 1 bezeichnet sind. Diese Kurve weicht stark von der gemessenen Kurve ab.

Wie im Kapitel 4.2.2 bereits angesprochen, ist die Bestimmung der Emitterfläche mit einem relativ großen Fehler behaftet. Sie kann durchaus um einen Faktor 10 größer sein als die mit Hilfe der Simulationsprogramme bestimmte Fläche. Dazu trägt vor allem die Tatsache bei, daß sich die Emitter im allgemeinen nicht genau am Azimutwinkel der Thermometer befinden. In der mit Simulation 2 bezeichneten Kurve wurde die Fläche des Emitters bei $\varphi = 170°$ um eine Faktor 3.75. die des Emitters bei $\varphi = 80°$ um einen Faktor 5 vergrößert.

Die Simulation 2 stimmt recht gut mit der gemessenen $Q_0(E_{acc})$-Kurve überein, doch nimmt die Güte in der Messung immer noch etwas stärker ab als im simulierten Fall. Dies ist ein Zeichen dafür, daß noch andere kleinere Emitter im Resonator aktiv sind. Besonders im Punkt der höchsten Feldstärke ergibt sich eine große Abweichung, deren Ursache darin liegen könnte, daß sich ein Emitter schon stark erwärmt hat und kurz vor der Konditionierung steht. Durch die Erwärmung werden zusätzliche Glühemissionselektronen emittiert, die für eine weitere Abnahme der Güte sorgen.

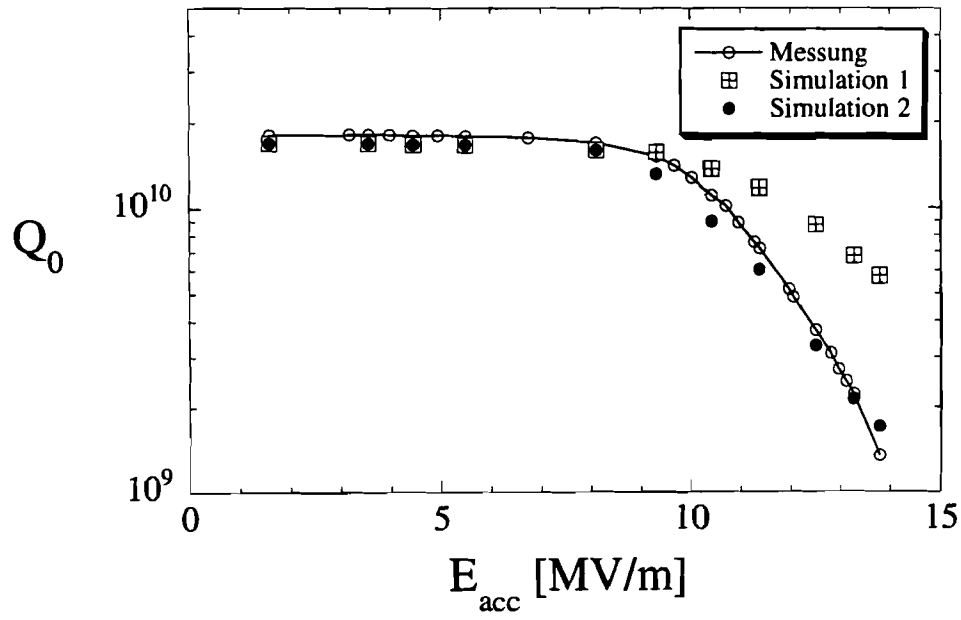


Abbildung 5.3: Gemessenes und simuliertes $Q_0(E_{acc})$-Verhalten des Resonators vor dem Konditionierungsereignis. In der Simulation 1 werden für die Flächen der Emitter die Werte benutzt, die mit den aus den Temperaturkarten bestimmten Werten übereinstimmen. In der Simulation 2 wird durch Verwenden größerer Emitterflächen das $Q_0(E_{acc})$-Verhalten an das gemessene angepaßt.

5.1.2 Der Einfluß des Konditionierungsereignisses

Die Fowler-Nordheim-Auftragungen der gemessenen Temperaturverteilung des Feldemitters bei $\varphi = 170°$ vor und nach dem Konditionierungsereignis sind in Abbildung 5.4 zu sehen. Der Emitter bei $\varphi = 80°$ ist nach der Konditionierung verschwunden, weshalb für diesen Emitter nur die Auftragung für Werte vor dem Konditionierungsereignis erfolgt.

Der Emitter bei $\varphi = 170°$ zeigt vor und nach dem Konditionierungsereignis ein unterschiedliches Verhalten. Es ergeben sich in der Fowler-Nordheim-Auftragung zwei Geraden unterschiedlicher Steigung. Der Feldüberhöhungsfaktor β hat nach dem Konditionierungsereignis abgenommen. Er ergibt sich nun zu $\beta = 204$ (vorher: $\beta = 350$). Die Fläche des Emitters konnte nach dem Konditionierungsereignis zu $A = 8 \cdot 10^{-13}$ cm^2 bestimmt werden (vorher: $A = 2 \cdot 10^{-14}$ cm^2). Die Vergrößerung der Fläche bei gleichzeitiger Verringerung des Feldüberhöhungsfaktors kann geometrisch durch das Abschmelzen einer emittierenden mikroskopischen Spitze erklärt werden, wodurch eine etwas breitere Erhebung zurückbleibt, die eine geringere Feldüberhöhung besitzt als die Spitze. Dies stützt das geometrische Modell zur Feldüberhöhung.

In Abbildung 5.5 sind die Temperaturerhöhungen entlang des Meridians der Emitter gegen das Quadrat der Spitzenfeldstärke E_{peak} aufgetragen. Der mit (3) bezeichnete Datenpunkt entspricht dabei dem Punkt (3) in Abbildung 5.1, dem letzten Datenpunkt vor der sprunghaften Änderung.

Man erkennt, daß der Emitter bei $\varphi = 170°$ sein Verhalten schon im Datenpunkt (3) vor den Sprüngen etwas verändert. Die Erwärmung erhöht sich bei Zunahme der Feldstärke kaum noch. Die Konditionierung dieses Emitters geschieht jedoch bei Erreichen des nächsten Datenpunktes, also im ersten Sprung. Danach zeigt die Erwärmung wieder eine exponentielle Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke. Die Konditionierung des anderen Emitters erfolgt ebenfalls während dieses Sprunges. Der zweite Sprung ist nur durch das weitere geringfügige Konditionieren dieses Emitters zu erklären. Die Erwärmung durch diesen Emitter nimmt dabei trotz höherer Feldstärken etwas ab.

Nach der Konditionierung ergibt sich an den Bereichen, die vor der Konditionierung durch die Elektronen von dem Emitter bei $\varphi = 80°$ erwärmt wurden, bis zu sehr großen Feldstärken ein linearer Zusammenhang zwischen Temperaturzunahme und dem Quadrat der elektrischen Felder. Dies ist ein weiteres Zeichen dafür, daß der Emitter verschwunden ist und die Erwärmung durch erhöhten Oberflächenwiderstand erfolgt.

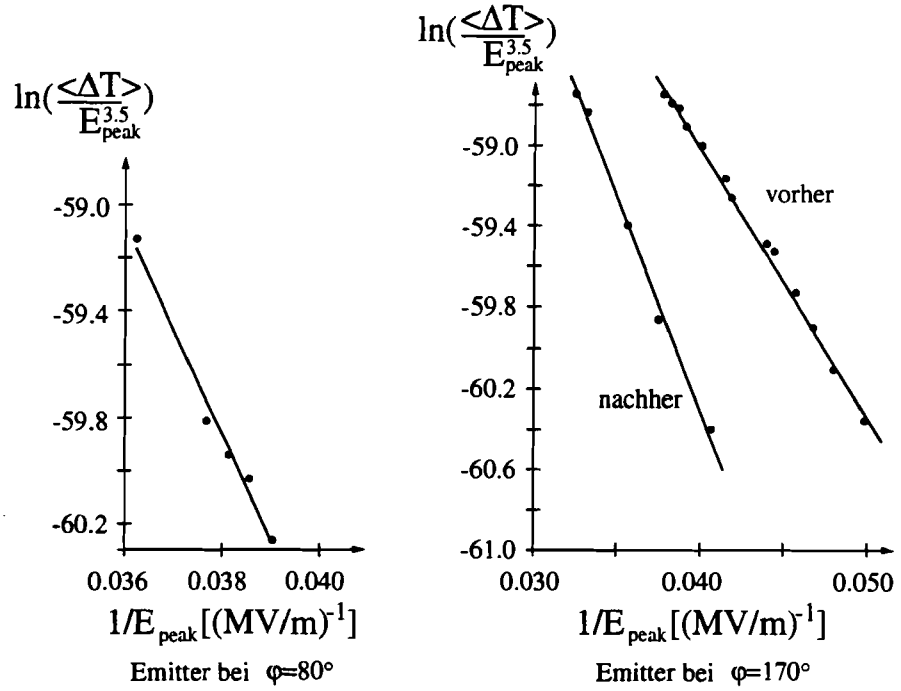


Abbildung 5.4: Fowler-Nordheim-Auftragungen der gemessenen Erwärmung der beiden Emitter vor und nach dem Konditionierungsereignis. Der Emitter bei $\varphi = 80°$ verschwand nach der Konditionierung, der Emitter bei $\varphi = 170°$ besaß nach der Konditionierung einen geringeren Feldüberhöhungsfaktor und eine größere Fläche als vorher.

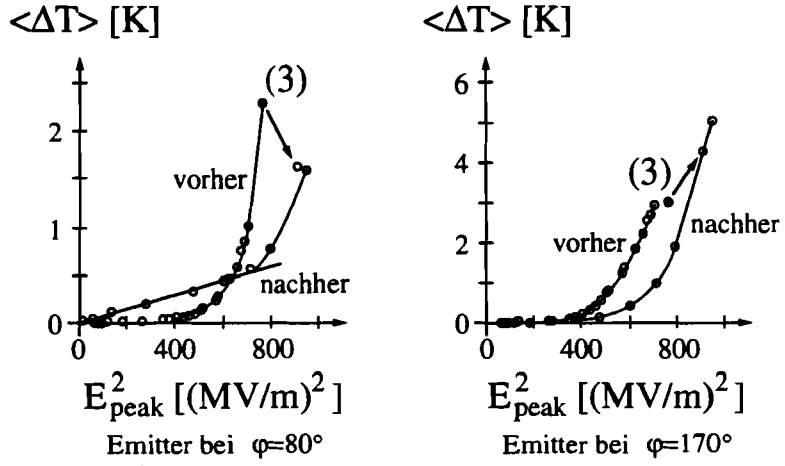


Abbildung 5.5: Auftragung der Erwärmung entlang des Meridians gegen das Quadrat der Spitzenfeldstärke E_{peak} für die beiden Emitter. Der mit (3) bezeichnete Datenpunkt entspricht dem Datenpunkt (3) aus Abbildung 5.1 und ist der letzte Datenpunkt vor dem sprunghaften Verhalten des Resonators.

5.1.3 Das Verhalten des Resonators nach dem Konditionierungsereignis

Als Auswirkung der Konditionierung des Emitters bei $\varphi = 80°$ ist dort im Bereich des Äquators ein neues Gebiet mit erhöhtem Oberflächenwiderstand entstanden. Dieses Gebiet ist besonders gut bei kleinen Feldstärken zu erkennen (Temperaturkarte 5 in Abbildung 5.1). Dieses neue Gebiet ist etwas größer als das vorherige bei $\varphi = 270°$. Die stärkste Erwärmung in diesem Gebiet ist in Abhängigkeit vom lokalen magnetischen Feld in Abbildung 5.6 dargestellt. Die Erwärmung nimmt zunächst quadratisch mit dem Magnetfeld zu. Aus der Steigung in Abbildung 5.6 kann nach Gleichung (4.3) ein Oberflächenwiderstand von $R_S \approx 800$ nΩ ermittelt werden. Der Oberflächenwiderstand im Gebiet bei $\varphi = 270°$ betrug am Ort des wärmsten Thermometers ebenfalls 800 nΩ.

Bei den letzten beiden Datenpunkten in Abbildung 5.6 nimmt die Erwärmung stärker zu als mit dem Quadrat der lokalen magnetischen Feldstärke. Die Erwärmung der Thermometer steigt auf über 300 mK. Nach den Überlegungen in Kapitel 3.3 ist die Erwärmung der inneren Oberfläche ungefähr 3 mal so hoch wie die der äußeren Oberflächen. Die Temperatur auf der Innenseite erreicht damit Werte von bis zu 3 K. Bei dieser Temperatur erreicht der BCS-Widerstand einen Wert von $R_{BCS} = 200$ nΩ (vergleiche Gleichung (1.12)) und kann nicht mehr vernachlässigt werden. Der BCS-Widerstand nimmt exponentiell mit der Temperatur zu und erklärt die Abweichung der gemessenen Erwärmung vom linearen Zusammenhang in Abbildung 5.6.

Die Erwärmung durch den noch aktiven, aber durch das Konditionierungsereignis veränderten Emitter ist in Abbildung 5.7a zu sehen. Mit neuen Werten von $\beta = 204$ für den Feldüberhöhungsfaktor und $A = 8 \cdot 10^{-13}$ cm^2 für die Fläche ergeben sich simulierte Temperatur-Verteilungen, die in Abbildung 5.7b dargestellt sind. Die Übereinstimmung ist erneut sehr gut.

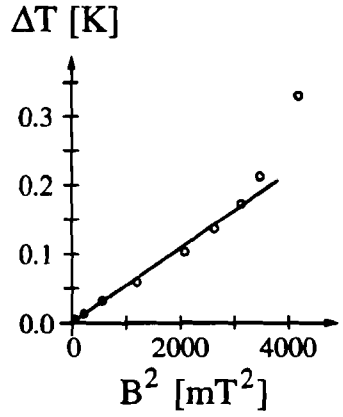


Abbildung 5.6: Temperaturerhöhung des am stärksten erwärmten Thermometers in dem durch das Konditionierungsereignis entstandene Gebiet als Funktion vom Quadrat des lokalen magnetischen Feldes.

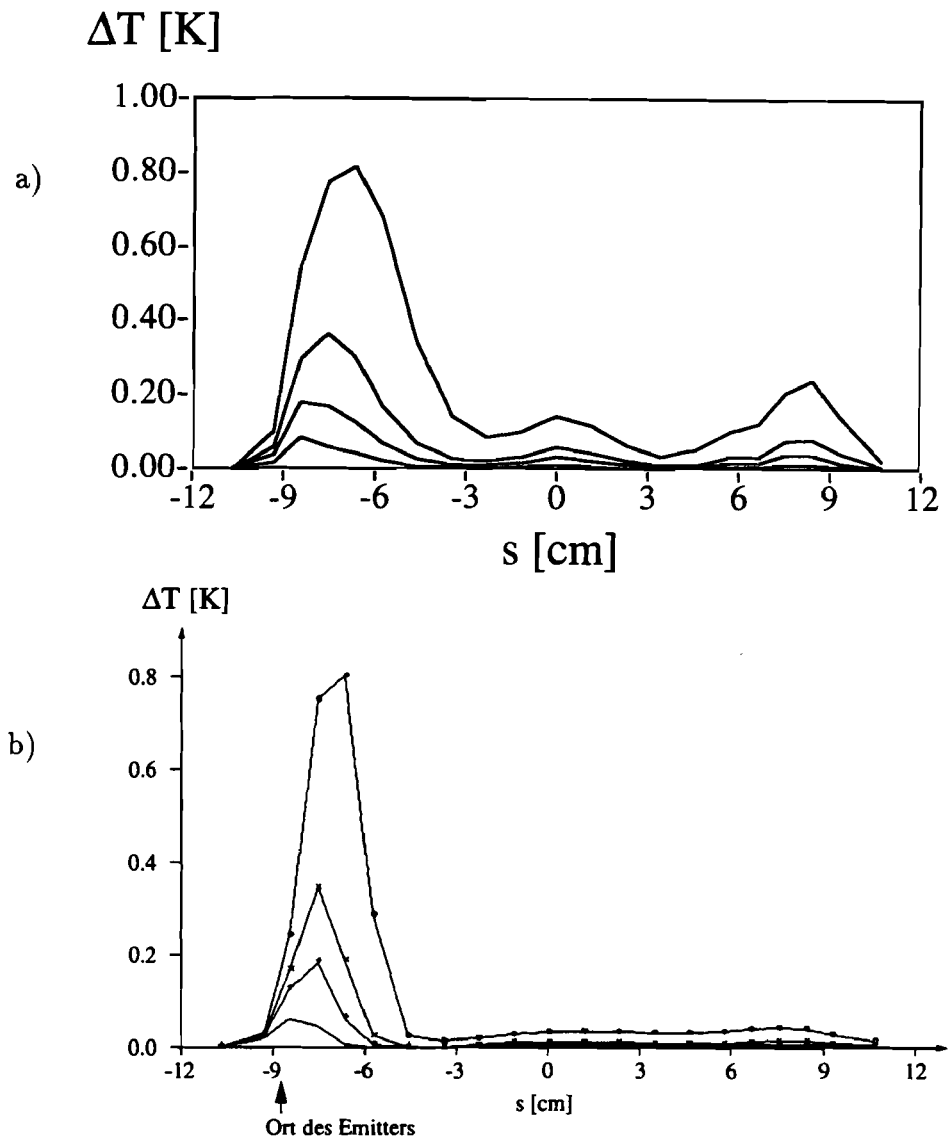


Abbildung 5.7: a) Gemessene und b) simulierte Erwärmung längs des Meridians des Emitters bei $\varphi = 170°$. Der Emitter befindet sich am Ort $s_0 = -8.75$, mit einem Feldüberhöhungsfaktor von $\beta = 204$ und einer Fläche von $A = 8 \cdot 10^{-13}$ cm^2. Die elektrischen Feldstärken betrugen $E_{acc} = 12.3, 13.4, 14.1$ und 15.4 MV/m.

Simulation des $Q(E)$-Verhaltens

Auch nach dem Konditionierungsereignis soll eine Anpassung des gemessenen $Q(E)$-Verhaltens durch Berechnung der dissipierten Leistung versucht werden. Nach dem Konditionierungsereignis setzt sich die dissipierte Leistung nur aus den Verlusten durch den übriggebliebenen Emitter bei $\varphi = 170°$ und durch die Verluste der Gebiete mit erhöhtem Oberflächenwiderstand zusammen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.8 zu sehen.

Die Berechnung, bei der für die Fläche des Emitters der aus den Temperaturkarten ermittelte Wert benutzt wurde, ist in Abbildung 5.8 mit Simulation 1 bezeichnet. In der Simulation 2 wurde eine um einen Faktor 3.75 größere, in der Simulation 3 eine um einen Faktor 5.75 größere Fläche verwendet. Die Simulation 3 stimmt sehr gut mit den gemessenen Werten überein. Im Fall der Simulation 2, wo der gleiche Faktor wie in der Berechnung des $Q_0(E_{acc})$-Verhaltens vor dem Konditionierungsereignis benutzt wurde, ergeben sich noch relativ große Abweichungen von der Messung.

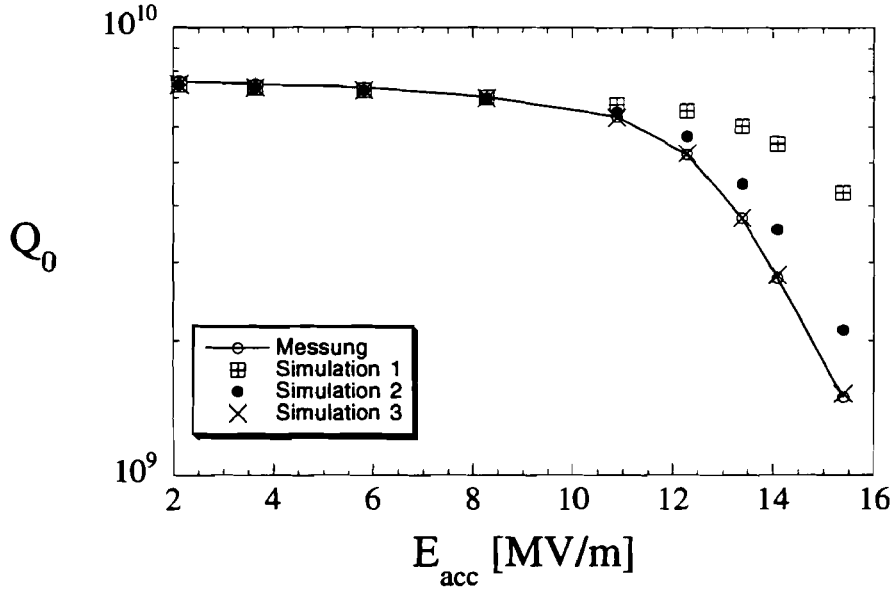


Abbildung 5.8: Gemessenes und simuliertes $Q_0(E_{acc})$-Verhalten des Resonators nach dem Konditionierungsereignis. In der Simulation 1 wird der aus den Temperaturkarten bestimmte Wert für die Emitterfläche benutzt. In der Simulation 2 wird die Fläche mit dem gleichen Faktor multipliziert wie bei der Anpassung des $Q_0(E_{acc})$-Verhaltens vor dem Konditionierungsereignis (Abbildung 5.3). In der Simulation 3 wird durch Verwenden einer noch größeren Fläche eine sehr gute Anpassung an die Messung erreicht.

5.2 Verringerung der Güte durch Hochleistungskonditionierung

Auch die Konditionierung eines Resonators im HPP-Betrieb kann eine Verschlechterung der Niedrigfeldgüte nach sich ziehen. Als Beispiel dafür zeigt Abbildung 5.9 die $Q_0(E_{acc})$-Kurven vor und nach der HPP-Behandlung.

Der Resonator hatte infolge von Konditionierungsereignissen im Dauerstrichbetrieb schon eine relativ niedrige Güte von $Q_0 = 4.5 \cdot 10^9$ bei kleinen Feldern. Die Temperaturkarte 1 zeigt, daß selbst bei kleinen Feldern von $E_{acc} = 2.8$ MV/m sich fast die gesamte Äquatorregion auf Werte bis zu $\Delta T = 8$ mK erwärmt. Die Erwärmung in diesen Bereichen nimmt quadratisch mit der Feldstärke zu, bis die Güte bei

E_{acc} = 14.5 MV/m anfängt abzunehmen. In diesem Punkt werden neue Wärmequellen sichtbar. Die Temperaturkarte 2 hebt diese neuen Erwärmungen in Form von Ellipsen hervor. Es sind drei Bereiche bei $\varphi = 10°$, $\varphi = 40°$ und $\varphi = 260°$ vorhanden, deren Erwärmungen exponentiell mit der Feldstärke zunehmen und die durch Emitter hervorgerufen werden. In diesen Bereichen werden Temperaturerhöhungen von maximal 1.2 K erreicht. Danach zeigt der Resonator einen feldemissionsinduzierten Quench bei einer Feldstärke von E_{acc} = 19.8 MV/m.

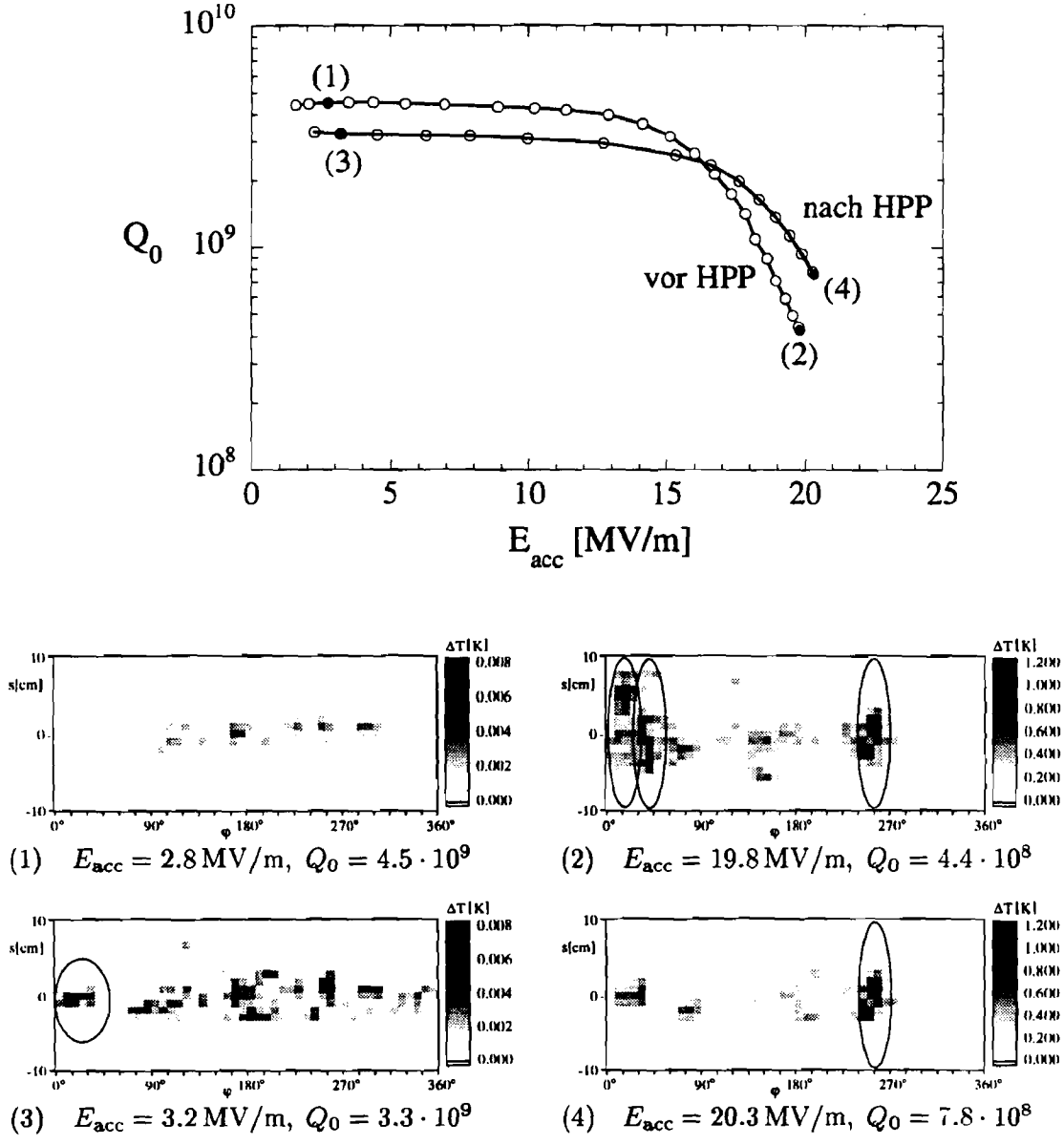


Abbildung 5.9: Beispiel für die Verschlechterung der Niedrigfeldgüte infolge eines Konditionierungsereignisses im HPP-Betrieb.

Um den Resonator weiter zu verbessern, wurde HPP angewandt, jedoch nur mit relativ niedrigen Klystronleistungen bis zu 80 kW. Während des HPP-Betriebs wurden Feldstärken von $E_{acc} = 21$ MV/m erreicht. Die Konditionierung des Resonators veränderte das $Q_0(E_{acc})$-Verhalten bei kleinen und großen Feldstärken. Die Güte bei kleinen Feldstärken nahm erneut etwas ab und zwar auf $Q_0 = 3.3 \cdot 10^9$, und die maximal erreichbare Feldstärke erhöhte sich auf $E_{acc} = 20.3$ MV/m.

Die Temperaturkarten 3 und 4 zeigen, daß die Konditionierung im HPP-Betrieb die beiden Emitter bei $\varphi = 10°$ und $\varphi = 40°$ zerstört, den Emitter bei $\varphi = 260°$ jedoch unverändert gelassen hat. Es ist ein neuer Bereich mit erhöhtem Oberflächenwiderstand entstanden, und zwar genau dort, wo sich die konditionierten Emitter befanden. Die Erwärmung von $\Delta T = 8$ mK bei $E_{acc} = 3.2$ MV/m ist jetzt genauso stark wie in anderen Bereichen des Äquators. Nach Abbildung 4.2 entspricht eine Beschleunigungsfeldstärke von 3 MV/m einem Magnetfeld von 14.5 mT, der Oberflächenwiderstand in diesem Gebiet kann daher nach Gleichung (4.3) mit $R_S = 600$ nΩ abgeschätzt werden.

Im Prinzip gibt es keinen Unterschied zwischen der Konditionierung eines Resonators mit niedriger Leistung im Dauerstrichbetrieb oder mit hoher Leistung im HPP-Betrieb, da der Mechanismus der Zerstörung von Feldemittern der gleiche ist. Es kann angenommen werden, daß entweder der Emissionsstrom die Emitter so stark erwärmt, daß die Spitzen teilweise oder ganz schmelzen, oder der Druck infolge des hohen elektrischen Feldes so stark wird, daß sie explodieren. Die Überreste des Emitters schlagen sich auf der Oberfläche des Resonators nieder und zwar im Bereich des Azimutwinkel, wo sich der Emitter befand. Dies bewirkt einen erhöhten Oberflächenwiderstand in diesen Bereichen. Die Erwärmung ist besonders stark im Bereich -5 cm $< s <$ 5 cm um den Äquator, da dort das Magnetfeld, welches die Verluste hervorruft, besonders stark ist.

5.3 Verbesserung der Güte eines konditionierten Resonators

Da die Konditionierung eines Resonators durch die Zerstörung von Emittern geschieht und die Rückstände der Emitter erhöhte Verluste im Bereich des Äquators hervorrufen, ist die Frage von großem Interesse, ob man nach der Konditionierung die Rückstände der Emitter beseitigen kann, um dadurch eine hohe Güte des Resonators zurückzugewinnen. Eine Aufwärmung auf Raumtemperatur hat sich dabei schon in der Vergangenheit als effektiv erwiesen [63]. Es konnte aber auch gezeigt werden, daß dazu unter Umständen die Erwärmung des Resonators im HPP-Betrieb ausreichend ist.

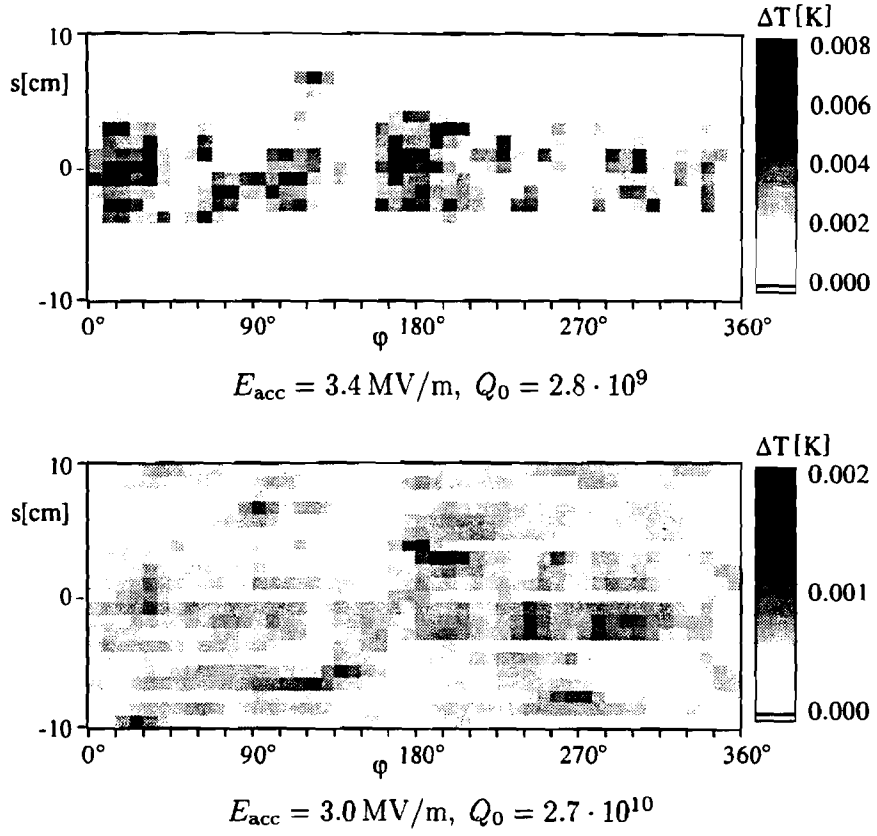


Abbildung 5.10: Temperaturkarten der Resonatoroberfläche bei kleinen Feldstärken. Zwischen den beiden Karten wurde der Resonator auf Raumtemperatur aufgewärmt.

5.3.1 Aufwärmung auf Raumtemperatur

Abbildung 5.10 zeigt oben die Temperaturkarte des Resonators bei einer Feldstärke von $E_{acc} = 3.4$ MV/m. Die Oberfläche ist durch eine Vielzahl von Konditionierungsereignissen stark kontaminiert und die Güte auf $Q_0 = 2.9 \cdot 10^9$ begrenzt. Der Resonator wurde anschließend auf Raumtemperatur gebracht. Er blieb dabei insgesamt 40 Stunden aufgewärmt. Nach erneuter Abkühlung war das Verhalten stark verbessert. Die Güte stieg um eine Größenordnung auf $Q_0 = 2.7 \cdot 10^{10}$. Es sind bei vergleichbaren Feldstärken keine Bereiche mit erhöhten Verlusten in der dazugehörigen Temperaturkarte zu sehen. Die Temperaturerhöhungen liegen bei maximal $\Delta T = 1$ mK und somit im Bereich der Auflösungsgenauigkeit des Meßsystems.

5.4 Einfluß durch Erwärmung im HPP-Betrieb

Während einer Meßreihe besaß der Wellenleiter ein Leck im suprafluidem Helium. Es war infolge des dadurch bedingten hohen Heliumuntergrundes nicht möglich, eine HPP-Konditionierung bei Temperaturen unterhalb des λ-Punktes durchzuführen.

Der Resonator mußte vielmehr auf 4 K aufgewärmt und dann für 48 Stunden bei dieser Temperatur gehalten werden, bis der Heliumuntergrund auf Werte gefallen war, die es erlaubten, eine hohe Klystronleistung einzuspeisen.

Es wurden in der folgenden HPP-Behandlung Klystronleistungen bis 500 kW verwendet. Damit konnten im gepulsten Betrieb Feldstärken von $E_{\mathrm{acc}} = 25$ MV/m erreicht werden. Der Resonator zeigte dabei im Pulsbetrieb thermischen Zusammenbruch. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.11 zusammengefaßt. Es wurde neben der Verbesserung des Emissionsverhaltens auch die Güte verbessert. Sie stieg bei niedrigen Feldstärken von $7.6 \cdot 10^9$ auf $2.2 \cdot 10^{10}$. Die zugehörigen Temperaturkarten beweisen, daß die Verunreinigung der Oberfläche durch die Überreste der im Dauerstrichbetrieb konditionierten Emitter vollständig beseitigt wurde. Dies ist nur durch die Erwärmung des Resonators im Pulsbetrieb und der dadurch bedingten Entgasung der Oberfläche zu erklären.

Überschreitet der Wärmestrom im normalflüssigen Heliumbad einen Wert von $\approx$ 1 W/cm^2, so bildet sich eine gasförmige Heliumschicht um den Resonator [51]. Die Kühlung verschlechtert sich dadurch rapide. Beim Übergang des Resonators vom supraleitenden in den normalleitenden Übergang werden leicht Wärmeströme dieser Stärke produziert. Bei 25 MV/m Beschleunigungsspannung und einer Güte von $Q_0 = 10^7$ beträgt die dissipierte Leistungsdichte p_{diss} (vergleiche Gleichung (A.25) und Tabelle 3.1):

$$p_{\mathrm{diss}} = \frac{P_{\mathrm{diss}}}{A} = \frac{(E_{\mathrm{acc}} \cdot L)^2}{A \cdot R/Q \cdot Q_0} = 8 \text{ W/cm}^2 \,. \tag{5.2}$$

Während des Pulsbetriebs sinkt die Güte jedoch auf Werte bis $Q_0 = 2 \cdot 10^5$ [42]. Entsprechend höher wird die Wärmestromdichte.

Das Deponieren solch hoher Leistungen im Resonator bei schlechter Kühlung bedeutet eine starke Erwärmung der inneren Oberfläche. Während des thermischen Zusammenbruchs des Resonators wird die gespeicherte Energie U in einer Zeit $t < 10\ \mu$s im Resonator deponiert. Ist der Resonator schon normalleitend, so wird die Wärme in einer Schicht der Skintiefe $\delta = 4\ \mu$m erzeugt.

Zur Berechnung des Temperaturanstiegs ΔT der inneren Oberfläche muß man die Gleichung

$$\Delta T = \frac{U}{\tilde{C} \cdot m} \qquad \text{mit} \qquad \tilde{C} = \frac{1}{\Delta T} \int_{T_c}^{T_c + \Delta T} C(T)\, dT \tag{5.3}$$

lösen. Dabei bedeutet $\tilde{C}$ die mittlere spezifische Wärmekapazität im Temperaturintervall T_c bis $T_c + \Delta T$. Mit Hilfe der Masse $m = \rho \cdot A \cdot \delta$, ($\rho = 8580$ kg/m^3) sowie der gespeicherten Energie von $U = 9$ J bei einer Feldstärke von 25 MV/m wird Gleichung (5.3) zu:

$$\int_{T_c}^{T_c + \Delta T} C(T)\, dT = \frac{U}{\rho \cdot A \cdot \delta} = 2622 \ \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg}} \,. \tag{5.4}$$

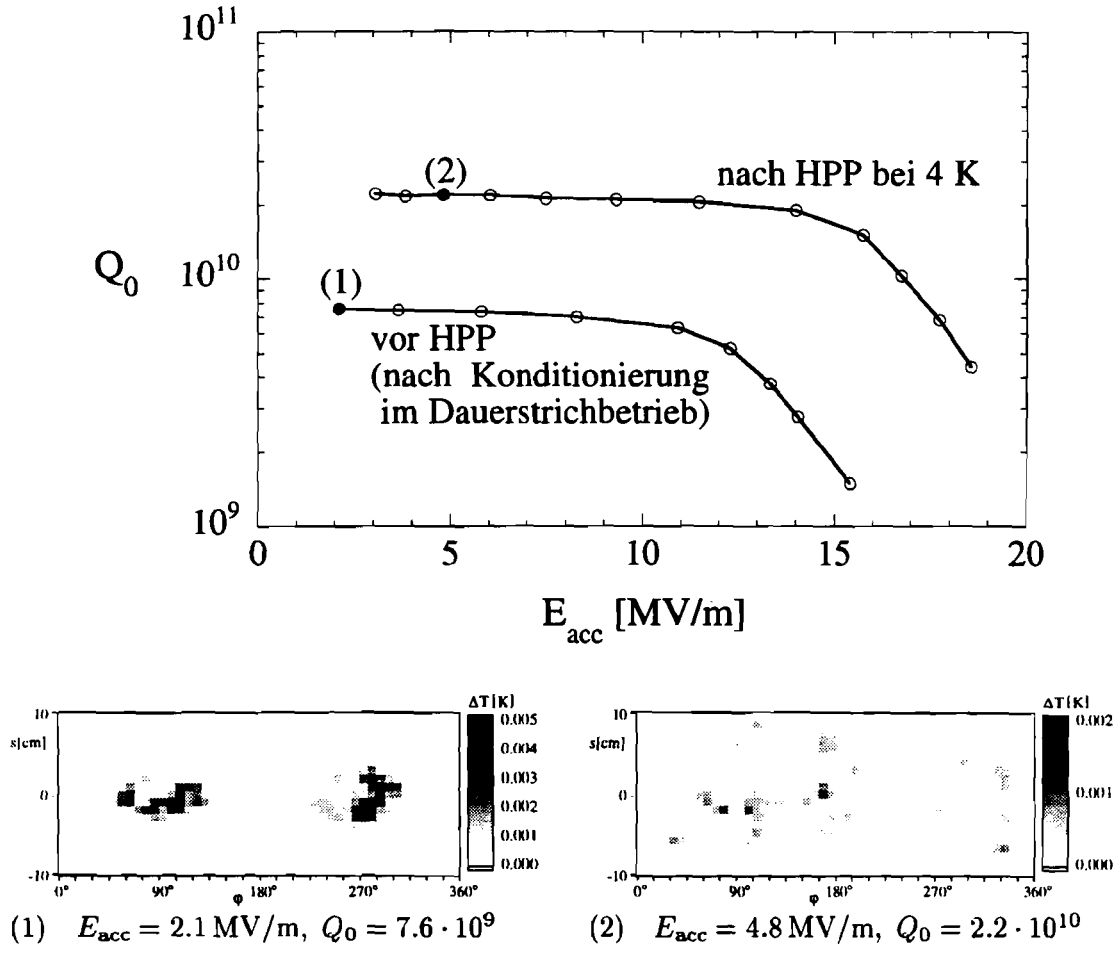


Abbildung 5.11: Veränderung des $Q_0(E_{acc})$-Verhaltens des Resonators durch eine HPP-Behandlung bei 4 K. Es wurde nicht nur das Emissionsverhalten verbessert, sondern auch die Güte bei niedrigen Feldern. Dies ist voraussichtlich auf die hohe Erwärmung des Resonators im Pulsbetrieb zurückzuführen.

Ein Vergleich mit gemessenen Werten [64] ergibt bei einer Starttemperatur von $T_c \approx 10$ K eine Erwärmung von $\Delta T = 46.6$ K und damit als Temperatur T_i der Innenwand $T_i \approx 55$ K.

Adsorbierte Gase haben auf einer Metallwand der Temperatur T_W eine mittlere Verweildauer τ von [65]:

$$\tau = \tilde{\tau} \cdot \exp\left(\frac{E_{des}}{k_B T_W}\right) . \tag{5.5}$$

Dabei ist E_{des} die sogenannte Desorptionsenergie, also die Energie, die benötigt wird, um ein adsorbiertes Atom oder Molekül wieder freizusetzen. Der Vorfaktor $\tilde{\tau}$ ist materialabhängig. Für die nachfolgenden Rechnungen wird ein Wert von $\tilde{\tau} = 10^{-13}$ s benutzt, der in der Literatur als Mittelwert angegeben wird.

Da sich während des HPP-Betriebes nur der Resonator erwärmt, stellt der Koppler und der Rest des Vakuumsystem eine Kryopumpe mit hohem Saugvermögen dar. Als Abschätzung soll angenommen werden, daß eine mittlere Verweildauer τ der adsorbierten Gase, die kleiner als 100 s ist, ausreicht, um eine Umverlagerung der Gase vom Resonator auf das kalte Vakuumsystem während des Pulsbetriebes zu erklären. Nach Gleichung (5.5) ist dazu eine Desorptionsenergie nötig, die kleiner als $E_{\text{des}} = 0.17$ eV ist. Wird die Haftung der Moleküle durch Dipolkräfte oder durch van der Waals Kräfte bewirkt, so beträgt die Desorptionsenergie ungefähr 0.3 eV [65]. Werden chemische Bindungen eingegangen, sind die Desorptionsenergien wesentlich höher und liegen im Bereich 5 eV. Eine Umverteilung der adsorbierten Gase vom wärmeren Resonator zu den übrigen kalten Oberflächen des Resonatorvakuums scheint daher nur möglich, wenn die Moleküle eine sehr geringe Bindung an der Nioboberfläche eingehen.

Während der durchgeführten Meßreihen wurde auch beobachtet, daß selbst dann eine Güteverbesserung durch die Erwärmung des Resonators bei einer HPP-Behandlung erfolgen kann, wenn diese Behandlung bei 2 K durchgeführt wurde. Die Messung ist in Abbildung 5.12 zu sehen. Es muß jedoch beachtet werden, daß der Resonator vor der HPP-Behandlung stark in der Güte auf $Q_0 = 3.3 \cdot 10^9$ reduziert war. Die Temperaturkarte 1 zeigt in diesem Fall Erwärmungen um Temperaturen bis zu $\Delta T = 8$ mK bei $E_{\text{acc}} = 3.2$ MV/m. Nach der HPP-Behandlung, bei der Leistung bis zu 200 kW verwendet und Feldstärken bis zu $E_{\text{acc}} = 33$ MV/m erreicht wurden, stieg die Niedrigfeldgüte geringfügig auf einen Wert von $Q_0 = 4.1 \cdot 10^9$ an. Die Temperaturerhöhungen sind jetzt allgemein nicht mehr so hoch wie vorher und betragen maximal $\Delta T = 5$ mK. In einem Bereich, der in der Temperaturkarte 2 hervorgehoben ist, hat die Erwärmung stark abgenommen. In diesem Bereich zeigte der Resonator vor der HPP-Behandlung eine sehr hohe Erwärmung, weshalb davon ausgegangen werden kann, daß dort im Pulsbetrieb der thermische Zusammenbruch stattgefunden hat und dort auch besonders hohe Temperaturen auftraten.

5.5 Gefahren durch Verwendung von Hochleistungskopplern

Ein großes Problem der Hochfrequenzkonditionierung mit der HPP-Technik stellt der benötigte Koppler dar. Es ist schwierig, Koppler zu konstruieren, die hohe Leistungen übertragen, ohne elektrische Überschläge zu produzieren oder auszugasen [66]. Dadurch besteht die Gefahr, daß durch HPP Fremdmaterialien in den Resonator gelangen, was neue Feldemitter produzieren könnte.

Bei den durchgeführten Tests wurden zwei verschiedene Hochleistungskoppler benutzt, FERMI 1 und FERMI 3, die in Abbildung 5.13 schematisch dargestellt sind. Der wesentliche Unterschied liegt in der Plazierung des keramischen Fensters, welches das Wellenleitervakuum vom Resonatorvakuum trennt, aber für die Hochfrequenzleistung durchlässig ist. Beim Koppler FERMI 1 befindet es sich zylindrisch

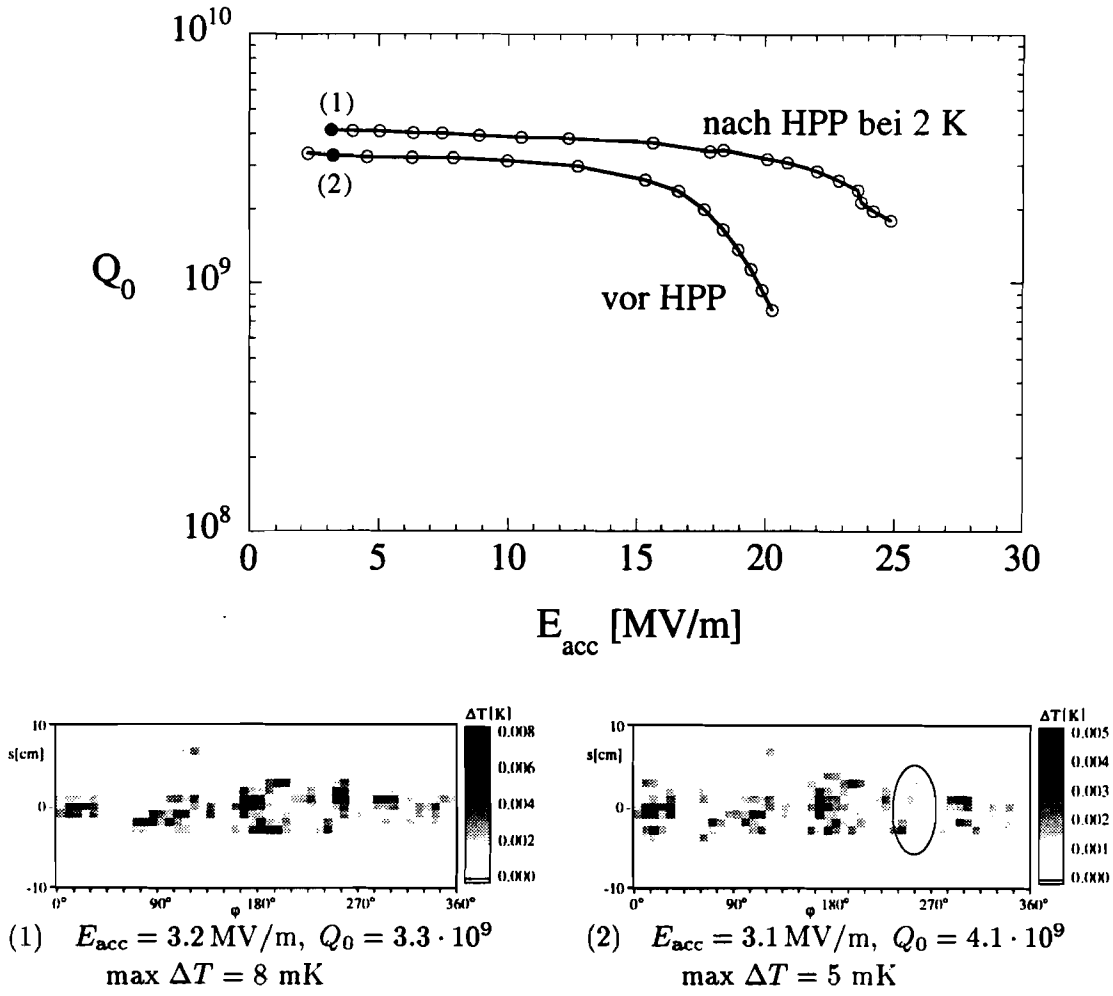


Abbildung 5.12: Verhalten des Resonators vor und nach einer HPP-Behandlung bei 2 K. Sowohl das Emissionsverhalten als auch das Niedrigfeldverhalten wurde verbessert. Die Güteverbesserung bei kleinen Feldstärken ist jedoch relativ gering.

im Bereich des Wellenleiter zu Koaxialleiterübergangs, beim Koppler FERMI 3 dagegen konisch im Koaxialleiterbereich. Besonders bei der Verwendung des Kopplers FERMI 3 traten Probleme auf, die hier kurz anhand eines Beispiels dargestellt werden sollen.

In Abbildung 5.14 sind das $Q_0(E_{acc})$-Verhalten des Resonators und Temperaturkarten von drei hervorgehobenen Punkten der Messung zu sehen. Der Resonator besaß am Anfang eine recht hohe Güte von $Q_0 = 1.2 \cdot 10^{10}$. In der Temperaturkarte 1 sind einige kleine Bereiche mit erhöhtem Oberflächenwiderstand zu erkennen, die die Gütebegrenzung erklären. Ab einer Feldstärke von $E_{acc} = 13$ MV/m nahm die Güte ab, bedingt durch einen Feldemitter, der sich bei $\varphi = 20°$ befand (Temperaturkarte 2). Die Temperaturerhöhungen durch den Feldemitter erreichten bei einer Feldstärke von $E_{acc} = 19.2$ MV/m Werte von $\Delta T = 250$ mK.

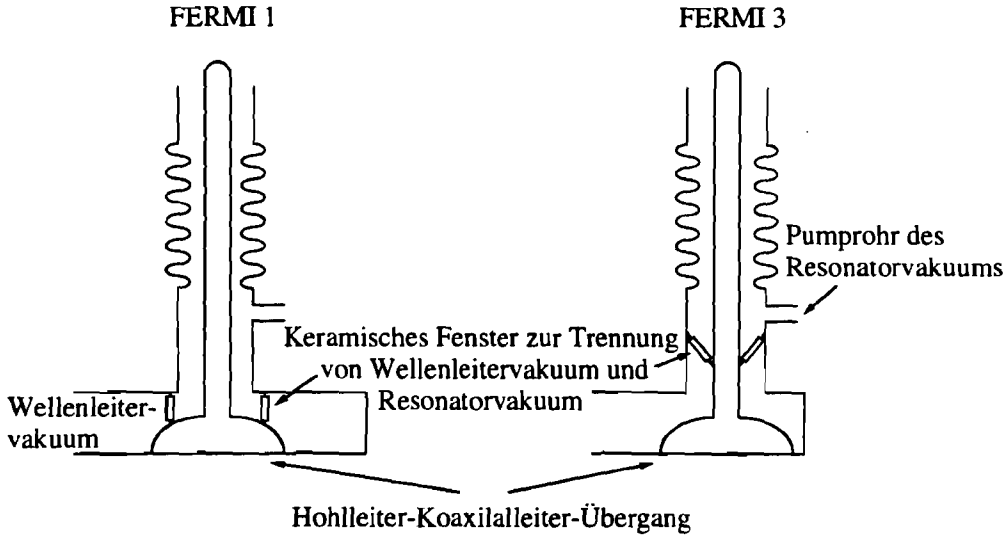


Abbildung 5.13: Die Hochleistungskoppler Fermi 1 und Fermi 3. Die Koppler verfügen über ein keramisches Fenster, das von der Hochfrequenz annähernd reflexionsfrei durchdrungen wird. Das Fenster trennt das Wellenleitervakuum vom Resonatorvakuum.

Bei Erreichen des nächsten Meßpunktes 3 zeigte der Resonator ein sprunghaftes Verhalten. Allerdings trat keine Konditionierung des Resonators ein, sondern im Gegenteil eine Verschlechterung. Die Güte sank auf $Q_0 = 2 \cdot 10^9$ bei einer Feldstärke von $E_{acc} = 17.8$ MV/m. Als Grund für diese Verschlechterung zeigt die Temperaturkarte das Auftauchen eines neuen Emitters bei $\varphi = 350°$, der vorher bei vergleichbaren Feldstärken noch nicht präsent war. Auch der Emitter bei $\varphi = 20°$ ist noch aktiv, doch ist die Temperaturerhöhung durch diesen Emitter relativ klein im Vergleich zu dem neuen Emitter und deswegen in der Temperaturkarte 3 schlecht zu erkennen. Das Auftauchen des neuen Emitters hatte keinen Einfluß auf das Niedrigfeldverhalten des Resonators. Bei Erniedrigung der Vorwärtsleistung konnte der Punkt 1 reproduziert werden.

Eine Erklärung für das Auftauchen des neuen Emitters könnte darin liegen, daß emittierte Elektronen des Emitters bei $\varphi = 20°$ ihren Weg durch das Strahlrohr bis hin zu dem keramischen Fenster finden. Dort deponieren sie ihre kinetische Energie und setzen Gase oder kleine Staubpartikel frei, die dann zurück in den Resonator gelangen und als Emitter wirken.

Bei Messungen in Japan [67] wurde ebenfalls oft eine Degradation des $Q_0(E_{acc})$-Verhaltens beobachtet. Nachdem ein für emittierte Elektronen sichtbares keramisches Fenster entfernt wurde, hörten diese Degradationen auf. Von daher scheint es sinnvoll, die Koppler so zu konstruieren, daß emittierte Elektronen, die das Strahlrohr verlassen, das keramische Fenster nicht erreichen können, wie dies im Design von Koppler FERMI 1 verwirklicht ist.

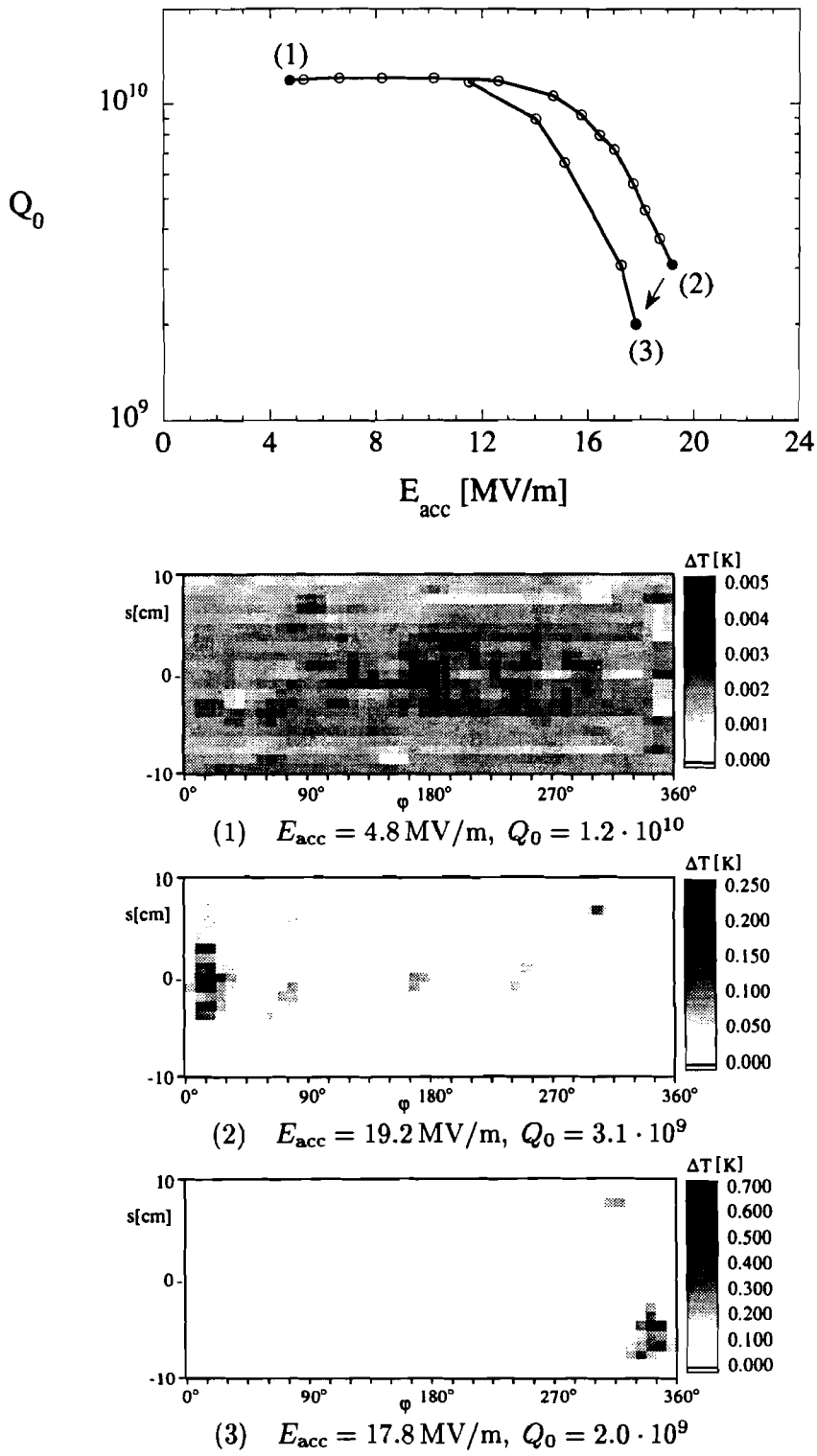


Abbildung 5.14: Beispiel für die Aktivierung eines Emitters. Nach Erreichen einer Feldstärke von E_{acc} = 19.2 MV/m wird ein neuer Emitter in der Temperaturkarte sichtbar, der starke Erwärmung hervorruft und den Resonator in der Folgezeit auf eine Feldstärke von E_{acc} = 17.8 MV/m begrenzt.

Kapitel 6

Beobachtung von zeitlich veränderlichen Temperatursignalen

Die Schnelligkeit des verwendeten Temperaturmeßsystems macht es möglich, Temperaturkarten während HPP aufzunehmen und die zeitliche Entwicklung der Temperatursignale zu beobachten. Daneben ist es möglich, die Wärmeentwicklung während eines thermischen Zusammenbruchs zu studieren.

6.1 Die zeitliche Wärmeentwicklung durch einen Emitter

Um die zeitliche Entwicklung der Wärme zu beobachten, werden während eines Klystronpulses die Thermometer längs eines Meridians gemeinsam mit der transmittierten Leistung P_t mit einer Taktzeit von 1 ms ausgelesen. Der zeitliche Abstand zwischen der Auslese zweier Thermometer beträgt dabei 40 μs. In Abbildung 6.1 ist solch eine Messung zu sehen. Bei dieser Messung betrug die Länge des Klystronpulses 1 ms.

Aus dem Zeitverlauf der transmittierten Leistung in Abbildung 6.1 erkennt man, daß der Klystronpuls bei der Zeit $t = 3$ ms beginnt. Zur Zeit $t = 4$ ms zerfällt das Feld im Resonator wieder und ist zur Zeit $t = 8$ ms auf Null zurückgegangen. Unterhalb des Graphen der transmittierten Leistung ist die zeitliche Entwicklung der Wärme längs eines Meridians dargestellt. Entlang dieses Meridians befand sich eine Platine mit 19 Thermometern. Darunter sind die Temperaturerhöhungen von 4 ausgewählten Thermometern zu sehen. Man erkennt, daß das Thermometer der oberen Iris ohne Verzögerung und das Thermometer der unteren Iris mit 1 ms Verzögerung maximale Erwärmung zeigt. Danach nehmen die Temperaturen exponentiell ab. Daraus kann man schließen, daß der Wärmetransport durch das 1.5 mm dicke Niobblech in weniger als 1 ms geschieht.

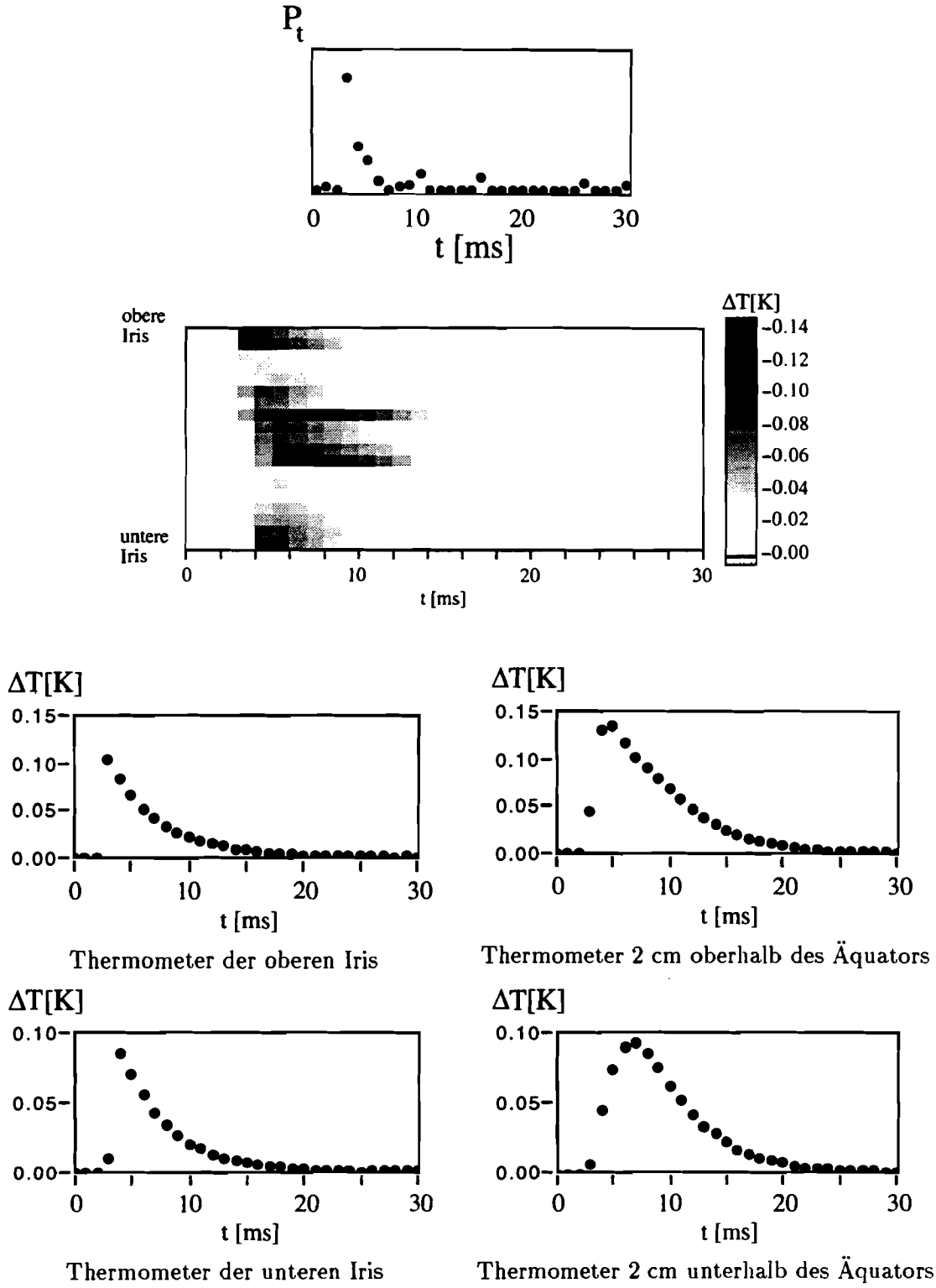


Abbildung 6.1: Zeitlicher Verlauf der Temperatursignale während eines HPP-Pulses. Oben ist der korrespondierende Verlauf der transmittierten Leistung zu sehen.

In der Nähe des Äquators dauert es länger, bis die maximalen Temperaturen erreicht werden. Hier beträgt die Verzögerung 3 beziehungsweise 5 ms, bis die maximalen Temperaturen erreicht werden. Danach nehmen sie auch hier exponentiell ab. Der Grund für die Verzögerung der Erwärmung am Äquator, im Gegensatz zur Iris, konnte nicht ermittelt werden.

6.2 Temperaturkarten im HPP-Betrieb

Um eine Temperaturkarte während des HPP-Betriebs aufzunehmen, werden bei konstanter Klystronleistung und externer Güte die Thermometer zweier benachbarter Platinen mit einer Taktzeit von 1 ms ausgelesen. Nach 24 HPP-Pulsen ist die Temperaturentwicklung auf der gesamten Oberfläche gemessen. Für jedes Thermometer wird die maximale Erwärmung während des Pulses ermittelt und damit eine Temperaturkarte des Resonators erstellt.

6.2.1 Die transmittierte Leistung während HPP

Beobachtet man die transmittierte Leistung während eines HPP-Pulses, so kann man drei verschiedene Verhaltensweisen der Kavität unterscheiden. Zeigt der Resonator bei einer Feldstärke $E_{\mathrm{acc}}^{\mathrm{cw}}$ im Dauerstrichbetrieb einen thermischen Zusammenbruch, so wird er unterhalb dieser Feldstärke stets ein Verhalten wie in Abbildung 6.2a zeigen. Das Feld steigt bis zum Ende des Klystronpulses an und zerfällt danach wieder. Die Anstiegszeiten und Zerfallzeiten des Feldes werden von der eingestellten externen Güte Q_{ext} bestimmt.

Oberhalb der Feldstärke $E_{\mathrm{acc}}^{\mathrm{cw}}$ kann es jedoch vorkommen, daß das Feld bis zum Ende oder nahezu bis zum Ende des Klystronpulses ansteigt, aber dann innerhalb von weniger als $\Delta t = 1\ \mu$s auf Null zerfällt. Dies ist ein Zeichen für ein Konditionierungsereignis. Die gesamte gespeicherte Energie U wird bei der Zerstörung eines Emitters in weniger als 1 μs verbraucht [33], wodurch der schnelle Zerfall des Feldes zu erklären ist.

Als Faustformel kann man sagen, daß während HPP Feldstärken erreicht werden können, die um einen Faktor 1.5 höher sind als $E_{\mathrm{acc}}^{\mathrm{cw}}$. Dann tritt auch im gepulsten Betrieb der thermische Zusammenbruch des Feldes ein. Man kann den thermischen Zusammenbruch daran erkennen, daß der Verlauf der transmittierten Leistung nicht mehr spitz ist, sondern sich abrundet (Abbildung 6.2c). Der Anstieg des Feldes bei hohen Feldern wird dann nicht mehr allein von der eingestellten externen Güte Q_{ext}, sondern auch von der stark reduzierten Güte Q_0 des Resonators bestimmt. Die Güte Q_0 kann dabei kleiner als 10^6 werden. Breitet sich der Quench immer weiter aus, beginnt das Feld zu sinken, da mehr Energie in den normalleitenden Gebieten verbraucht wird als durch den Einkoppler zugeführt werden kann. Der Zerfall des Feldes wird von der durch den Quench belasteten Güte Q_0 bestimmt und beginnt schon vor dem Ende des Klystronpulses.

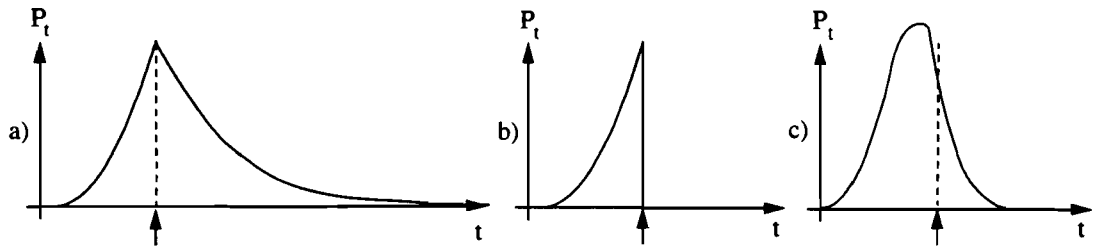


Abbildung 6.2: Verlauf der transmittierten Leistung P_t während HPP. Der Pfeil markiert das Ende des Klystronpulses. a) Normaler Verlauf, b) Konditionierungsereignis: Das Feld bricht in einer Zeit $\Delta t < 1$ μs zusammen. c) Der Resonator gelangt während des HPP-Pulses in den thermischen Zusammenbruch, die größten Feldstärken werden noch vor Ende des Klystronpulses erreicht.

Findet im Pulsbetrieb ein thermischer Zusammenbruch statt, so kann man versuchen, durch höhere Klystronleistung und durch stärkere Ankopplung die Felder im Resonator noch schneller anwachsen zu lassen. Da die Ausbreitung des Quenches eine gewisse Zeit dauert, kann man daher kurzfristig zu noch höheren Feldstärken gelangen. Das Maximum der Feldstärke wandert dabei aber immer zu kürzeren Zeiten nach Einschalten des Klystronpulses hin.

6.2.2 Identifizierung von Konditionierungsereignissen während HPP

Abbildung 6.3 zeigt im Punkt 1 die Temperaturkarte bei einer Feldstärke von E_{acc} = 19.5 MV/m. Dies war die während des Dauerstrichbetriebs maximal erreichbare Feldstärke. Es sind in dieser Temperaturkarte vier aktive Emitter zu sehen. Dabei zeigen drei benachbarte Emitter bei $10° < \varphi < 70°$ Erwärmungen entlang von Längenkreisen, die durch Ellipsen hervorgehoben sind. Der vierte Emitter bei $\varphi = 330°$ befindet sich so weit in der Nähe des Strahlrohres, daß die emittierten Elektronen lediglich am Ursprungsort des Emitters Erwärmung hervorrufen, die ebenfalls in der Temperaturkarte 1 hervorgehoben ist. Die maximalen Temperaturerhöhungen betrugen $\Delta T = 1.2$ K.

Nach der Umschaltung zum HPP-Betrieb wurde die Klystronleistung vorsichtig erhöht, bis maximale Feldstärken von $E_{\mathrm{acc}}^{\mathrm{puls}} = 21$ MV/m erreicht wurden. Bei dieser Feldstärke geschah dann während des HPP-Betriebs die Aufnahme der Temperaturkarte 2. Sie zeigt an den gleichen Stellen Erwärmung wie die Temperaturkarte 1. Alle Emitter sind noch aktiv, doch ist die maximale Temperaturerhöhung nicht so stark wie im Dauerstrichbetrieb und betrug nun $\Delta T = 0.8$ K.

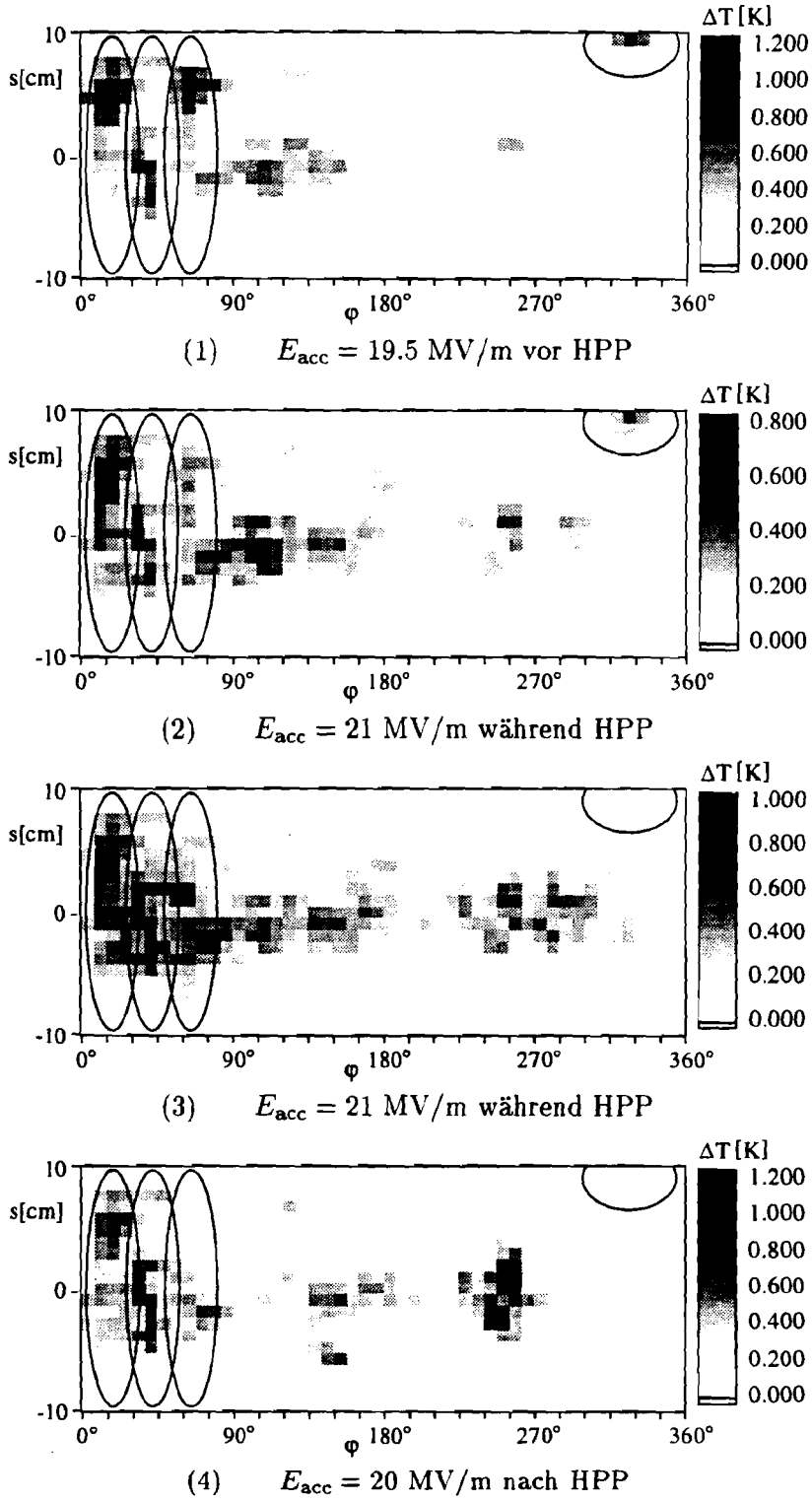


Abbildung 6.3: Vergleich von Temperaturkarten, die im Dauerstrich (Karten 1 und 4) und im gepulsten Betrieb (Karten 2 und 3) aufgenommen wurden. Zwischen den Karten 2 und 3 fand im HPP-Betrieb ein Konditionierungsereignis statt (vergleiche Abbildung 6.2).

Die Klystronleistung wurde weiter erhöht. Bei einer Feldstärke von E_{acc}^{puls} = 21.5 MV/m fand ein Konditionierungsereignis wie in Abbildung 6.2b statt. Sofort wurde die Klystronleistung wieder erniedrigt und bei einer Feldstärke von E_{acc}^{puls} = 21 MV/m die Temperaturkarte 3 während des HPP-Betriebs aufgenommen. Es ist deutlich zu sehen, daß der Emitter bei $\varphi = 330°$ verschwunden ist, ein Beweis dafür, daß der Zusammenbruch des Feldes tatsächlich durch die Explosion des Emitters zu erklären ist. Die Temperaturerhöhungen sind etwas größer als vor dem Konditionierungsereignis. Es ist allerdings sehr schwer, die maximale Feldstärke im gepulsten Betrieb exakt zu bestimmen. Deshalb kann in der Karte nach dem Konditionierungsereignis die Feldstärtke etwas höher sein als davor.

Nach Aufnahme der Temperaturkarte 3 wurde die HPP-Behandlung beendet und wieder zum Dauerstrichbetrieb umgeschaltet. Der Resonator verbesserte sich durch das Konditionierungsereignis auf eine Feldstärke von E_{acc} = 20 MV/m. Die Temperaturkarte 4, aufgenommen bei der nun maximalen Feldstärke, beweist ebenfalls das Verschwinden des Emitters bei $\varphi = 330°$. Von den drei übrigen Emittern ruft der Emitter bei $\varphi = 70°$ ebenfalls eine leicht veränderte Erwärmung hervor. Es konnte jedoch nicht bestimmt werden, wann diese Veränderung geschah.

Dieses Beispiel macht deutlich, daß in der Tat ein Verlauf der transmittierten Leistung wie in Abbildung 6.2b eine Veränderung im Emissionsverhalten des Resonators bedeutet.

6.3 Der thermische Zusammenbruch des Resonators

In Abbildung 6.4a sind die maximalen Temperaturerhöhungen auf der äußeren Oberfläche des Resonators während eines Quenches im Dauerstrichbetrieb und in Abbildung 6.4b anschließend im HPP-Betrieb zu sehen. Der Quench im Dauerstrichbetrieb fand bei einer Feldstärke von $E_{acc} \approx 25$ MV/m statt. Diese Feldstärke wurde mit einer Vorwärtsleistung von P_{inc} = 50 W erreicht. Die Messung erfolgte bei angepaßter Kopplung mit einer externen Güte von $Q_{ext} = 1.5 \cdot 10^9$. Während des Quenches im HPP-Betrieb erreichte der Resonator maximale Feldstärken von E_{acc} = 33.5 MV/m. Dazu wurden bei einer Pulslänge von 500 μs und einer externen Güte von $Q_{ext} = 5 \cdot 10^6$ eine Klystronleistung von P_{inc} = 600 kW benötigt.

Der Resonator bricht im Dauerstrichbetrieb nur an einer Stelle thermisch zusammen. Während des HPP-Betriebs zeigt er dagegen an 2 Stellen thermischen Zusammenbruch. Aber noch immer bleibt selbst bei dieser hohen Feldstärke der Großteil des Resonators supraleitend. Es ist also im Prinzip durchaus möglich, diese Feldstärken zu realisieren, wenn man die Quenchquellen entfernen könnte. Die maximalen Temperaturerhöhungen sind in beiden Fällen größer als 8 K. Dazu muß gesagt werden, daß die verwendeten Thermometer oberhalb von 4 K sehr ungenau messen. Der Widerstand des Thermometers beträgt bei 4 K 1000 Ω (vergleiche Abbildung 3.9) und nimmt dann sehr langsam ab, bis bei 300 K 100 Ω erreicht werden.

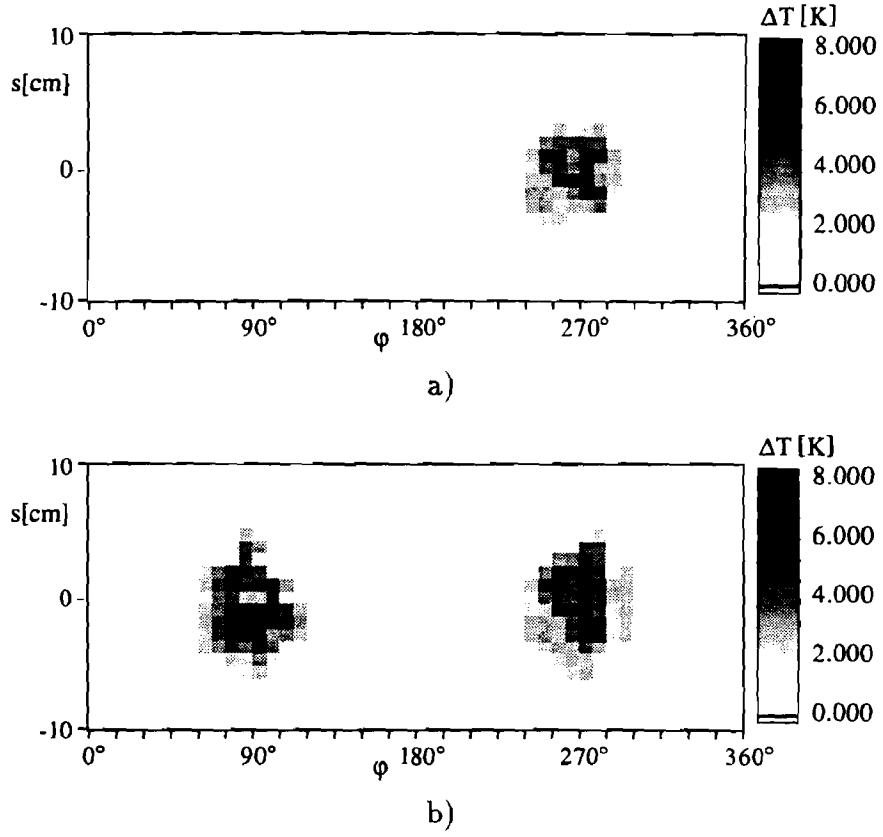


Abbildung 6.4: Vergleich des Quenchverhaltens der Kavität a) im Dauerstrichbetrieb bei einer Feldstärke $E_{acc} = 25$ MV/m und b) während des HPP-Betriebs bei maximalen Feldstärken von $E_{acc} = 33.5$ MV/m.

6.3.1 Dynamik des Quenches im Dauerstrichbetrieb

Die Dynamik des Quenches kann man am besten studieren, wenn der Resonator sich im selbstgepulsten Betrieb befindet. Dieser Zustand wird automatisch erreicht, wenn nach Erreichen der maximalen Feldstärke die Vorwärtsleistung weiter erhöht wird. Das Feld eines Resonators im selbstgepulsten Betrieb steigt zunächst an, fällt dann im thermischen Zusammenbruch auf Null zusammen und beginnt darauf wieder zu steigen. Der Verlauf der transmittierten Leistung im selbstgepulsten Betrieb ist in der Abbildung 6.5 links oben dargestellt. In dem hier betrachteten Fall benötigte der Resonator 180 ms zum Füllen. Die Felder gingen während des Quenches innerhalb von 3 ms auf Null zurück. Nach weiteren 100 ms stiegen sie wieder im Resonator an.

Betrachtet man die zeitliche Entwicklung der Temperatursignale während dieses Quenches, so lassen sich Thermometer mit ähnlichen Temperaturverläufen finden. Diese befinden sich auf Kreisen um das sich am stärksten erwärmende Thermometer. Diese Kreise sind in der Abbildung 6.5 links unten angedeutet. Die typischen Temperaturverläufe auf den Kreisen sind in der Abbildung 6.5 rechts dargestellt.

Daraus kann geschlossen werden, daß am Ort der stärksten Erwärmung der Quench beginnt. Bei allen Temperaturaufnahmen wurde in diesem Fall das transmittierte Signal mitgemessen. Daher ist der Zeitpunkt des thermischen Zusammenbruchs bekannt. Der Zeitpunkt, in dem das transmittierte Signal anfängt zu zerfallen, ist in den Meßkurven mit Quench bezeichnet.

Das sich am stärksten erwärmende Thermometer zeigt vor dem Quench maximale Temperaturerhöhungen von $\Delta T = 1.5$ K. Es ist zu beobachten, daß schon einige Millisekunden bevor das Feld zusammenbricht, der Temperaturanstieg steiler wird. Nach dem Zusammenbruch des Feldes dauert es ungefähr 40 ms, bis die maximale Temperatur von $\Delta T = 9.6$ K erreicht wird. Etwa 120 ms nach dem Quench wird an diesem Ort wieder die Badtemperatur erreicht.

Auch auf den Kreisen 1 und 2 zeigen die Temperaturverläufe kurz vor dem Quench schon einen stärkeren Anstieg der Temperatur. Auf dem Kreis 1 wird die maximale Temperatur 35 ms nach dem Quench, auf Kreis 2 ungefähr 30 ms nach dem Quench erreicht. Das Abkühlen dauert auf dem Kreis 1 ungefähr 90 ms und auf dem Kreis 2 ungefähr 60 ms. Die Erwärmung auf Kreis 3 erreicht noch maximale Temperaturerhöhungen von $\Delta T = 1.25$ K. Man erkennt hier auch deutlich die Erwärmung vor dem Quench. Es dauert nur noch etwa 20 ms, bis nach dem Quench die maximalen Temperaturwerte erreicht werden. Bereits nach 50 ms ist dort die Badtemperatur wieder erreicht.

Die Temperaturverläufe auf den Kreisen 4 und 5 unterscheiden sich deutlich von den vorherigen. An der Erwärmung vor dem Quench ist zu erkennen, daß der Anstieg der Felder im Resonator etwa 125 ms dauert. Danach gelangen die Temperaturen in eine Sättigung und fallen sogar bis zum Zeitpunkt des thermischen Zusammenbruchs etwas ab. Dies ist ein Zeichen dafür, daß durch die Erwärmung in dem Gebiet, das von Kreis 3 eingeschlossen wird, die Güte Q_0 schon so stark sinkt, daß die Felder im Resonator geringfügig abnehmen.

Nach dem Quench nimmt auf Kreis 5 die Temperatur sofort exponentiell ab. Die Erwärmung steht daher in keinem Zusammenhang mit der Wärmeentwicklung durch den Quench, sondern erfolgt lediglich durch normale Oberflächenverluste auf der Innenseite des Resonators gegenüber den Thermometern. Schon nach 30 ms ist die Badtemperatur wieder erreicht. Auf Kreis 4 nimmt die Temperatur zunächst für etwa 5 ms ab, bevor sie wieder für 10 ms zunimmt und dann anschließend in 15 ms exponentiell auf Badtemperatur abnimmt.

Die Abbildung 6.6 zeigt die auf die maximale Temperaturerhöhung normierte Erwärmung am Ort des sich am stärksten und längsten erwärmenden Thermometers sowie auf den Kreisen 1–4 direkt nach dem Quench. Es ist deutlich zu sehen, daß die Erwärmung innerhalb des Kreises 3 zeitgleich erfolgt. Die Erwärmung auf Kreis 4 geschieht mit einer Verzögerung von etwa 5 ms. Es wird umso schneller die Badtemperatur wieder erreicht, je weiter der Ort sich von dem Quenchort, dem Ort mit der größten und längsten Erwärmung, befindet. Auch die Abnahme der Temperaturen dauert um so länger, je weiter entfernt vom Quenchort man sich befindet.

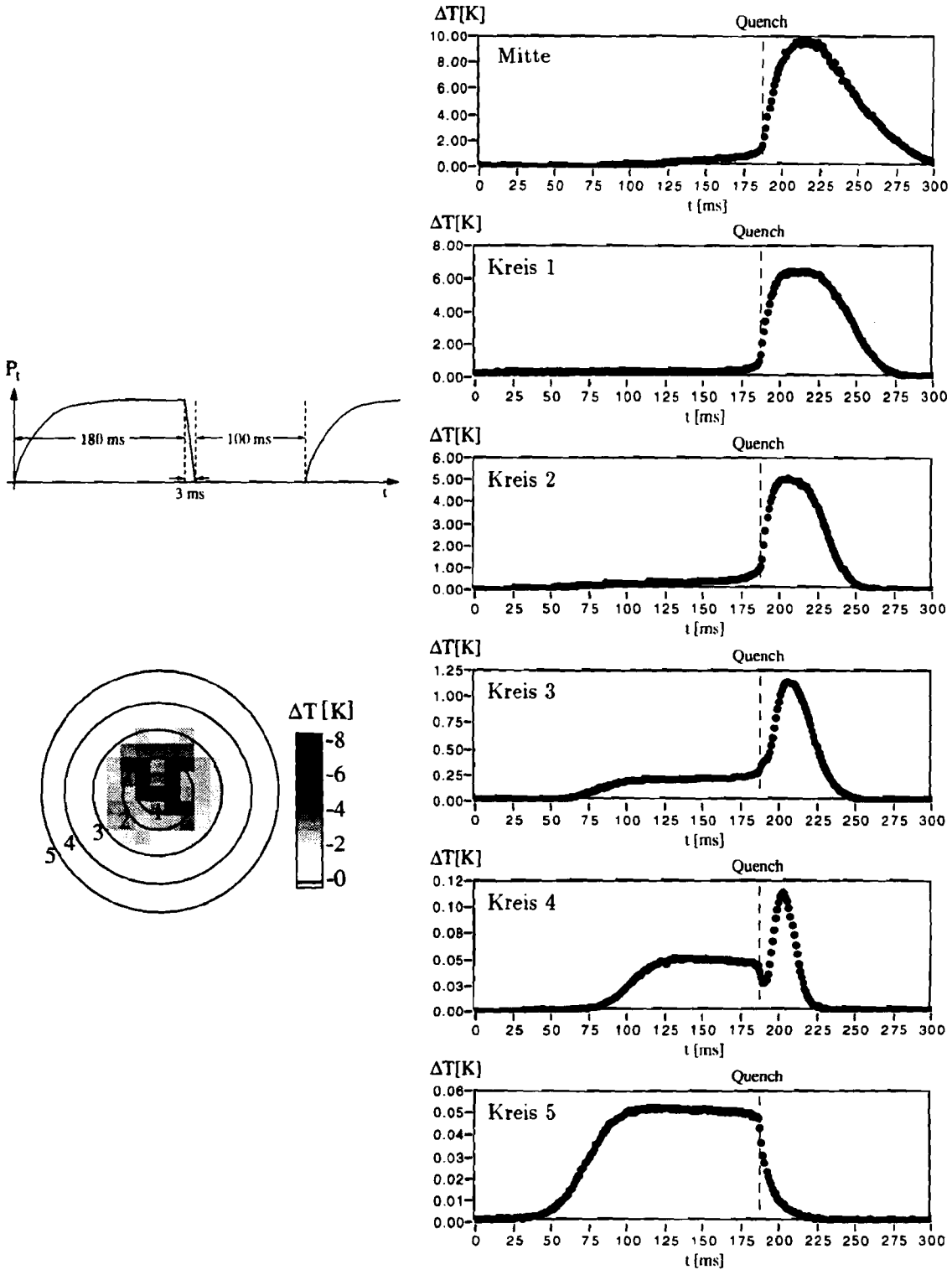


Abbildung 6.5: In der rechten Spalte sind die Erwärmung des heißesten Thermometers und typische Temperaturverläufe auf Kreisen um das heißeste Thermometer zu sehen. Der Zeitpunkt des Zusammenbruchs des elektrischen Feldes ist mit Quench bezeichnet. Die Kreise um das heißeste Thermometer sind links unten angedeutet. Links oben ist der Verlauf der transmittierten Leistung P_t im selbstgepulsten Betrieb skizziert.

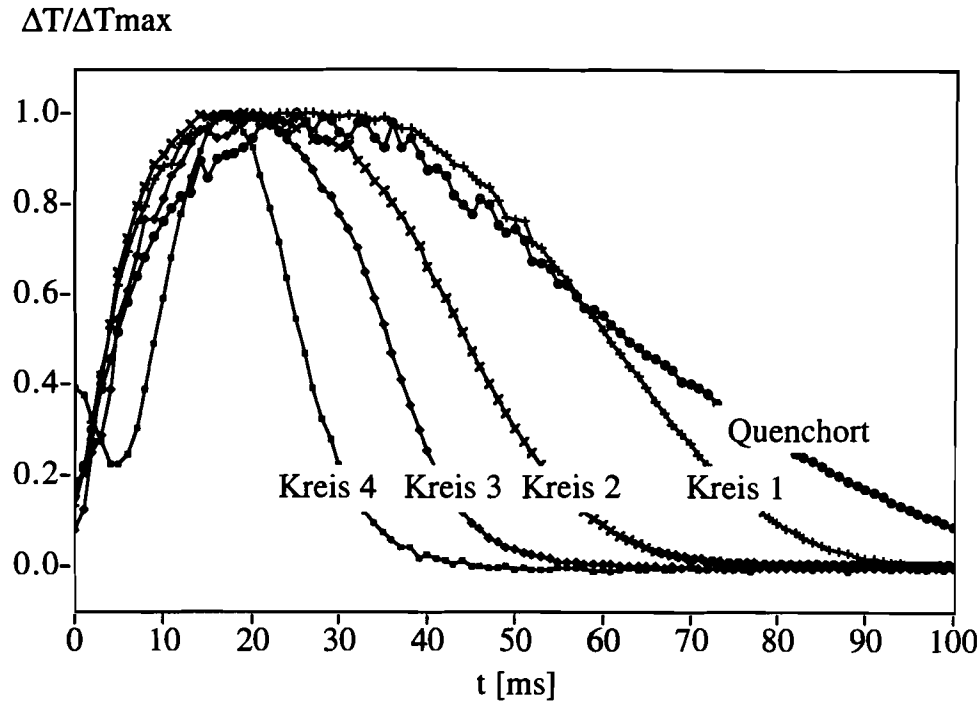


Abbildung 6.6: Auf die jeweils maximale Temperaturerhöhung normierte Erwärmung $\Delta T/\Delta T_{max}$ des Quenchortes und der Kreise 1-4 direkt nach dem thermischen Zusammenbruch des Feldes im Resonator. Die Erwärmung der Kurven 0–3 geschieht praktisch zeitgleich, die auf Kreis 4 mit einer Verzögerung von 5 ms.

6.3.2 Modell für den Quench

Aus den Messungen, die in Abbildung 6.5 und 6.6 dargestellt sind, kann man folgendes Modell für den Quench entwickeln. Auf der inneren Oberfläche breitet sich das normalleitende Gebiet nach Zusammenbruch des Feldes innerhalb einer Zeit $t < 1$ ms auf die endgültige Größe aus. Das mit Kreis 3 umrandete Gebiet hat hier eine Größe von ≈ 50 cm^2. Die bei einer Feldstärke von $E_{acc} = 25$ MV/m im Resonator gespeicherte Energie von 9 J wird in diesem Gebiet deponiert. Das Feld zerfällt in einer Zeit von 3 ms. Daraus ergibt sich eine Wärmestromdichte von ≈ 60 W/cm^2. Schon bei einer Wärmestromdichte von 6 W/cm^2 bildet sich eine gasförmige Heliumschicht zwischen Niob und suprafluidem Helium [57]. Die in dem von Kreis 3 umrandeten Gebiet deponierte Wärmemenge ist mit Sicherheit groß genug, um diese Schicht aus Heliumgas um das stark erwärmte Gebiet herum entstehen zu lassen. Die Gasschicht bewirkt eine sehr viel schlechtere Kühlung des Resonators. Nach ungefähr 20 ms beginnt der Bereich abzukühlen, um den sich die Gasschicht gebildet hat. Die ausgebildete Gasschicht zieht sich zusammen. Erst danach setzt die Kühlung mit superfluidem Helium ein und bewirkt eine Abnahme der Oberflächentemperaturen.

Die in dem von Kreis 3 eingeschlossenen Gebiet entstandene Wärme diffundiert nicht nur zur äußeren Oberfläche, sondern auch durch das Material zu den Orten

von Kreis 4. Die Zeitverzögerung, bis die Wärme dort angelangt ist, beträgt 15 ms. Das entspricht bei einem Abstand von ungefähr 1.5 cm der Kreise 3 und 4 einer Diffusionsgeschwindigkeit von 1 m/s durch das Niob. Bei einer Wandstärke von 1.5 mm erreicht bei gleicher Diffusionsgeschwindigkeit die auf der Innenseite entstehende Wärme schon nach 1 ms die Außenseite des Resonators, was gut mit den Messungen aus Abbildung 6.1 übereinstimmt. Die Temperatursensoren auf Kreis 5 und darüber hinaus werden vom Quench nicht beeinflußt. Die Erwärmung erfolgt durch normale Oberflächenverluste und hört zum Zeitpunkt des Quenches und der Abnahme der Felder im Resonator auf. Die Größe des quenchenden Gebietes und die Zeitdauer bis zur endgültigen Kühlung wird eine Funktion der Feldstärke sein.

6.3.3 Der Quench während HPP

Der Quench während HPP unterscheidet sich im Prinzip nicht von einem Quench während des Dauerstrichbetriebs. Da die Feldstärke durch die starke Überkopplung und die sehr große Vorwärtsleistung jedoch sehr schnell ansteigt, ist es möglich, daß sich an mehreren Orten Quenche ausbreiten (vergleiche Abbildung 6.4b). Für das Gebiet bei $60° < \varphi < 120°$, in dem sich im HPP-Betrieb einer der beiden Quenche ausbreitet, ist in Abbildung 6.7 für feste Zeiten nach dem Quench die Temperaturverteilung auf der Außenseite dargestellt.

Nach einer Millisekunde ist noch keine wesentliche Temperaturerhöhung auf der Außenseite erkennbar. Dies stimmt mit dem oben diskutierten Modell überein, denn in dieser Zeit wird sich der Quench noch auf der Innenseite des Resonators ausbreiten und die dort deponierte Wärme fängt an, durch das Niob zu diffundieren.

Nach 3 ms zeigt bereits ein großes Gebiet um den Quenchort Wärmeentwicklung. Auch in diesem Fall reicht die im Quench deponierte Leistung mit Sicherheit aus, um dort eine gasförmige Schicht zwischen Resonatoroberfläche und suprafluidem Helium zu bilden. Die Temperaturen erreichen 6 ms nach dem Quench annähernd die Hälfte ihrer maximalen Werte in einem Gebiet, das ungefähr 40 cm^2 groß ist. Nach 30 ms ist die maximale Größe von 70 cm^2 des sich auf der äußeren Oberfläche erwärmenden Gebietes und die maximale Erwärmung erreicht. Danach beginnt das erwärmte Gebiet sich zusammenzuziehen. Hier dauert es 150 ms, bis praktisch nur noch ein Thermometer Erwärmung zeigt.

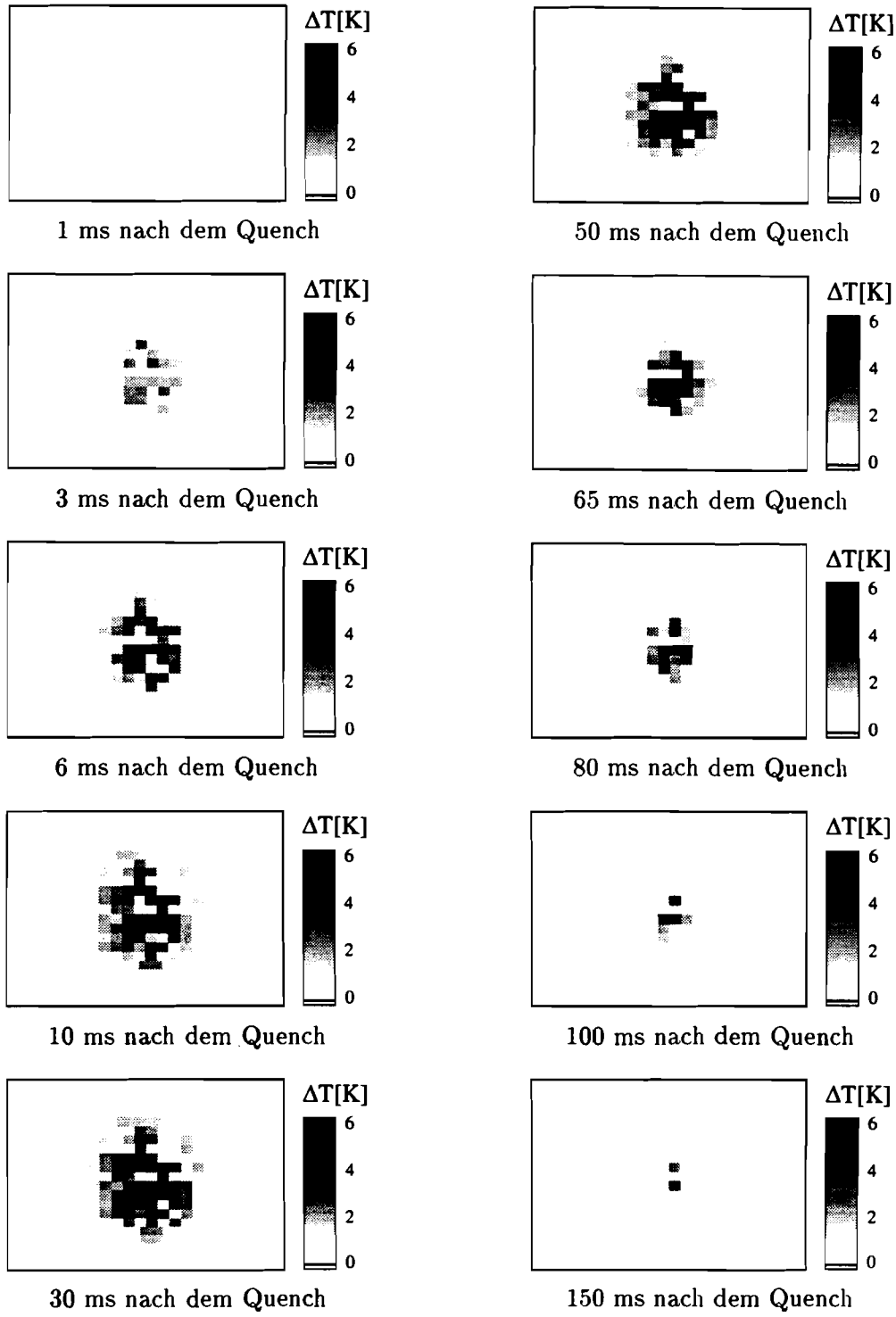


Abbildung 6.7: Erwärmung durch einen Quench zu verschiedenen Zeiten nach dem Zusammenbruch des Feldes. Der Quench fand während HPP bei einem Feld von 33.5 MV/m statt.

6.4 Maximal mögliche Wärmebelastung eines Resonators

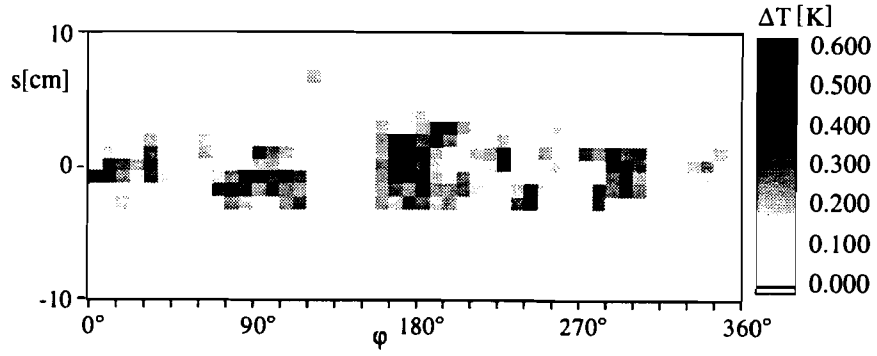
Bei der Betrachtung der maximal möglichen Wärmebelastung eines Resonators muß man zwei Fälle unterscheiden:

- Die Wärme wird gleichmäßig mit einer Wärmestromdichte $\dot{Q}/A$ auf der Innenseite des Resonators deponiert.
- Der Wärmestrom $\dot{Q}$ gelangt punktförmig auf die Innenseite des Resonators.

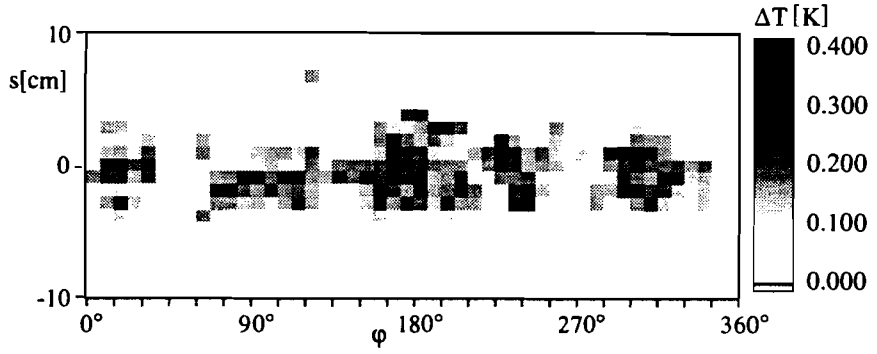
Der erste Fall wird annähernd dann erreicht, wenn der Resonator ohne merkliche Feldemissionsbelastung quencht. Geschieht ein feldemissionsinduzierter Quench, so kann man davon ausgehen, daß die Majorität der dissipierten Leistung punktförmig durch die beschleunigten Elektronen auf der Innenseite deponiert wird.

In Temperaturkarten kurz vor dem Quench wurden im Fall eines feldemissionsfreien Tests durchschnittlich maximale Temperaturerhöhungen von $\Delta T = 500$ mK gemessen. Als Beispiel betrachte man die Temperaturkarte 1 aus Abbildung 6.8. Die dissipierte Leistung betrug in diesen Fall bis zu 50 W. Die Gebiete, in denen die Wärme entsteht, besitzen zusammen eine Fläche von ≈ 200 cm^2. Das entspricht einem mittleren Wärmestrom von 0.25 W/cm^2 in den warmen Gebieten, und maximale Wärmeströme von 0.5 W/cm^2 erscheinen realistisch. Eine Abschätzung mit Hilfe der Effizienz der Thermometer von $\eta = 2 \cdot 10^{-4}$ K/(W/m^2) ergibt bei Temperaturerhöhungen von 500 mK einen maximalen Wärmestrom von $\dot{Q}/A = 0.25$ W/cm^2.

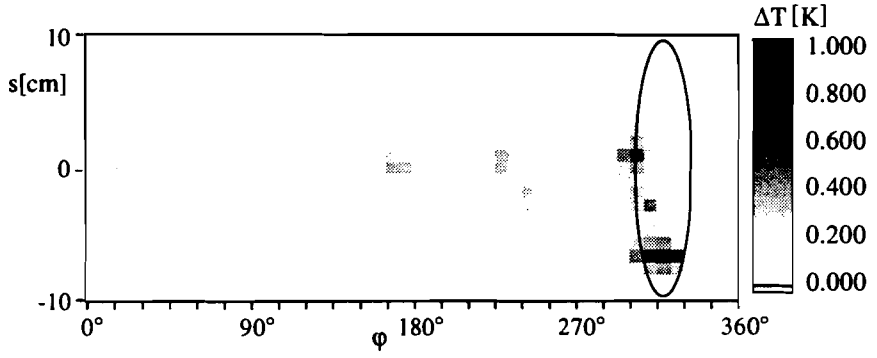
Die Temperaturkarten 2 und 3 in Abbildung 6.8 wurden direkt hintereinander aufgenommen und unterscheiden sich nur durch die Erwärmung in dem hervorgehobenen Gebiet. Die Erwärmung wird durch das plötzliche Auftauchen eines Emitters hervorgerufen, der wahrscheinlich infolge von elektrischen Überschlägen im Koppler in den Resonator gelangte (vergleiche Kapitel 5.5). Der Resonator erreichte bei beiden Temperaturkarten vergleichbare Feldstärken. Die dissipierte Leistung betrug im Fall der Temperaturkarte 2 $P_{\text{diss}} = 38$ W und im Fall der Temperaturkarte 3 $P_{\text{diss}} = 44$ W. Die Differenz von $P_{\text{diss}} = 6$ W nehmen die Emissionselektronen auf. Modellrechnungen ergeben, daß ein Emitter, der sich in der Nähe des Strahlrohrs befindet, etwa 70% der Energie durch die auftreffenden Elektronen punktuell in der Nähe des Emitters deponiert. Daraus kann geschlossen werden, daß eine Wärme von bis zu 4 W punktuell auf der Resonatoroberfläche deponiert werden kann, ohne daß der Resonator quencht.



(1) $E_{acc} = 25.1\,\mathrm{MV/m},\ Q_0 = 1.4 \cdot 10^9$



(2) $E_{acc} = 24.2\,\mathrm{MV/m},\ Q_0 = 2.0 \cdot 10^9$



(3) $E_{acc} = 24.0\,\mathrm{MV/m},\ Q_0 = 1.6 \cdot 10^9$

Abbildung 6.8: Erwärmung der Resonatoroberfläche kurz vor dem thermischen Zusammenbruch. Temperaturkarte 1 dient als Beispiel für einen Quench ohne Feldemissionsbelastung. Zwischen den Temperaturkarten 2 und 3 wurde ein Emitter aktiviert. Die neue Erwärmung durch die Emissionselektronen trieb den Resonator oberhalb von $E_{acc} = 24$ MV/m in den Quench.

Kapitel 7

Messung bei 4.2 Kelvin

Auch bei 4.2 K wurde eine $Q_0(E_{acc})$-Messung mit Temperaturkarten aufgenommen, die in Abbildung 7.1 zu sehen ist.

Der Resonator hatte bei kleinen Feldstärken zunächst eine Güte von $Q_0 = 3.0 \cdot 10^8$. Es konnten maximale Feldstärken im Dauerstrichbetrieb von $E_{acc} = 8.8$ MV/m erreicht werden. Die Güte war bei dieser Feldstärke auf $Q_0 = 1.2 \cdot 10^8$ gesunken. In der Temperaturkarte zeigt der Resonator schon bei der relativ kleinen Beschleunigungsfeldstärke von 1.3 MV/m Temperaturerhöhungen der äußeren Oberfläche von $\Delta T = 50$ mK (Punkt 1 der Messung). In den Punkten 2 und 3 werden bei $E_{acc} = 6.1$ MV/m Werte von $\Delta T = 400$ mK und bei $E_{acc} = 8.8$ MV/m schon eine maximale Temperaturerhöhung von $\Delta T = 1.2$ K erreicht. Es ist eindeutig zu sehen, daß sich die Oberfläche gleichmäßig infolge des hohen BCS-Widerstandes erwärmt und entsprechend der Stärke des magnetischen Feldes am Äquator deutlich höhere Temperaturen als an den Iriden erreicht werden.

Oberhalb von $E_{acc} = 8.8$ MV/m zeigte der Resonator einen thermischen Zusammenbruch. Kurz vor dem Zusammenbruch wurden in der Kavität eine Leistung von $P_{diss} = 80$ W dissipiert. Es war bei dieser Messung möglich, noch einen anderen stabilen Zustand im Resonator anzuregen. Zunächst wurde die Vorwärtsleistung auf $P_{inc} = 200$ W erhöht. Die externe Güte war auf $Q_{ext} = 1 \cdot 10^8$ eingestellt. Bei diesen Parametern zeigte der Resonator einen selbstpulsenden thermischen Zusammenbruch. Ohne die Vorwärtsleistung zu verändern oder auszuschalten, wurde darauf die externe Güte zu kleineren Werten verstellt. Dies bewirkte zunächst eine schnellere Wiederholfrequenz des selbstpulsenden Quenches.

Bei dem verwendeten Testaufbau betrug die niedrigste externe Güte, die eingestellt werden konnte, in diesem speziellen Fall $Q_{ext} = 4 \cdot 10^7$. Kurz vor dem Erreichen dieses Wertes hörte der selbstpulsende Quench auf. Eine Messung ergab, daß im Resonator eine Feldstärke von $E_{acc} = 1.0$ MV/m bei einer Güte $Q_0 = 2.9 \cdot 10^6$ erreicht wurden. Bei der eingestellten externen Güte von $Q_{ext} = 4 \cdot 10^7$ und der Vorwärtsleistung von 200 W wurden im Resonator 50 W dissipiert und der übrige Teil der Vorwärtsleistung reflektiert. Die zugehörige Temperaturkarte 4 zeigt in diesem Punkt eine starke kreisförmige Erwärmung.

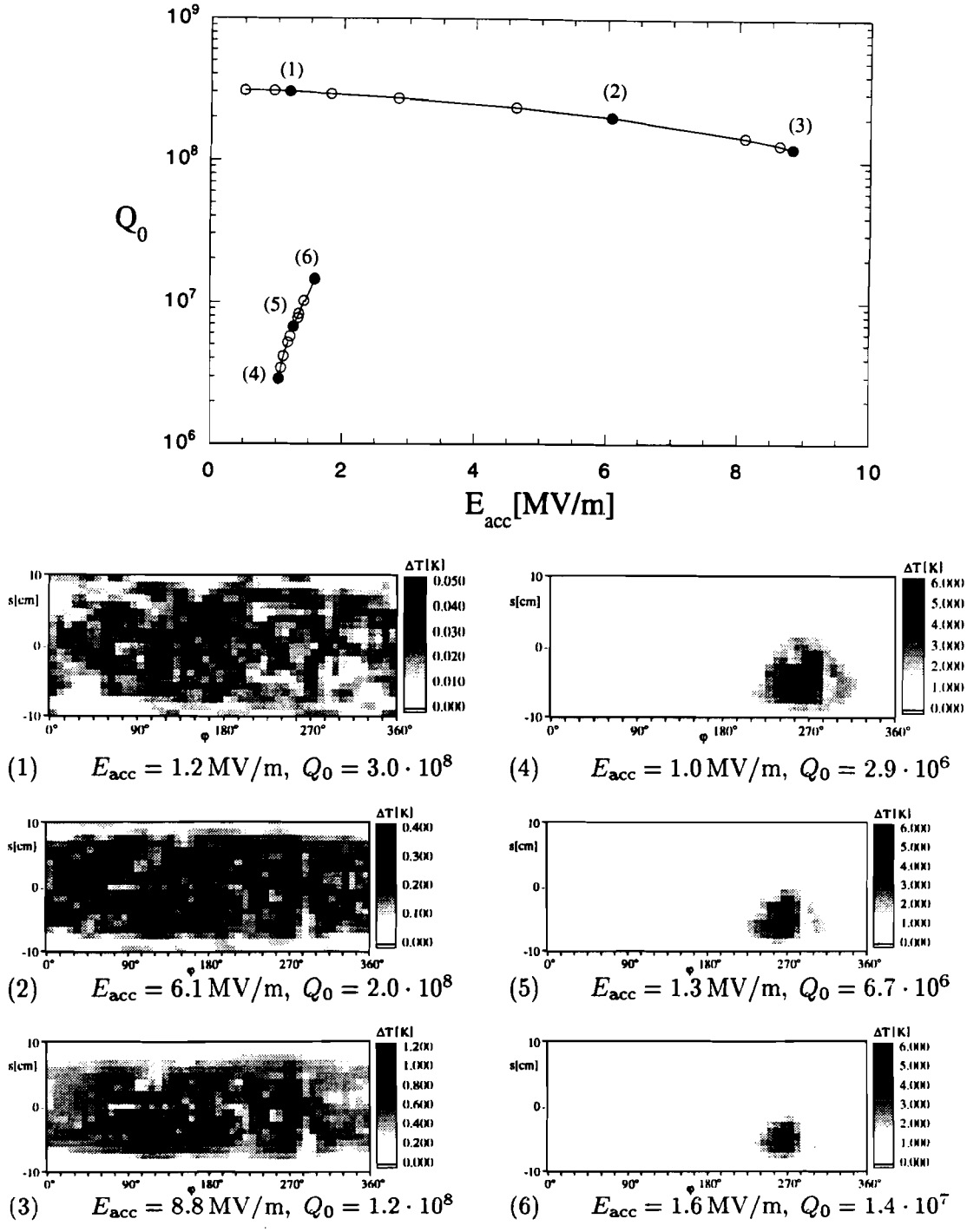


Abbildung 7.1: Güte Q_0 in Abhängigkeit von der Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} und Temperaturkarten zu den hervorgehobenen Meßpunkten. Die Messung fand bei einer Badtemperatur von 4.2 K statt.

Das Zentrum der Erwärmung zeigt auch schon im Punkt 3 der Messung, kurz vor dem thermischen Zusammenbruch, die größte Erwärmung. Im übrigen Teil des Resonators entwickelt sich kaum Hitze. Der Resonator befindet sich demzufolge in einem Zustand, in dem ein kleiner Teil schon normalleitend, der andere Teil aber noch supraleitend ist. Dieser Zustand ist thermisch stabil.

Bei weiterhin konstanter Vorwärtsleistung von 200 W wurde nun durch Reduktion der Kopplung die externe Güte erhöht. Bei dem Punkt 5 betrug sie $1.7 \cdot 10^8$. Auf dem Weg zu dieser Einstellung stiegen sowohl die Felder im Resonator als auch die Güte Q_0. Im Punkt 5 konnten $E_{\mathrm{acc}} = 1.3$ MV/m bei $Q_0 = 6.7 \cdot 10^6$ erreicht werden. Die Temperaturkarte 5 zeigt, daß sich das normalleitende Gebiet verkleinert hat. Eine Messung der dissipierten Leistung in diesem Punkt ergab $P_{\mathrm{diss}} = 30$ W. Die externe Güte konnte bis zu einem Wert von $Q_{\mathrm{ext}} = 5 \cdot 10^8$ im Punkt 6 erhöht werden, ohne daß erneut ein thermischer Zusammenbruch stattfand. Es wurden dort bei $Q_0 = 1.4 \cdot 10^7$ Beschleunigungsfeldstärken von $E_{\mathrm{acc}} = 1.6$ MV/m erreicht und $P_{\mathrm{diss}} = 20$ W Leistung dissipiert. Das normalleitende Gebiet hat sich in diesem Punkt weiter verkleinert.

Bei einer weiteren Erhöhung der externen Güte, und somit der Feldstärke und Güte des Resonators, ging dieser wieder in den selbstpulsenden thermischen Zusammenbruch über.

Kapitel 8

Messungen an 9-zelligen Resonatoren

Zum Bau des supraleitenden Testbeschleunigers TTF am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY werden 9-zellige Resonatoren der Resonanzfrequenz 1.3 GHz benutzt. Es sollen insgesamt 33 von der Industrie hergestellte Resonatoren eingesetzt werden.

8.1 Durchgeführte Meßreihen

Zur Zeit sind 8 Serienresonatoren getestet worden. Die ersten 6 Resonatoren, die von der Firma Dornier hergestellt wurden, haben die Typenbezeichnung D1 bis D6. Die Resonatoren haben eine Wandstärke von 2.8 mm und sind aus $RRR = 300$ Niob gefertigt. Alle Resonatoren durchliefen eine Wärmebehandlung bei DESY. Der Resonator D5 wurde als einziger vor und nach der Wärmebehandlung gemessen, alle anderen nur nach der Wärmebehandlung. Von den von der Firma ACCEL gelieferten 6 Resonatoren mit der Bezeichnung S7 bis S12 ist bis jetzt nur der Resonator S7 gemessen worden. Die Resonatoren sind aus dem gleichen Blech wie die Resonatoren D1 bis D6 hergestellt. Es wurde ein weiterer Resonator mit der Bezeichnung C19 getestet. Der Resonator C19 besteht aus Halbschalen, die von der französischen Firma CERCA aus 2 mm dicken Niobblechen mit $RRR = 300$ hergestellt wurden. Das benötigte Blech aller Resonatoren wurde von der Firma Heraeus hergestellt. Die Halbschalen für den Resonator C19 durchliefen eine Wärmebehandlung und wurden erst danach in Saclay zusammengeschweißt.

Zum Test der Resonatoren wurden 3 Hochleistungskoppler verwendet (Koppler Fermi 1, Fermi 2 und Fermi 3). Die Koppler Fermi 1 und Fermi 3 sind in Abbildung 5.13 zu sehen, der Koppler Fermi 2 ist im Design dem von Fermi 1 sehr ähnlich. Das Keramikfenster befindet sich an der gleichen Stelle, doch ist der Übergang vom Rechteckhohlleiter zum Koaxialleiter etwas modifiziert worden. Daneben wurde in einigen Fällen auch noch eine Hochgüteantenne mit fester Kopplung verwendet.

8.1.1 Resonator D1

Der Resonator D1 erreichte direkt nach dem Abkühlen eine Feldstärke von E_{acc} = 24 MV/m (Abbildung 8.1). Bei dieser Feldstärke zeigte der Resonator einen Quench. Die sich anschließende HPP-Behandlung bewirkte eine geringfügige Verschlechterung der Güte und des Emissionsverhaltens. Es war danach kein Quench mehr zu beobachten. Der Resonator war bei einer Feldstärke von E_{acc} = 23 MV/m nicht begrenzt, es stand nur nicht genügend Vorwärtsleistung im Dauerstrichbetrieb zur Verfügung, um höhere Feldstärken zu realisieren.

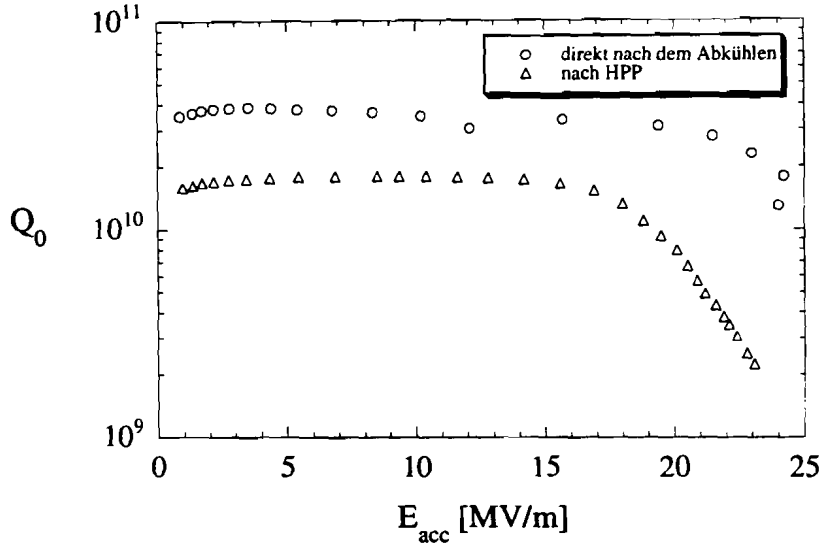


Abbildung 8.1: Messung am Resonator D1; es wurde der Koppler Fermi 2 benutzt.

8.1.2 Resonator D2

Der Resonator D2 wurde zweimal getestet. Zwischen den beiden Tests wurde der Resonator belüftet und anschließend 20 μm von der inneren Oberfläche durch BCP abgetragen. Beim ersten Test (Abbildung 8.2a) erreichte der Resonator nach dem Abkühlen zunächst 14 MV/m Beschleunigungsfeldstärke. Dort erfolgte ein feldemissionsinduzierter thermischer Zusammenbruch. Nach der HPP-Behandlung konnten 22 MV/m erreicht werden. Die Niedrigfeldgüte verschlechterte sich auch hier durch HPP. Eine Erwärmung des Resonators auf 30 K blieb ohne Einfluß auf das $Q_0(E_{acc})$-Verhalten.

Beim zweiten Test zeigte dieser Resonators direkt nach dem Abkühlen zunächst ein sehr sprunghaftes Verhalten (Abbildung 8.2b). Schließlich konnten nur etwa

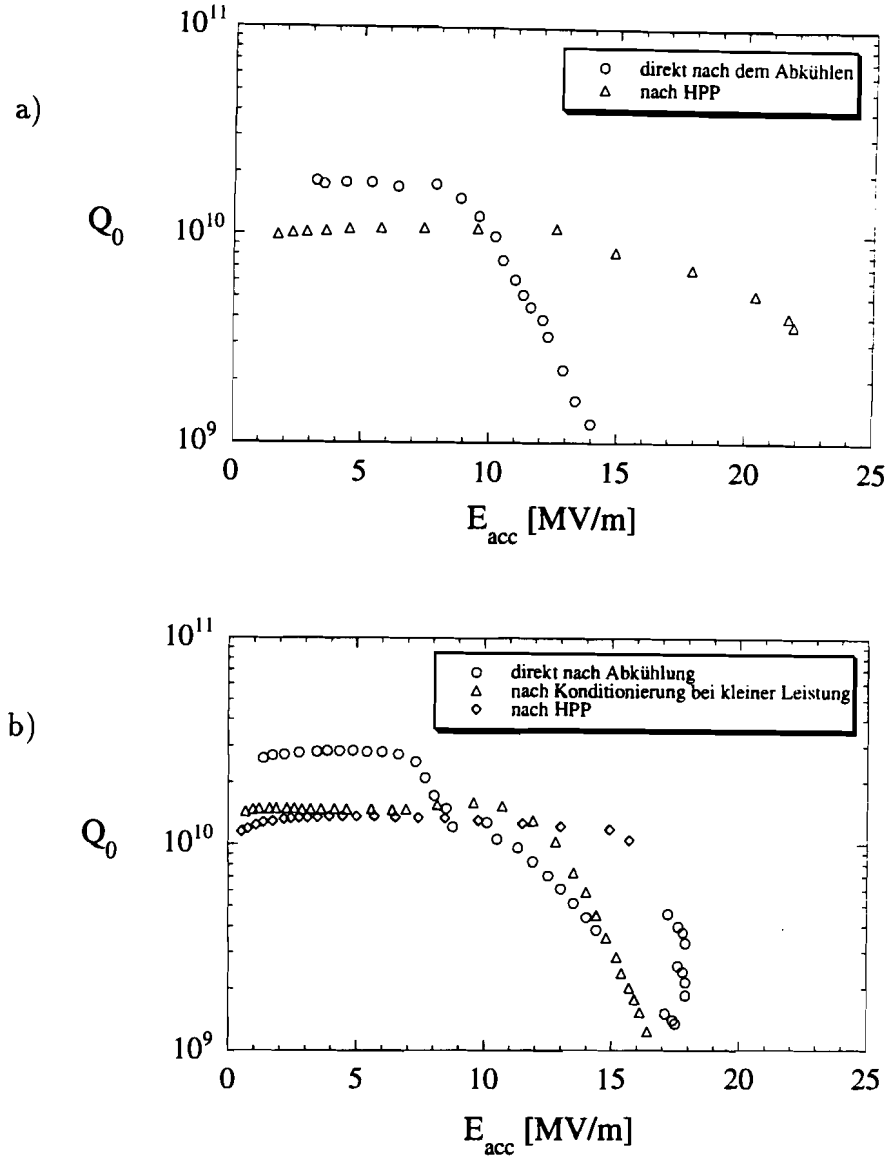


Abbildung 8.2: Messungen am Resonator D2; bei beiden Tests wurde der Koppler Fermi 3 benutzt.

16 MV/m im Dauerstrichbetrieb erreicht werden. Das Konditionieren im Dauerstrichbetrieb hatte schon eine Verschlechterung der Güte zur Folge. Eine sich anschließende HPP-Behandlung ließ das Niedrigfeldverhalten unberührt. Es konnten danach keine höheren Feldstärken im Dauerstrichbetrieb erreicht werden, der Resonator quenchte bei 16 MV/m. Während des HPP-Betriebes wurden allerdings genauso hohe Feldstärken wie im ersten Test erreicht. Das Emissionsverhalten des Resonators wurde durch die HPP-Behandlung stark verbessert. Auch hier blieb eine Aufwärmung des Resonators auf 30 K ohne Folgen.

8.1.3 Resonator D3

Die Messungen am Resonator D3 zeigt Abbildung 8.3. Aufgrund eines Lecks im Hohlleiter erreichte der Heliumuntergrund so hohe Werte, daß in der ersten Messung keine HPP-Behandlung durchgeführt werden konnte. Der Resonator erreichte eine Feldstärke von $E_{acc} = 12$ MV/m. Dort quenchte er unter Einfluß von Feldemission.

Die zweite Messung wurde mit einer Hochgüteantenne durchgeführt. Der Resonator erfuhr zwischen den beiden Messungen eine Abtragung von 80 μm von der

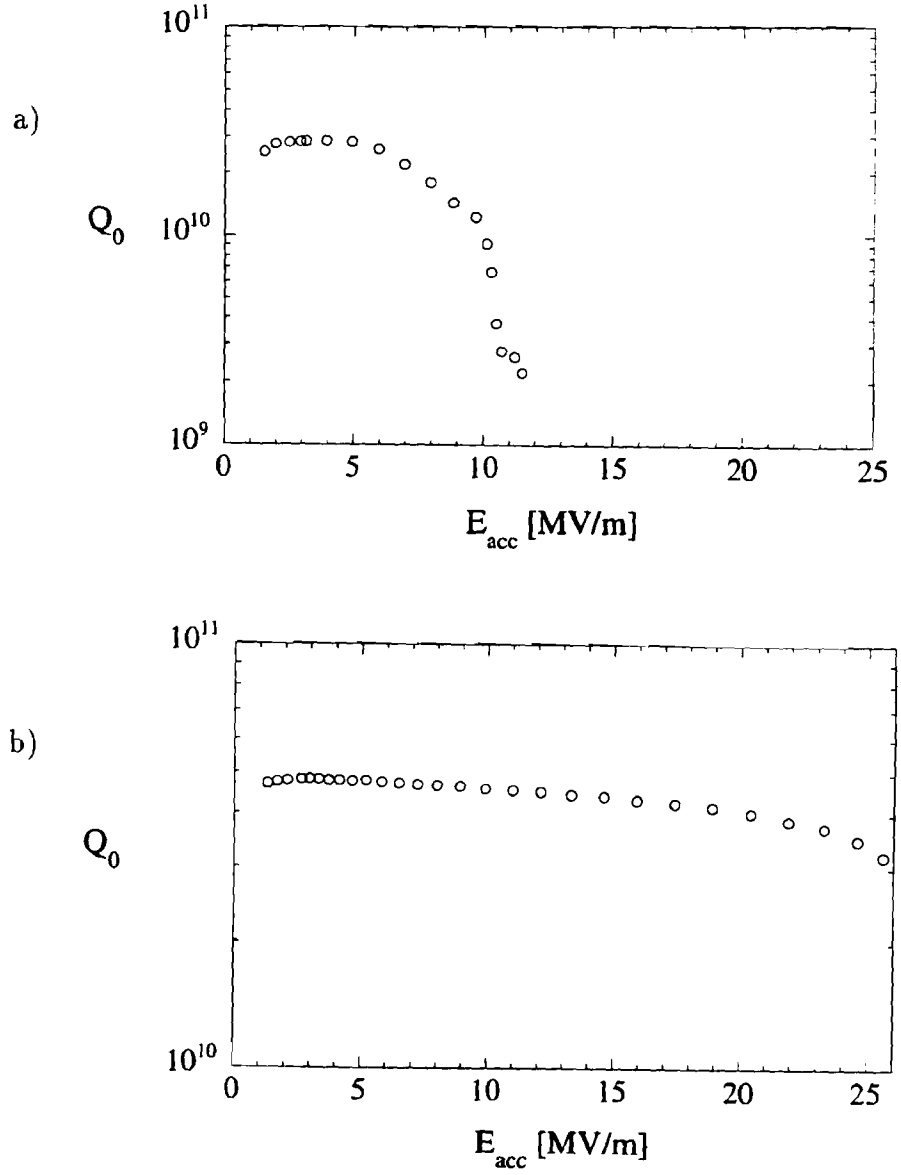


Abbildung 8.3: Messungen am Resonator D3 a) unter Verwendung des Kopplers Fermi 1, b) unter Verwendung einer Hochgüteantenne.

inneren Oberfläche durch eine chemische Behandlung und danach eine Hochdruckspülung. In der folgenden Messung wurde das bis jetzt beste Ergebnis aller Meßreihen erreicht. Die Güte nahm bis zu den höchsten Feldstärken nur sehr gering ab, ein Zeichen dafür, daß keinerlei Feldemission vorhanden ist. Bei einem Feld von $E_{acc} = 25.6$ MV/m erfolgte ein thermischer Zusammenbruch.

8.1.4 Resonator D4

Mit dem Resonator D4 wurden drei Testreihen durchgeführt. Der Resonator zeigte im ersten Test (Abbildung 8.4a) bei Erhöhen der Feldstärke ein sprunghaftes Verhalten. Bei diesen Sprüngen handelt es sich jedoch nicht um Konditionierungsereignisse, denn der Resonator durchlief bei erneutem Erhöhen der Feldstärke die gleiche $Q_0(E_{acc})$-Kurve. Es kann davon ausgegangen werden, daß ein Defekt die Ursache dieses Verhaltens ist. Die Verluste durch diesen Defekt steigen bei gewissen Feldstärken sprunghaft an. Der Grund dafür könnte sein, daß sich ab diesen Feldstärken ein größeres normalleitendes Gebiet um diesen Defekt stabilisiert und neben der supraleitenden Oberfläche existiert. Das normalleitende Gebiet könnte bei wachsender Feldstärke größer werden, wodurch die Abnahme der Güte zu erklären wäre. Im ersten Test konnten maximal 9 MV/m Beschleunigungsfeldstärke erreicht werden. Es wurde eine HPP-Behandlung durchgeführt, die jedoch ohne Einfluß auf das $Q_0(E_{acc})$-Verhalten blieb.

Zur Vorbereitung auf den zweiten Test (Abbildung 8.4b) wurden weitere 50 μm von der inneren Oberfläche entfernt. Der Resonator verbesserte sich auf 12 MV/m Beschleunigungsfeldstärke, die Abnahme der Güte war nicht mehr so dramatisch. In dieser Testreihe konnte kein HPP durchgeführt werden.

Nach Abtrag weiterer 100 μm durch BCP wurde der Resonator ein drittes Mal getestet (Abbildung 8.4c). Es fand nun kaum noch ein Verlust an Güte statt, der Resonator erreichte 13 MV/m. Das sprunghafte Verhalten in der Güte geschah nun bei einer Feldstärke von $E_{acc} = 10$ MV/m. Auch während dieser Testreihe konnte kein HPP durchgeführt werden.

8.1.5 Resonator D5

Am Resonator D5 fanden zwei Messungen statt, die in Abbildung 8.5 zu sehen sind. Dieser Resonator, der als einziger auch vor der Wärmebehandlung gemessen wurde, quenchte dort bereits bei einer Feldstärke von $E_{acc} = 8$ MV/m. Erstaunlich ist die Tatsache, daß der Quench bei einer Güte von $Q_0 = 2 \cdot 10^{10}$ erfolgte. Die dissipierte Leistung in diesem Punkt betrug lediglich $P_{diss} = 2$ W. Es konnte bei diesem Test keine HPP-Behandlung durchgeführt werden.

Nach der Wärmebehandlung zeigte der Resonator ein leicht modifiziertes Verhalten. Nach Erreichen einer Feldstärke von $E_{acc} = 8$ MV/m sprang auch dieser

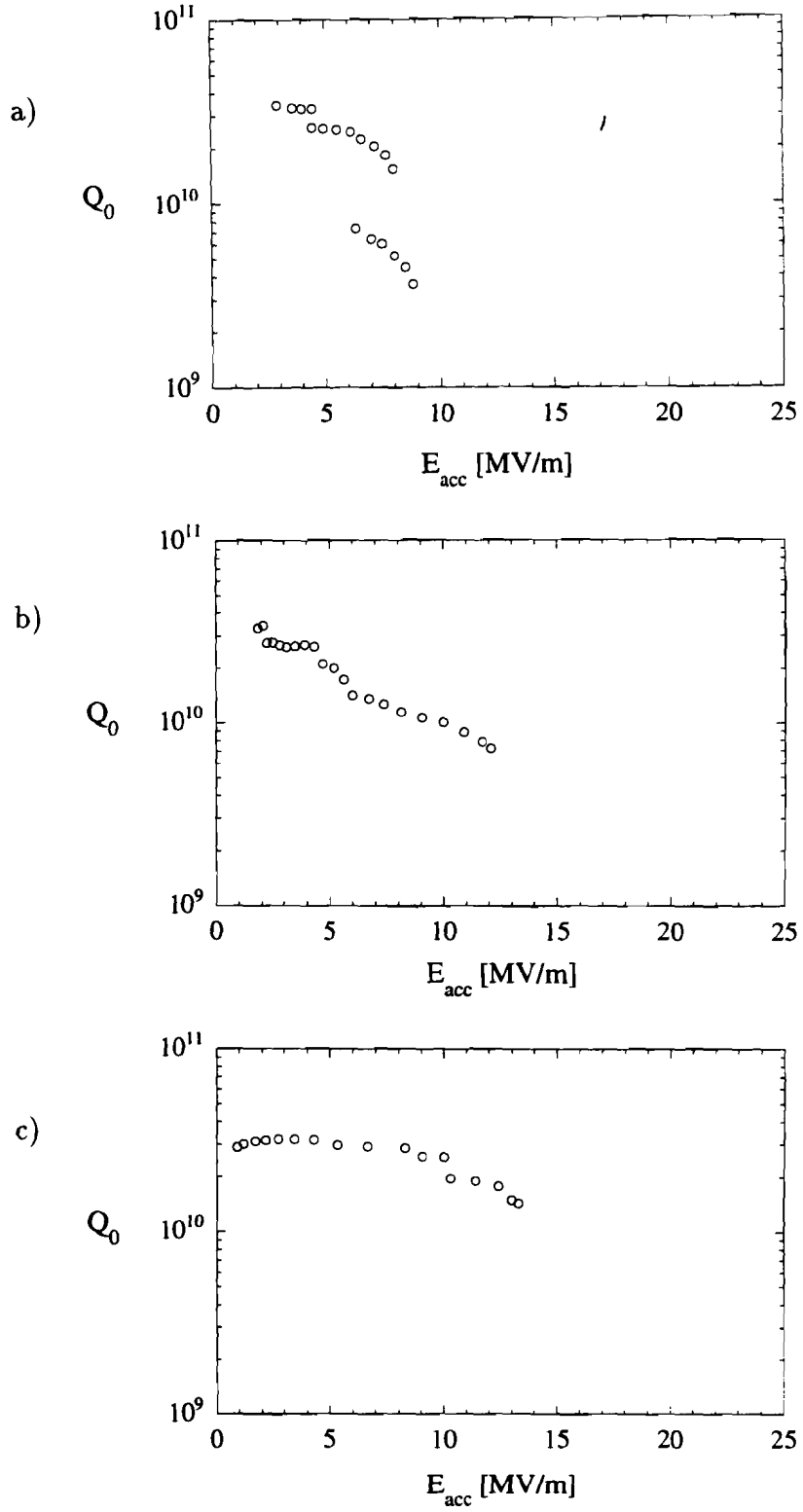


Abbildung 8.4: Messungen am Resonator D4; es wurde beim Test a) der Koppler Fermi 3, bei den Tests b) und c) Fermi 1 benutzt.

Resonator nun bei verschlechteter Güte zu niedrigeren Feldstärken. Danach nahm die Güte mit steigendem Feld stark ab. Der Resonator quenchte schließlich bei einer Feldstärke von $E_{acc} = 8$ MV/m und einer Güte von $Q_0 = 3 \cdot 10^9$. Es konnte in diesem letzten Punkt eine Leistung von 21 W im Resonator dissipiert werden. Es erscheint wahrscheinlich, daß die Ofenbehandlung und die dadurch verbesserte Wärmeleitfähigkeit des Niobblechs erst die Ausbildung des sprunghaften Verhaltens ermöglicht.

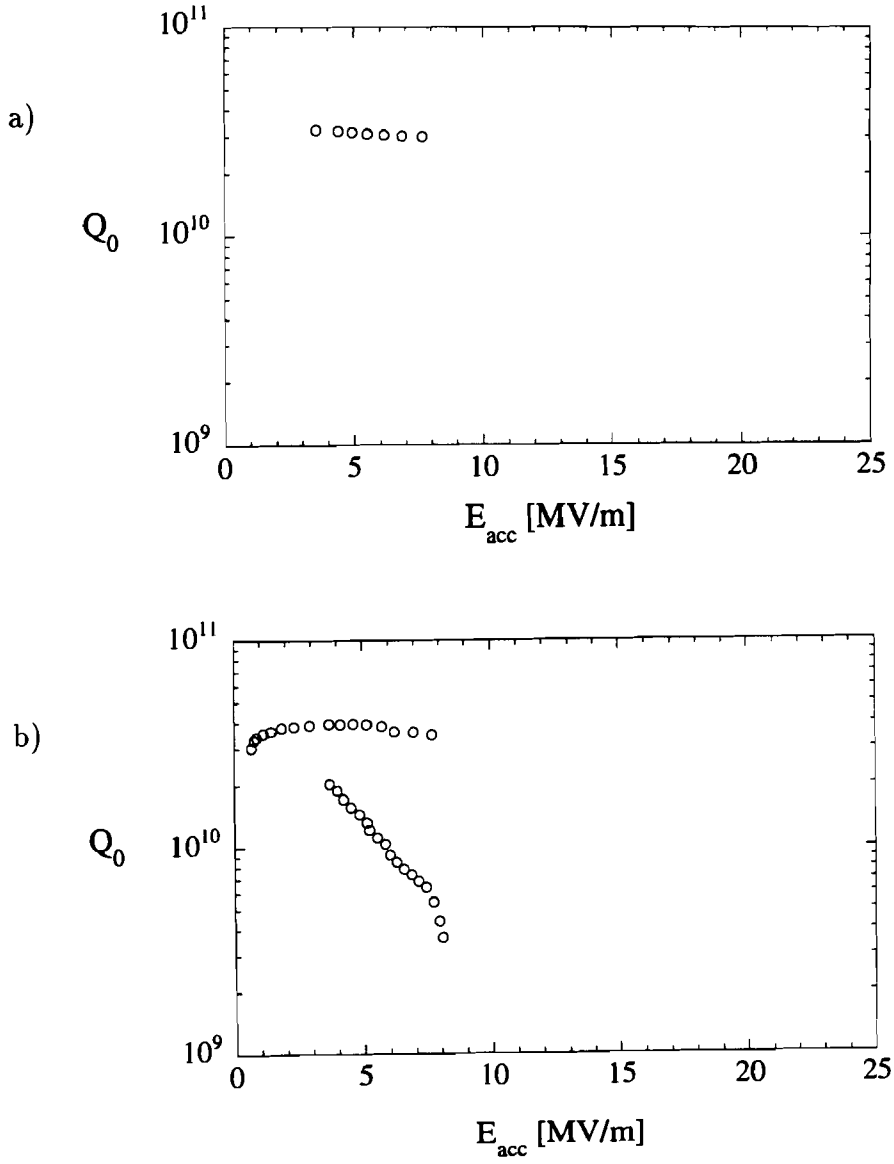


Abbildung 8.5: a) Messung am Resonator D5 unter Benutzung des Kopplers Fermi 2. Die Messung fand vor der Ofenbehandlung statt. b) Nach der Ofenbehandlung mit einer Hochgüteantenne fester Kopplung gemessenes $Q_0(E_{acc})$-Verhalten.

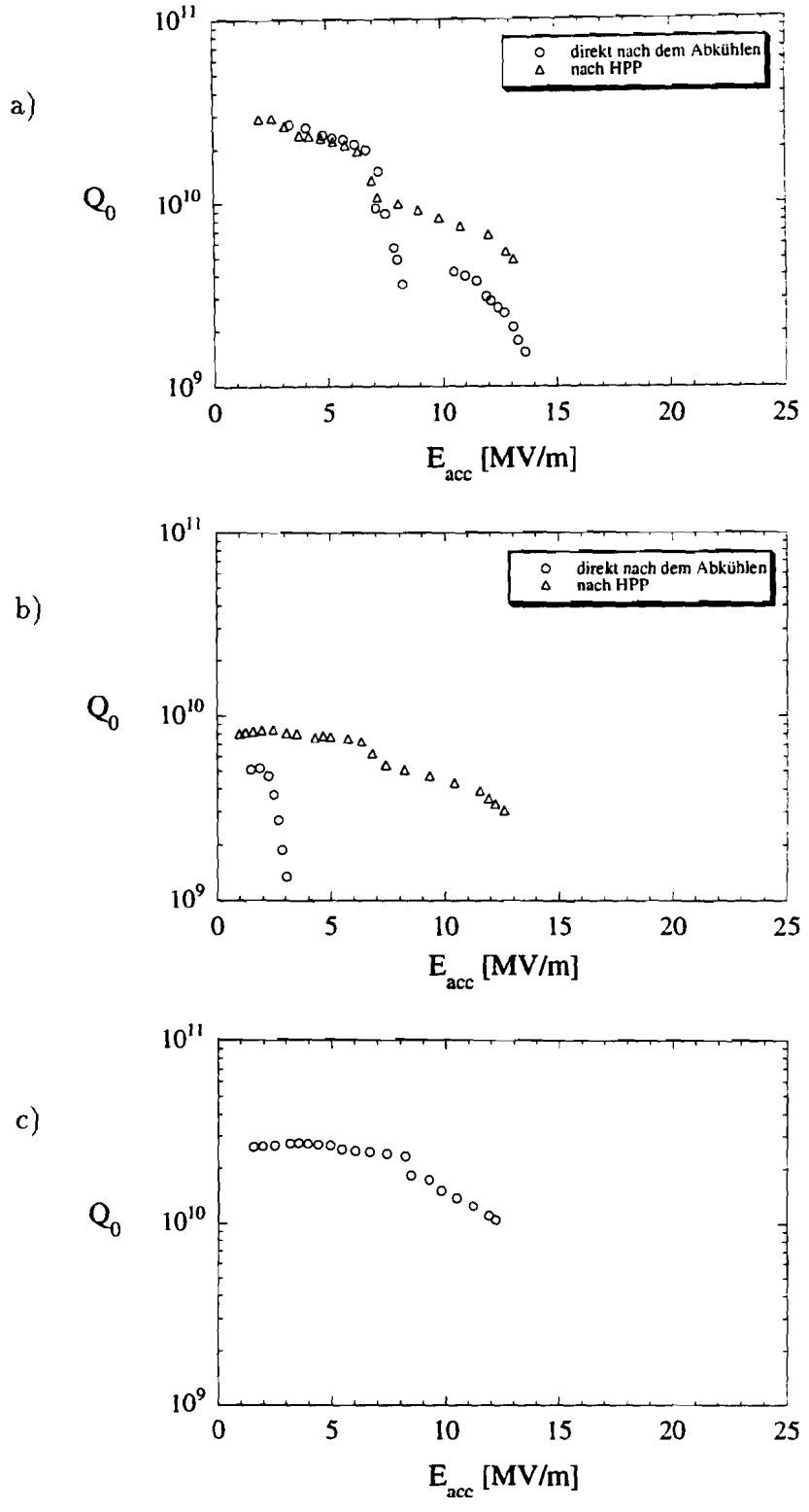


Abbildung 8.6: Messungen am Resonator D6; es wurde in allen drei Tests der Koppler Fermi 1 benutzt.

8.1.6 Resonator D6

Der Resonator D6 wurde dreimal getestet und zeigte wie D4 ein sprunghaftes Verhalten bei Erhöhung der Feldstärke. Es erfolgte ein Quench bei 13 MV/m (Abbildung 8.6a). Eine HPP-Behandlung verbesserte das Emissionsverhalten, veränderte aber nicht die Feldstärke, bei der der Sprung im $Q_0(E_{acc})$-Verhalten stattfand, noch die maximal erreichbare Feldstärke.

Der Resonator wurde für einen Monat ohne Öffnung des Vakuums gelagert. Allerdings fiel die Vakuumpumpe kurzzeitig aus. Der anschließende Test lieferte zunächst im Dauerstrichbetrieb nur sehr geringe Güten und sehr niedrige Feldstärken (Abbildung 8.6b). Durch HPP konnte sowohl die Güte als auch die maximal erreichbare Feldstärke erhöht werden. Der Resonator zeigte bei der gleichen Feldstärke wie im ersten Test einen Quench.

Nachdem ein Kratzer auf der inneren Oberfläche als Ursache für das sprunghafte Verhalten des Resonators verdächtigt und anschließend durch mechanisches Schleifen beseitigt wurde, erfolgte ein Abtrag von 80 μm von der inneren Oberfläche. Die anschließende Messung zeigt Abbildung 8.6c und lieferte keine wesentliche Verbesserung des Resonators. Es fand erneut ein Quench bei 13 MV/m statt, jedoch bei einer höheren Güte. Auch das Feld, bei dem der Gütesprung stattfand, erhöhte sich.

8.1.7 Resonator S7

Die Messung am Resonator S7 wurde mit einer Hochgüteantenne durchgeführt. Der Resonator erreichte eine Feldstärke von 14 MV/m. Die Güte sank bei diesem Test kontinuierlich von $2 \cdot 10^{10}$ bei $E_{acc} = 2$ MV/m auf $8 \cdot 10^9$ bei den höchsten Feldstärken.

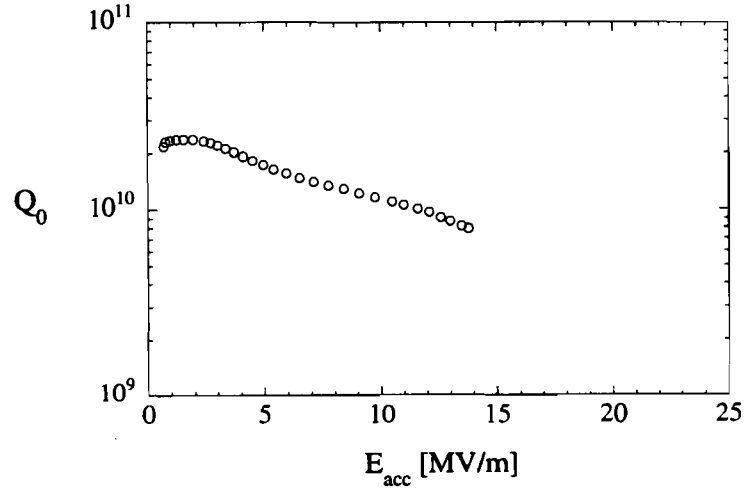


Abbildung 8.7: Messung am Resonator S7; bei diesem Test wurde kein Hochleistungskoppler, sondern eine Hochgüteantenne mit festem Koppelfaktor verwendet.

8.1.8 Resonator C19

Direkt nach dem Abkühlen erreichte der Resonator C19 eine Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} = 12.5 MV/m, begrenzt durch einen feldemissionsinduzierten Quench (Abbildung 8.8). Nach einer HPP-Behandlung konnten Werte von E_{acc} = 21 MV/m erreicht werden. Die HPP-Behandlung hatte eine geringfügige Verschlechterung der Güte bei kleinen Feldstärken zur Folge. Nach Aufwärmen zu Raumtemperatur verbesserte sich die Niedrigfeldgüte etwas, doch zeigte der Resonator jetzt mehr Feldemission als vor dem Temperaturzyklus. Es konnten aber wiederum 21 MV/m Beschleunigungsfeldstärke erreicht werden. Bei dieser Feldstärke war der Resonator durch einen Quench begrenzt.

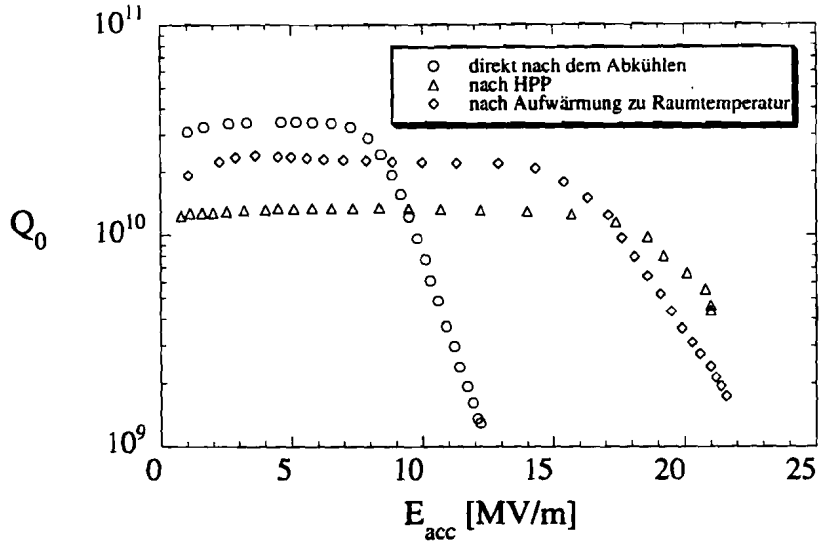


Abbildung 8.8: Messung am Resonator C19 unter Verwendung des Kopplers Fermi 3.

8.2 Diskussion der Meßreihen

Der mit den Resonatoren D1 bis D6, S7 und C19 erreichte durchschnittliche Beschleunigungsgradient beträgt E_{acc} = 17.5 MV/m und liegt damit über dem für den TTF Linearbeschleuniger gewählten Designwert von 15 MV/m. Ein Resonator stellt sogar den für den TESLA-Beschleuniger geforderten Feldgradienten von 25 MV/m zur Verfügung. Diese Feldstärke wird bei der erstaunlich hohen Güte von $Q_0 = 3 \cdot 10^{10}$ erreicht. Die Güte ist damit um einen Faktor 6 höher als der geforderte Designwert von $5 \cdot 10^9$.

Die größten Probleme liegen zur Zeit in der sprunghaften Abnahme der Güte bei Erreichen eines Schwellenwertes wie bei den Resonatoren D4, D5 und D6, verbunden

mit einer kontinuierlichen Abnahme der Güte oberhalb des Schwellenwertes. Beim Resonator S7 fand kein sprunghaftes Verhalten statt, die Abnahme der Güte erfolgte kontinuierlich ab einer Feldstärke von $E_{acc} = 2$ MV/m.

In zwei dieser Resonatoren konnten Bereiche mit starker Erwärmung lokalisiert werden [68] als Hinweis, daß die Ursache für dieses Verhalten in mikroskopisch kleinen Fehlstellen des Niobblechs zu suchen sind. Eine Verbesserung der Resonatoren ist daher nur durch chemisches Abtragen der Oberfläche zu erwarten. Allerdings liegt darin auch die Gefahr, neue Verunreinigungen im Blech freizulegen. Die Fehlstellen müssen ab einer Grenzfeldstärke das sie umgebende Niob so weit erwärmen, daß es in einer Umgebung normalleitend wird. Das normalleitende Gebiet mit seinen höheren Verlusten vergrößert sich bei Zunahme der Feldstärke, wodurch die Abnahme der Güte zu erklären ist. Die durch die Ofenbehandlung gute Wärmeleitfähigkeit des Blechs sorgt dafür, daß dieser Zustand erst später in einen generellen Quench übergeht. Es muß bei der Produktion und besonders beim Walzen der Niobbleche noch mehr Sorgfalt auf absolute Reinheit der Maschinen gelegt werden, um diese Defekte im Material zu vermeiden.

Auch während der Messungen an den 9-zelligen Resonatoren konnte in vielen Fällen eine Verschlechterung der Güte durch Konditionieren bei niedriger Leistung oder HPP festgestellt werden. Es fällt dabei auf, daß bei Verwendung des Kopplers Fermi 1 die wenigsten Probleme auftraten. Bei allen Tests mit diesem Koppler war keine Verschlechterung der Güte zu beobachten. Mit dem Koppler Fermi 2 fand lediglich eine HPP-Behandlung statt, bei der sich die Güte jedoch verschlechterte. Hier muß jedoch berücksichtigt werden, daß bei diesem Test der Koppler zum ersten Mal eingesetzt wurde und stark konditioniert werden mußte.

Bei Verwendung des Kopplers Fermi 3 fand bei allen HPP-Behandlungen eine Verschlechterung der Güte bei niedrigen Feldstärken statt. Ein Temperaturzyklus nach 30 K reichte dabei nicht aus, um die Niedrigfeldgüte zu erhöhen. Erst durch einen Temperaturzyklus nach Raumtemperatur stieg diese wieder an, erreichte aber nicht mehr den Wert wie vor der HPP-Behandlung. Dies sind weitere Hinweise darauf, daß eine Verwendung eines keramischen Fensters, sichtbar für Emissionselektronen, nicht sinnvoll erscheint (vergleiche Kapitel 5.5).

Insgesamt muß aber gesagt werden, daß erst durch die HPP-Behandlung die wirklichen Potentiale der Resonatoren offengelegt wurden. In vielen Fällen waren die Resonatoren zunächst durch Feldemission begrenzt und erreichten nach der HPP-Behandlung deutlich höhere Werte. Die Güteverschlechterung bei niedrigem Feld infolge von explodierenden Emittern oder durch Ablagerung von aus dem Keramikfenster kommenden Gasen ist bei einem 9-zelligen Resonator nicht so dramatisch wie bei einem einzelligen, da die Kontamination einer Zelle nicht so stark ins Gewicht fällt.

8.3 Plateau-Messungen

Es ist geplant, den TTF-Testbeschleuniger mit einem Elektronenstrahl zu betreiben, dessen Makropuls eine Dauer von 800 μs besitzt. Dieser Makropuls wird mit einer Wiederhohlfrequenz von 10 Hz in den Linearbeschleuniger eingespeist. Daher braucht während des Betriebes der maximal erreichbare Beschleunigungsgradient auch nur für eine Zeitdauer von 800 μs im Resonator vorliegen. Stellt man die externe Güte der Einkoppelantenne auf einen Wert von $Q_{\text{ext}} = 3 \cdot 10^6$ ein, so dauert es bei konstanter Vorwärtsleistung P_{inc} eine Zeit von 500 μs, bis nach Gleichung (2.12) die Hälfte der maximal erreichbaren Feldstärke im Resonator vorliegt.

$$E(P_{\text{inc}}, 500\mu\text{s}) = \frac{1}{2} E(P_{\text{inc}}, t \to \infty) \tag{8.1}$$

Nach Gleichung (2.12) gilt aber auch:

$$E(\frac{1}{4} P_{\text{inc}}, t \to \infty) = \frac{1}{2} E(P_{\text{inc}}, t \to \infty) \,. \tag{8.2}$$

Reduziert man daher bei einer Kopplung von $Q_{\text{ext}} = 3 \cdot 10^6$ nach einer Zeit von 500 μs die Vorwärtsleistung des Klystrons schlagartig auf ein Viertel, so bleibt die Feldstärke ab diesem Zeitpunkt im Resonator konstant. Bei einem insgesamt 1.3 ms langen Klystronpuls können daher für 800 μs die Felder konstant gehalten werden, falls während dieser Zeit der Resonator nicht in den thermischen Zusammenbruch übergeht. Solch eine Messung wird Plateau-Messung genannt. Abbildung 8.9 zeigt eine Plateau-Messung am Resonator D2.

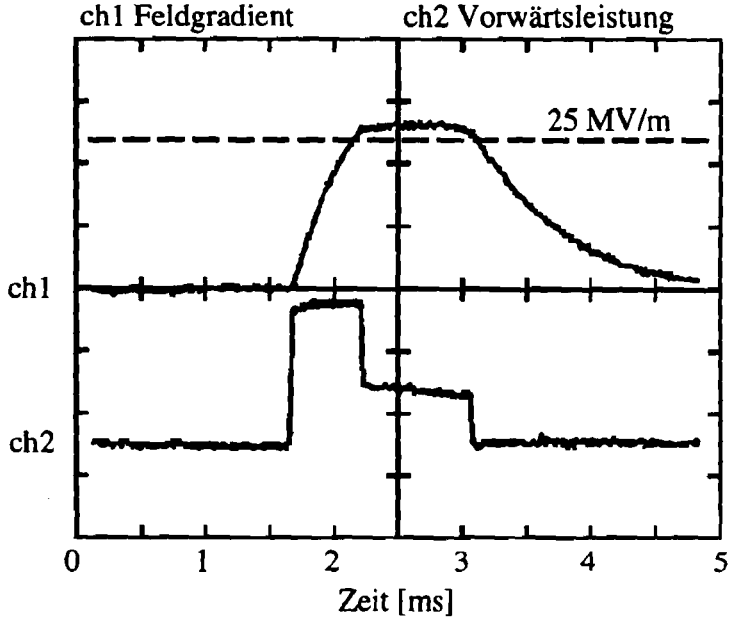


Abbildung 8.9: Plateau-Messung am Resonator D2.

In der Tabelle 8.1 sind die maximalen Beschleunigungsfeldstärken E_{Pl} aller Plateau-Messungen zusammengefaßt. Ebenfalls aufgeführt sind die Spitzen-Beschleunigungsfeldstärken E_{HPP} während des HPP-Betriebs und die danach im Dauerstrichbetrieb erreichbaren Beschleunigungsfeldstärken E_{CW}.

Zur besseren Veranschaulichung der Ergebnisse sind in Abbildung 8.10a die während des HPP-Betriebs erreichten Feldstärken gegen die danach im Dauerstrichbetrieb erreichten Feldstärken aufgetragen. Abbildung 8.10b enthält eine Auftragung der maximalen HPP-Feldstärken gegen die während der Plateau-Messungen erreichten Feldstärken. Abbildung 8.10c zeigt die Korrelation der im Plateau-Betrieb erreichbaren Feldstärken zu den im Dauerstrichbetrieb erreichbaren Feldstärken. Es fällt auf, daß die deutlichste Korrelation zwischen HPP-Feldstärken und Plateau-Feldstärken besteht.

$$E_{\mathrm{Pl}} = 0.7 \cdot E_{\mathrm{HPP}} \tag{8.3}$$

Die erreichbaren Feldstärken im Dauerstrichbetrieb sind nicht so stark korreliert zu den übrigen Feldstärken. Für den Beschleunigerbetrieb sind aber die Plateau-Werte entscheidend. Daher sollte trotz frühem Zusammenbruch der Felder im Dauerstrichbetrieb nicht auf HPP-Behandlung und anschließende Plateau-Messung verzichtet werden.

Resonator	D1	D2	D2	D4	D6	D6	C19
E_{HPP}	33	34.5	39	30	26	25	36
E_{Pl}	25	26	31	16	17	17	25
E_{CW}	23	22	16	9	12.5	12.5	21

Tabelle 8.1: Während des HPP-Betriebs erreichte Spitzen-Beschleunigungsfeldstärke E_{HPP}, für 800 μs konstant gehaltener maximaler Beschleunigungsgradient E_{Pl} und danach im Dauerstrichbetrieb erreichte Feldstärke E_{CW}. Alle Feldstärken sind in MV/m angegeben.

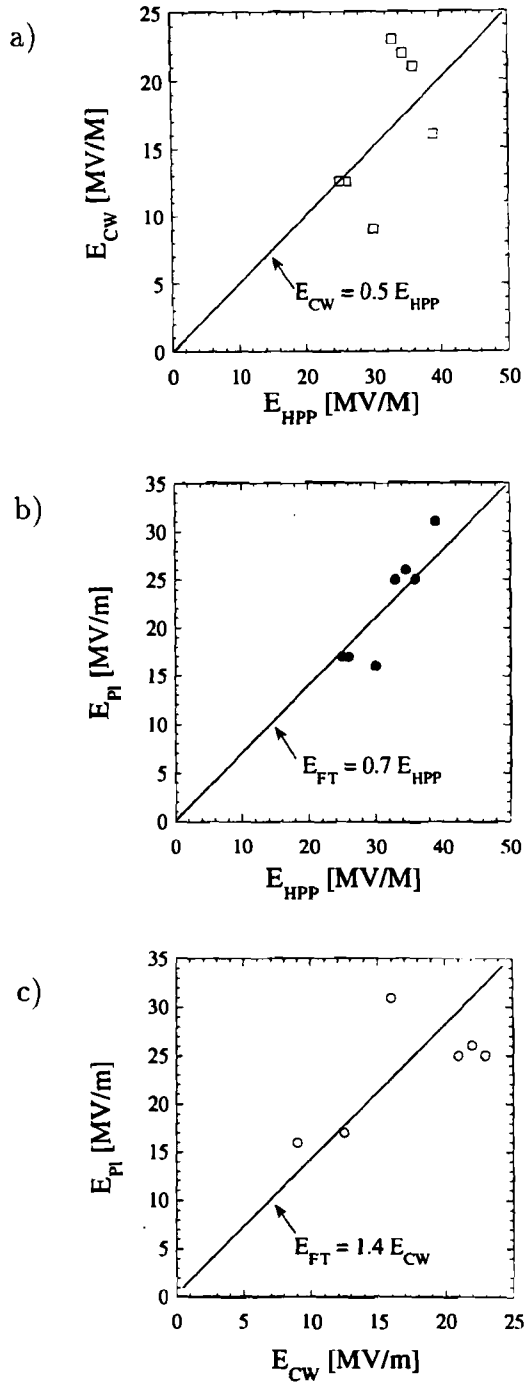


Abbildung 8.10: a) Korrelation zwischen Spitzen-Beschleunigungsfeldstärken E_{HPP} im HPP-Betrieb und maximaler Beschleunigungsfeldstärken E_{CW} im anschließenden Dauerstrichbetrieb. b) Vergleich der im HPP-Betrieb erzielten Spitzen-Beschleunigungsfeldstärken mit der Plateau-Feldstärke E_{Pl}. c) Auftragung der maximalen Dauerstrich-Feldstärke gegen die Plateau-Feldstärke.

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit Untersuchungen der feldbegrenzenden Mechanismen in supraleitenden Hochfrequenzresonatoren aus Niob. Als Diagnose-Instrument wurde dazu eine Apparatur zur Messung der Temperaturverteilung der äußeren Oberfläche eines einzelligen 1.3 GHz Resonators aufgebaut. Mit dieser Apparatur war es möglich, Temperaturkarten der Oberfläche in einer Zeit $t < 40$ ms und einer Genauigkeit von 2 mK aufzunehmen.

Es konnte ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Erwärmung des Resonators und dem Verlauf der Erregungskurve (Güte des Resonators als Funktion des elektrischen Feldes) beobachtet werden. Bei allen Veränderungen der Erregungskurve wurden neue Verlustmechanismen in den Temperaturkarten sichtbar. Die Verlustmechanismen lassen sich in zwei Kategorien einordnen: Verluste durch lokal erhöhten Oberflächenwiderstand und durch Elektronenemission. Als Grund der Elektronenemission kommen zwei Ursachen in Betracht, Feldemission und Glühemission. Feldemission geschieht an kleinen Spitzen oder Unebenheiten der Oberfläche. Die lokale Feldstärke wird durch die Geometrie dieser Spitzen überhöht und damit so groß, daß Elektronen mit meßbaren Stromdichten aus dem Metall tunneln. Die Stromdichte steigt exponentiell mit dem elektrischen Feld an und verändert sich während der Hochfrequenzperiode stark mit dem Betrag des elektrischen Feldes. Glühemission geschieht an kleinen, nicht supraleitenden Verunreinigungen, die einen schlechten Wärmekontakt zur Resonatorwand besitzen. Durch das Hochfrequenzmagnetfeld werden diese Verunreinigungen stark aufgeheitzt und thermische Elektronen emittiert.

Die Erwärmung des Resonators durch erhöhten Oberflächenwiderstand nimmt quadratisch mit dem magnetischen Feld zu. Mit Hilfe der vorher durchgeführten Eichung der Thermometer konnte der Betrag des Oberflächenwiderstandes ermittelt werden. Die Erwärmung des Resonators durch Feldemissionselektronen oder Glühemissionselektronen wurde mit Modellrechnungen verglichen. Dadurch war es möglich, die charakteristischen Parameter der Feldemitter oder Glühemitter zu ermitteln sowie den Ort der Emitter zu bestimmen. Des weiteren war es möglich, das $Q(E)$-Verhalten des Resonators durch die beobachteten Verlustquellen zu reproduzieren.

Eine plötzliche sprunghafte Änderung der Erregungskurve wird Konditionierungsereignis genannt. Konditionierungsereignisse treten im normalen Dauerstrichbetrieb auf, können aber mit Hilfe einer neuen Technik, der Hochleistungskonditio-

nierung, erzwungen werden. Bei dieser Technik wird mit Hilfe eines Klystrons die Hochfrequenz mit kurzen Pulsen hoher Leistung (Pulse von einigen 100 kW und < 1 ms Länge) in den Resonator eingespeist. Die Feldstärken können dann kurzfristig sehr viel höhere Werte erreichen als im Dauerstrichbetrieb. Die Veränderung oder Zerstörung einzelner Feldemitter oder Glühemitter durch Konditionierungsereignisse konnte einwandfrei beobachtet werden. Die Zerstörung eines Emitters im HPP-Betrieb geht mit dem Zerfall des Feldes im Resonator in einer Zeit $t < 1$ μs einher. Als Folge von Konditionierungsereignissen tritt häufig eine Verschlechterung der Güte durch Kontamination der Oberfläche mit den Überresten der Emitter auf.

Es ist möglich, durch Aufwärmung auf Raumtemperatur die Güte eines konditionierten Resonators zu regenerieren. Die Überreste der Emitter gasen dann von der Oberfläche ab. Es konnte aber auch beobachtet werden, daß manchmal die Erwärmung des Resonators im gepulsten Betrieb ausreicht, um eine Umverteilung der Rückstände des Emitters von der Resonatorwand zu den kalten Vakuumteilen des Resonatorvakuums zu erreichen. Der Resonator erwärmt sich stark, wenn er im gepulsten Betrieb in den thermischen Zusammenbruch getrieben wird. Wurden sehr hohe Leistungen aufgewendet und der Resonator mit normalflüssigem Helium anstatt mit superfluidem Helium gekühlt, so erfolgte eine vollständige Rückgewinnung der Anfangsgüte eines konditionierten Resonators. Bei Kühlung mit suprafluidem Helium gelang nur eine geringfügige Verbesserung der Güte.

Die Schnelligkeit der Temperaturauslese ermöglichte die Beobachtung der zeitlichen Entwicklung der Erwärmung während des thermischen Zusammenbruchs. Es wurde deutlich, daß die Erwärmung im Quenchgebiet eine relativ lange Zeit von $t = 100$ ms andauert, was nur durch die Annahme erklärt werden kann, daß sich eine Gasschicht zwischen Oberfläche des Resonators und dem suprafluiden Helium ausbildet. Durch Messung der Temperaturverteilung kurz vor dem Quench konnte eine Abschätzung der maximal möglichen Wärmebelastung des Resonators gemacht werden. Sie beträgt 0.5 W/cm^2 im Fall eines gleichmäßig über die Resonatoroberfläche verteilten Wärmestroms und 4 W bei punktueller Wärmebelastung.

Eine Zusammenfassung der Messungen an den neunzelligen Resonatoren für den TTF-Linearbeschleuniger am DESY schließt die Arbeit ab. Der Mittelwert aller Messungen liegt bei $E_{\mathrm{acc}} = 17.5$ MV/m, und damit über der Spezifikation von $E_{\mathrm{acc}} = 15$ MV/m für diesen Beschleuniger. Der Resonator D3, der eine Feldstärke von $E_{\mathrm{acc}} = 25.6$ MV/m bei einer Güte $Q_0 > 10^{10}$ erreicht, übertrifft schon heute den Designwert für den vorgeschlagenen Elektron-Positron-Linerabeschleuniger TESLA. Es muß jetzt daran gearbeitet werden, daß dieser Wert standardmäßig erreicht wird, was ein starkes Argument für das Konzept des TESLA-Projekts wäre.

Anhang A

Eigenschaften eines zylinderförmigen Hohlraumresonators

Ein einfaches Modell eines zylinderförmigen Hohlraumresonators zur Beschleunigung geladener Teilchen zeigt Abbildung A.1a. Zur analytischen Berechnung müssen Einkoppelschleife und Strahlrohröffnungen vernachlässigt werden (Abbildung A.1b).

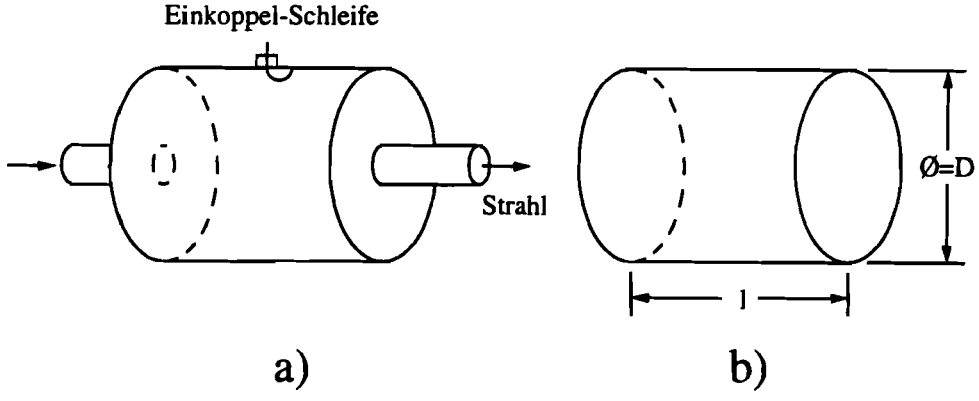


Abbildung A.1: a) Zylinderförmiger Hohlraumresonator mit Einkoppelschleife und Strahlrohröffnungen. b) Vereinfachtes Modell.

Gesucht wird eine Eigenschwingung des elektromagnetischen Feldes, bei der das elektrische Feld nur eine longitudinale Komponente hat. Daraus ergibt sich, daß das magnetische Feld nur eine azimutale Komponente besitzt. Man betrachtet die Maxwellschen Gleichungen in Zylinderkoordinaten (r, θ, s), wobei s die Strahlrichtung angibt.

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \Longrightarrow \quad \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rB_\theta) = \frac{1}{c^2}\frac{\partial E_s}{\partial t} \tag{A.1}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \Longrightarrow \quad \frac{\partial E_s}{\partial r} = \frac{\partial B_\theta}{\partial t} \tag{A.2}$$

Differenziert man Gleichung (A.1) nach t und Gleichung (A.2) nach r, so ergibt sich:

$$\frac{\partial^2 E_s}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_s}{\partial r} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_s}{\partial t^2} \ . \tag{A.3}$$

Dies ist eine Wellengleichung in Zylinderkoordinaten für ein elektrisches Feld $\vec{E}$, dessen einzige Komponente E_s nur von r und t und nicht von θ und s abhängt. Betrachtet man harmonische Schwingungen

$$E_s(r,t) = E(r)e^{i\omega t} \ , \tag{A.4}$$

so lautet die Differentialgleichung für den Radialteil:

$$\frac{d^2 E}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dE}{dr} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 E = 0 \ . \tag{A.5}$$

Mit der Substitution $u = \frac{\omega}{c} r$ wird Gleichung (A.5) zu:

$$E''(u) + \frac{1}{u}E'(u) + E(u) = 0 \ . \tag{A.6}$$

Dies ist die Besselsche Differentialgleichung der Ordnung $n = 0$. Die Besselsche Differentialgleichung lautet allgemein für $z = x + iy$:

$$J_n''(z) + \frac{1}{z}J_n'(z) + \left(1 - \frac{n^2}{z^2}\right) J_n(z) = 0 \qquad n = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots \tag{A.7}$$

Die Lösung der Besselschen Differentialgleichung sind die Besselschen Funktionen. In Abbildung A.2 sind die Besselfunktionen $J_0(x)$ und $J_1(x)$ aufgetragen.

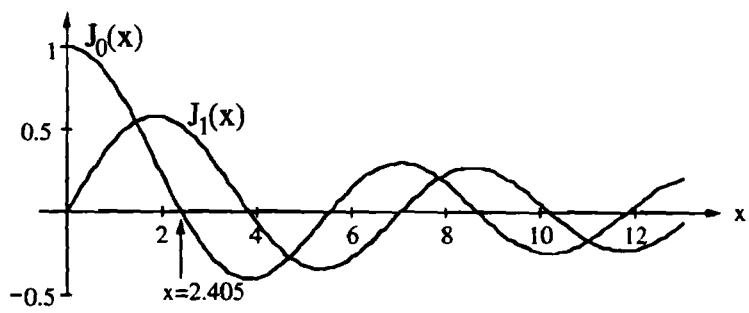


Abbildung A.2: Die Besselfunktionen $J_0(x)$ und $J_1(x)$.

Durch Vergleich der Gleichungen (A.6) und (A.7) erhält man die Lösung:

$$E(u) = E_0\, J_0(u) \qquad \text{mit} \qquad u = \frac{\omega}{c} r \ . \tag{A.8}$$

Auf der Strahlachse bei $r = 0$ sind die elektrischen Felder maximal und haben den Wert E_0. Im Falle eines Resonators mit Strahlrohr, wie in Abbildung A.1a, befinden sich die maximalen elektrischen Oberflächenfeldstärken bei $r = a$, wobei a den Radius des Strahlrohres bezeichnet.

Resonanzfrequenz:

Da es sich bei dem Wandmaterial um einen guten elektrischen Leiter handelt, muß die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes an der Wand verschwinden.

$$E\left(r = \frac{D}{2}\right) = 0 \tag{A.9}$$

Die erste Nullstelle der Besselfunktion $J_0(u)$ liegt bei $u_0 = 2.405$. Daher berechnet sich die niedrigste Resonanzfrequenz f eines zylinderförmigen Resonators zu:

$$f = \frac{c \cdot 2.405}{\pi D} \,. \tag{A.10}$$

Man erkennt, daß die Resonanzfrequenz nur vom Durchmesser D und nicht von der Länge l des Zylinderresonators abhängt.

Beschleunigungsfeldstärke:

Die Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} ist definiert als Mittelwert der Feldstärke, die ein Teilchen erfährt, wenn es mit der Geschwindigkeit v entlang der Strahlachse den Hohlraumresonator durchfliegt, wobei die Phase der Hochfrequenzwelle so eingestellt wird, daß in der Mitte des Resonators maximal beschleunigt wird.

$$E_{\mathrm{acc}} = \frac{1}{l}\int_{-l/2}^{l/2} E_0 \cos\left(\omega\frac{s}{v}\right) ds = E_0 \frac{\sin\left(\frac{\omega l}{2c}\right)}{\frac{\omega l}{2c}} \qquad \text{für} \qquad v = c \tag{A.11}$$

$$= E_0 \frac{D}{2.405\, l} \sin\left(\frac{2.405\, l}{D}\right) \approx 0.9 \cdot E_0 \qquad \text{für} \qquad l = \frac{D}{3} \tag{A.12}$$

Gespeicherte Energie:

Zur Berechnung der gespeicherten Energie U wählt man den Zeitpunkt t so, daß die elektrischen Felder im Resonator gerade maximal sind und die magnetischen Felder verschwinden.

$$U = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \iiint \vec{E}^2 \, dV \qquad \text{mit} \qquad E = E_0 J_0\left(\frac{\omega}{c} r\right) \tag{A.13}$$

Es gilt:

$$\begin{aligned}\iiint \vec{E}^2\, dV &= l \cdot 2\pi\, E_0^2 \int_0^{D/2} J_0^2\left(\frac{\omega}{c} r\right) r\, dr \\ &= l \cdot 2\pi\, E_0^2 \left(\frac{c}{\omega}\right)^2 \int_0^{u_0} J_0^2(u)\, u\, du\,, \qquad \text{mit} \qquad u_0 = \frac{\omega}{c} \cdot \frac{D}{2} = 2.405\,.\end{aligned}$$

Mit der Hilfsformel

$$\int_0^{u_0} J_0^2(u)\, u\, du = \frac{1}{2}\left(u_0 J_1(u_0)\right)^2$$

folgt für die gespeicherte Energie:

$$\begin{aligned}U &= \frac{1}{2}\varepsilon_0 \cdot \underbrace{l \cdot 2\pi \cdot \frac{1}{2}\left(\frac{c}{\omega}\right)^2 \left(\frac{\omega}{c} \cdot \frac{D}{2}\right)^2}_{l\pi\left(\frac{D}{2}\right)^2 = V} E_0^2\, J_1^2(2.405) \\ &= \frac{1}{2}\varepsilon_0\, E_0^2 \cdot 0.52^2 \cdot V\,, \qquad \text{da} \qquad J_1(u_0) = 0.52\,. \qquad \text{(A.14)}\end{aligned}$$

Ohmsche Verluste in den Wänden:

Die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes verschwindet an den Leiteroberflächen. Vom azimutalen Magnetfeld werden jedoch per Induktion Wandströme hervorgerufen. Dies sind praktisch Oberflächenströme. Bei normalleitenden Hochfrequenzresonatoren fließen diese Ströme wegen des Skin-Effekts in einer Schicht der Dicke δ, wobei $\delta = \sqrt{2/(\mu_0\, \omega\, \sigma)}$ ist (σ = Leitfähigkeit). Bei supraleitenden Kavitäten kann das Magnetfeld ungefähr eine Londonsche Eindringtiefe weit in die Oberfläche eindringen und dort die normalleitenden ungepaarten Elektronen zu Oszillationen anregen.

Zur Berechnung der Stromdichte j betrachtet man einen kleinen Ausschnitt der Leiteroberfläche (vergleiche Abbildung A.3a).

$$\left.\begin{aligned}\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} &= \mu_0 \cdot I_{\text{innen}} \\ B_{\|} \cdot h &= \mu_0\, j\, h\, \delta\end{aligned}\right\} \qquad j = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{B_{\|}}{\delta} \qquad \text{(A.15)}$$

Der Widerstand eines Quadrats $A = h^2$ (vergleiche Abbildung A.3b) berechnet sich zu $R = \rho \cdot \frac{h}{h \cdot \delta} = 1/(\sigma \cdot \delta)$. Dieser Oberflächenwiderstand ist unabhängig von der Seitenlänge h des Quadrats und wird allgemein mit R_S (surface resistance) bezeichnet. Die Ohmschen Verluste p pro Flächeneinheit werden zu

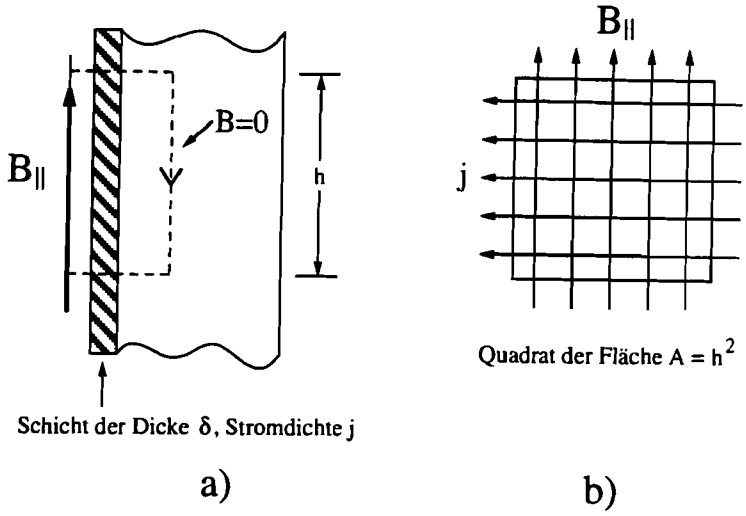


Abbildung A.3: a) Ausschnitt der Leiteroberfläche zur Berechnung der Stromdichte j. b) Quadrat der Fläche $A = h^2$ zur Berechnung des Oberflächenwiderstandes R_S.

$$p = \frac{1}{2}\frac{R_S \cdot I^2}{h^2} = \frac{1}{2}\frac{R_S j^2 h^2 \delta^2}{h^2} = \frac{1}{2} R_S \cdot \left(\frac{B_{||}}{\mu_0}\right)^2 , \tag{A.16}$$

wenn mit $B_{||}$ die Amplitude des Magnetfelds $B = B_{||} \sin \omega t$ parallel zur Oberfläche bezeichnet wird. Die Gesamtverluste ergeben sich durch Integration über die Oberfläche des Resonators. Dafür muß zunächst $B_{||} = B_\theta$ berechnet werden.

Laut Gleichung (A.2) gilt:

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} = \frac{\partial E_s}{\partial r} \qquad \text{mit} \qquad E_s(r,t) = E_0 J_0\left(\frac{\omega}{c} r\right) e^{i\omega t} .$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow B_\theta(r,t) &= \frac{1}{i\omega} E_0 \frac{\omega}{c}\left(-J_1\left(\frac{\omega}{c} r\right)\right) e^{i\omega t} \\ |B_\theta| &= \frac{E_0}{c} J_1\left(\frac{\omega}{c} r\right) \end{aligned} \tag{A.17}$$

Dabei wurde die Hilfsformel $J_0'(z) = -J_1(z)$ benutzt. Mit Hilfe der Abbildung A.2 ist zu erkennen, daß die magnetischen Felder in der Nähe des Mantels ein Maximum besitzen und auf der Strahlachse verschwinden. Das maximale Magnetfeld B_{peak} auf der Oberfläche des Resonators befindet sich daher auf den Deckeln bei $r \approx 0.8 \cdot D/2$. Die Verluste im Mantel und in den zwei Deckeln des Zylinders müssen separat betrachtet werden.

$$P_{\text{Mantel}} = \frac{1}{2} R_S \frac{E_0^2}{\mu_0^2 c^2} \left(J_1(2.405)\right)^2 \cdot \pi D l \tag{A.18}$$

$$P_{\text{Deckel}} = 2 \cdot \frac{1}{2} R_S \frac{E_0^2}{\mu_0^2 c^2} \cdot 2\pi \int_0^{D/2} J_1^2\left(\frac{\omega}{c} r\right) r\, dr \tag{A.19}$$

Zur Lösung des letzten Integrals wird eine weitere Hilfsformel benötigt.

$$\int J_1^2(u)\,u\,du = \frac{u^2}{2}J_1^2(u) - \underbrace{\frac{u^2}{2}J_0(u)J_2(u)}_{=0 \text{ an Grenzen}}$$

Man erhält als Ohmsche Gesamtverluste P_{Ges} in den Wänden:

$$P_{\text{Ges}} = \frac{1}{2}R_{\text{S}} \cdot \frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \cdot E_0^2 \cdot \pi\, D\, l \cdot \left(1 + \frac{D}{2l}\right) J_1^2(2.405)\ . \tag{A.20}$$

Güte des Resonators:

Die unbelastete Güte des Resonators berechnet sich zu:

$$Q_0 = \omega \cdot \frac{U}{P_{\text{Ges}}} = \frac{\mu_0\, c \cdot 2.405}{2\, R_{\text{S}} \left(1 + \frac{D}{2l}\right)}\ . \tag{A.21}$$

Sie ist abhängig vom Oberflächenwiderstand R_{S} und vom Verhältnis D/l. Werden alle Dimensionen eines Resonators mit dem gleichen Faktor skaliert, so ändert sich die Güte nicht, vorausgesetzt, der Oberflächenwiderstand ist frequenzunabhängig. Man definiert einen materialunabhängigen Geometriefaktor durch $G = Q_0 \cdot R_{\text{S}}$. Er berechnet sich zu

$$G = \frac{\mu_0\, c \cdot 2.405}{2 + D/l}\ . \tag{A.22}$$

Shunt-Impedanz:

Die Shunt-Impedanz r verknüpft die Beschleunigungsspannung $V_{\text{acc}} = l \cdot E_{\text{acc}}$ mit der Verlustleistung P_{diss}.

$$r = \frac{V_{\text{acc}}^2}{P_{\text{diss}}} = \frac{2\mu_0 \sin^2\left(\frac{2.405\,l}{D}\right) D}{2.405^2 J_1^2(2.405)\pi(l + D/2)\varepsilon_0 R_{\text{S}}} \tag{A.23}$$

Von besonderem Interesse ist das Verhältnis von Shunt-Impedanz zu Güte:

$$\frac{r}{Q_0} = \frac{4\, D \sin^2\left(\frac{2.405\,l}{D}\right)}{\varepsilon_0 c \pi 2.405^3 J_1^2(2.405)\, l}\ . \tag{A.24}$$

Dieses Verhältnis ist eine Geometriekonstante des Resonators, die für alle gängigen Resonatoren berechnet werden kann. Mit Hilfe dieser Geometriekonstanten und nach Messen der Güte und der dissipierten Leistung kann gemäß

$$V_{\text{acc}} = \sqrt{\frac{r}{Q_0} \cdot Q_0 \cdot P_{\text{diss}}} \tag{A.25}$$

die Beschleunigungsspannung ermittelt werden, die ein Teilchen beim Durchflug durch den Resonator erfährt.

Anhang B

Ersatzschaltbilder für Hohlraumresonatoren

Ein Hohlraumresonator kann als Schwingkreis hoher Güte dargestellt werden. Als Ersatzschaltbild wählt man einen Parallelkreis (Abbildung B.1). Der Parallelwiderstand R berücksichtigt die Ohmschen Verluste des Resonators.

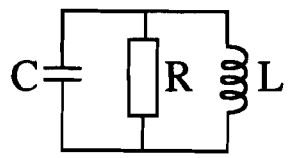


Abbildung B.1: Ersatzschaltbild eines Hohlraumresonators.

Der Parallelkreis der Güte Q hat eine Verlustleistung P_{diss} und eine gespeicherte Energie U.

$$Q = \omega_0 R C \qquad \text{mit} \qquad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}\,, \qquad P_{\text{diss}} = \frac{1}{2}\frac{V_0^2}{R}\,, \qquad U = \frac{1}{2}CV_0^2 \tag{B.1}$$

Dabei ist V_0 die Amplitude der Spannung $V(t) = V_0 \exp(i\omega t)$. Zur Berechnung der Resonanzfrequenz ω betrachtet man die Ströme:

$$V\left(i\omega C + \frac{1}{i\omega L} + \frac{1}{R}\right) = 0 \quad \Rightarrow \quad \omega = \omega_0\left(\pm\sqrt{1 - \frac{1}{(2Q)^2}} + i\frac{1}{2Q}\right) \tag{B.2}$$

Der Imaginärteil der Resonanzfrequenz bewirkt eine Dämpfung. Die gespeicherte Energie nimmt daher mit einer Zeitkonstante $\tau = Q/\omega_0$ ab. Da im allgemeinen der Parallelwiderstand R und damit die Güte Q sehr groß ist, kann in guter Näherung $\text{Re}(\omega) = \omega_0$ benutzt werden.

Die Shunt-Impedanz r eines Parallelkreises wird zu (siehe Gleichung (A.23)):

$$r = \frac{V_0^2}{P_{\text{diss}}} = 2\,R\,, \qquad \Rightarrow \qquad \frac{r}{Q} = 2\sqrt{\frac{L}{C}}\,. \tag{B.3}$$

Gekoppelte Schwingkreise:

In Abbildung B.2 ist das Ersatzschaltbild für einen N-zelligen Hohlraumresonator dargestellt. Die N Zellen sind untereinander kapazitiv gekoppelt. Es soll im folgenden angenommen werden, daß die einzelnen Zellen alle die gleichen Induktivitäten ($L_1 = L_2 = L_3 = \ldots = L_N = L$) und die gleichen Ohmschen Verluste ($R_1 = R_2 = R_3 = \ldots = R_N = R$) besitzen. Die Kapazität der mittleren Zellen sei $C_2 = C_3 = \ldots = C_{N-1} = C$, die Kapazität der äußeren Zellen $C_1 = C_N = C - c'$.

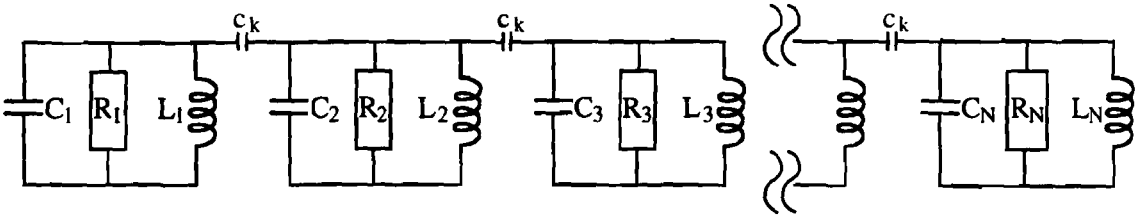


Abbildung B.2: Ersatzschaltbild für N kapazitiv gekoppelte Resonatoren.

Für eine periodische Zeitabhängigkeit $\exp(i\omega t)$ kann man für die Spannungen $V_1 \ldots V_N$ der Zellen $1 \ldots N$ die folgenden Gleichungen aufstellen:

$$\text{Zelle 1:} \quad V_1\left(\tfrac{1}{R} + \tfrac{1}{i\omega L} + i\omega(C - c')\right) + (V_2 - V_1)i\omega c_k = 0 \quad \text{(B.4)}$$

$$\text{Zelle } n(1 < n < N): \quad V_n\left(\tfrac{1}{R} + \tfrac{1}{i\omega L} + i\omega C\right) + (V_{n-1} - 2V_n + V_{n+1})i\omega c_k = 0 \quad \text{(B.5)}$$

$$\text{Zelle N:} \quad V_N\left(\tfrac{1}{R} + \tfrac{1}{i\omega L} + i\omega(C - c')\right) + (V_{N-1} - V_N)i\omega c_k = 0 \quad \text{(B.6)}$$

Diese Gleichungen lassen sich mit $\kappa = c_k/C$ und $\gamma = c'/C$ umformen zu:

$$\left(\frac{1}{i\omega RC} - \frac{1}{\omega^2 LC} + 1 - 2\kappa\right) V_1 - \gamma V_1 + \kappa(V_1 + V_2) = 0 \qquad j = 1 \qquad \text{(B.7)}$$

$$\left(\frac{1}{i\omega RC} - \frac{1}{\omega^2 LC} + 1 - 2\kappa\right) V_n + \kappa(V_{n-1} + V_{n+1}) = 0 \qquad 1 < j < N \qquad \text{(B.8)}$$

$$\left(\frac{1}{i\omega RC} - \frac{1}{\omega^2 LC} + 1 - 2\kappa\right) V_N - \gamma V_N + \kappa(V_{N-1} + V_N) = 0 \qquad j = N \qquad \text{(B.9)}$$

Definiert man mit $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ und $Q = \omega_0 RC$ ein $\Omega = \Omega(\omega)$ gemäß

$$\Omega = \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \left(1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \left(2\kappa + \frac{i}{Q}\right)\right) , \qquad \text{(B.10)}$$

so kann man das Gleichungssystem schreiben als:

$$(1 - \Omega) V_1 - \gamma V_1 + \kappa(V_1 + V_2) = 0 \qquad j = 1 \qquad \text{(B.11)}$$

$$(1 - \Omega) V_n + \kappa(V_{n-1} + V_{n+1}) = 0 \qquad 1 < j < N \qquad \text{(B.12)}$$

$$(1 - \Omega) V_N - \gamma V_N + \kappa(V_{N-1} + V_N) = 0 \qquad j = N \qquad \text{(B.13)}$$

Mit dem Ansatz

$$V_{n,m} = A_m \sin\left(\frac{m\pi(2n-1)}{2N}\right) \qquad n,m = 1\ldots N \tag{B.14}$$

läßt sich das Gleichungssystem lösen. Dabei bezeichnet $V_{n,m}$ die Spannung der m-ten Mode in der n-ten Zelle. In Abbildung B.3 sind die Spannungen der 9 Moden in den einzelnen Zellen einer 9-zelligen Kavität skizziert. Es gilt:

$$V_{n-1,m} + V_{n+1,m} = 2V_{n,m}\cos\left(\frac{m\pi}{N}\right) . \tag{B.15}$$

Damit folgt aus Gleichung (B.12) die Beziehung:

$$\Omega_m = 1 + 2\kappa\cos\left(\frac{m\pi}{N}\right) \qquad m = 1\ldots N \tag{B.16}$$

Im allgemeinen ist die Güte Q eines supraleitenden Resonators sehr hoch und der Koppelparameter 2κ liegt im Bereich von ein bis zwei Prozent. Dann gilt $\Omega = (\omega_0/\omega)^2$ und Gleichung (B.16) liefert die N Resonanzfrequenzen ω_m:

$$\omega_m = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + 2\kappa\cos\left(\frac{m\pi}{N}\right)}} \qquad m = 1\ldots N \tag{B.17}$$

Die 9 Resonanzfrequenzen eines 9-zelligen Resonators sind in Abbildung B.4 zu sehen. Der Koppelparameter 2κ kann mit Hilfe von Gleichung (B.17) bestimmt werden.

$$2\kappa = \frac{\omega_N^2 - \omega_1^2}{\omega_N^2 + \omega_1^2\cos\frac{\pi}{N}} \approx \frac{\omega_N - \omega_1}{\omega_N} \qquad \text{für große } N \tag{B.18}$$

Die $m = N$-Mode einer N-zelligen Kavität wird auch π-Mode genannt. In der π-Mode gilt (Gleichung (B.14)):

$$V_{n,N} = A_N(-1)^{n+1} . \tag{B.19}$$

Damit werden die Gleichungen (B.11) und (B.13) zu:

$$1 - \Omega_N - \gamma = 0 \qquad \Rightarrow \qquad \gamma = 2\kappa \qquad \Rightarrow \qquad c' = 2c_k \tag{B.20}$$

Um einen mehrzelligen Hohlraumresonator zu bauen, dessen Feld in der π-Mode in allen Zellen gleiche Amplitude besitzt, ist es nötig, die Kapazität der Endzellen um $2c_k$ kleiner zu machen als die Kapazität der Mittelzellen.

Auch für alle anderen Moden ist $V_{n,m}$ aus Gleichung (B.14) eine Lösung der Gleichungen (B.11) und (B.13), vorrausgesetzt es gilt $\gamma = 2\kappa$.

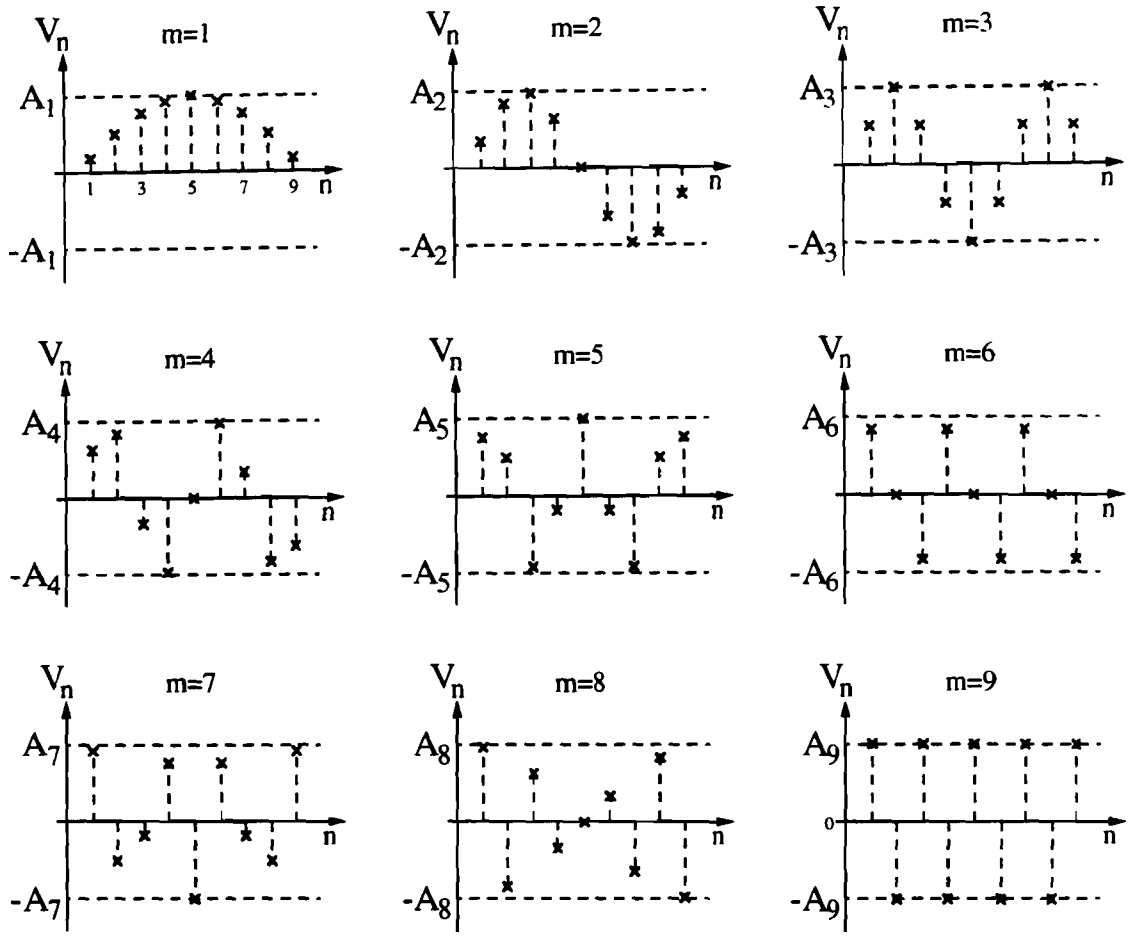


Abbildung B.3: Spannungen in den einzelnen Zellen eines 9-zelligen Schwingkreises zur Zeit $t = 2\pi k/\omega_m$, $k = 0, 1, 2, \ldots$ für die 9 Moden der Resonanzfrequenz ω_m, $m = 1 \ldots 9$, nach Gleichung (B.14).

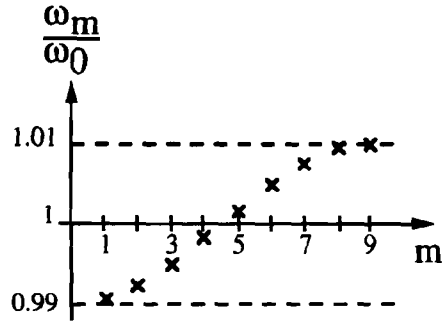


Abbildung B.4: Verhältnis der Resonanzfrequenzen ω_m der 9 Moden eines 9-zelligen Schwingkreises zur Frequenz $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, wobei L gleich der Induktivität und C gleich der Kapazität der Mittelzellen ist. Der Koppelfaktor beträgt hier $2\kappa = 0.02$.

Anhang C

Der Resonator unter dem Einfluß eines Rechteckpulszuges

Als erstes soll die zeitliche Entwicklung der in einem Hohlraumresonator gespeicherten Energie $U(t)$ hergeleitet werden, wenn die Hochfrequenzleistung mit einem Rechteckpulszug moduliert wird. Die Dauer des Pulszuges soll lang genug sein, um einen stationären Zustand zu erreichen. Zu Anfang des Rechteckpulszuges steigt die Vorwärtsleistung sprunghaft auf den konstanten Wert P_{inc} an. Es gilt zu allen Zeiten der Energieerhaltungssatz

$$P_{\text{inc}} = P_{\text{diss}}(t) + P_{\text{t}}(t) + P_{\text{ref}}(t) + \frac{dU(t)}{dt} \,. \tag{C.1}$$

Hierbei bezeichnen P_{diss}, P_{t} und P_{ref} die dissipierte, transmittierte und reflektierte Leistung. dU/dt ist die zeitliche Änderung der im Resonator gespeicherten Energie.

Um zu einem besseren Verständnis der reflektierten Leistung zu gelangen, betrachtet man das System Stromquelle-Koppler-Resonator im Ersatzschaltbild, wie dies in Abbildung C.1 zu sehen ist.

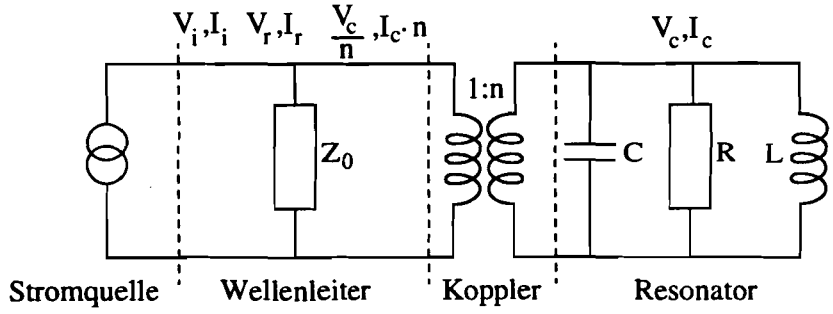


Abbildung C.1: Ersatzschaltbild für das System Stromquelle-Koppler-Resonator.

Die elektrische Welle fließt von der Stromquelle über den Wellenleiter zum Koppler. Der Koppler ist als idealer Transformator mit Transformationsverhältnis $1 : n$ dargestellt. Die Impedanz des Wellenleiters ist mit Z_0 bezeichnet. An der Grenze zwischen Koppler und Resonator wird die Welle teilweise reflektiert und gelangt teilweise in den Resonator. Zu allen Zeiten gilt für die beteiligten Spannungen und Ströme an einem beliebigen Meßpunkt im Wellenleiter:

$$V_\mathrm{i} + V_\mathrm{r} = \frac{V_\mathrm{c}}{n}\,, \tag{C.2}$$

$$I_\mathrm{i} - I_\mathrm{r} = I_\mathrm{c} \cdot n\,. \tag{C.3}$$

Dabei ist die Spannung der reflektierten Welle mit V_r, die Spannung der einlaufenden Welle mit V_i und die Spannung des Resonators mit V_c bezeichnet. Die Bezeichnung der Ströme folgt der gleichen Nomenklatur. Gleichung (C.2) läßt sich umschreiben zu

$$V_\mathrm{r} = \frac{V_\mathrm{c}}{n} - V_\mathrm{i}\,. \tag{C.4}$$

Die Spannung der einlaufenden Welle am Koppler-Resonator-Übergang ist proportional zu Wurzel der Vorwärtsleistung

$$V_\mathrm{i} = \kappa \cdot \sqrt{P_\mathrm{inc}}\,, \tag{C.5}$$

wobei der Proportionalitätsfaktor mit κ bezeichnet ist.

Die Spannung V_c/n kann gemessen werden, wenn man die Hochfrequenzleistung ausschaltet. Dann emittiert der Resonator eine Welle der Leistung P_e. Es gilt mit dem gleichen Proportionalitätsfaktor κ:

$$\frac{V_\mathrm{c}}{n} = \kappa \cdot \sqrt{P_\mathrm{e}}\,. \tag{C.6}$$

Die Spannung der reflektierten Welle ist ebenfalls mit dem gleichen Faktor κ proportional zur Wurzel aus der reflektierten Leistung P_ref. Mit den Gleichungen (C.5) und (C.6) wird damit Gleichung (C.4) zu:

$$\sqrt{P_\mathrm{ref}} = \sqrt{P_\mathrm{e}} - \sqrt{P_\mathrm{inc}}\,. \tag{C.7}$$

Daher gilt für die reflektierte Leistung:

$$P_\mathrm{ref} = \left(\sqrt{P_\mathrm{e}} - \sqrt{P_\mathrm{inc}}\right)^2\,. \tag{C.8}$$

Diese Gleichung besagt, daß man die reflektierte Welle zu jeder Zeit als Superposition der vollständig am Koppler-Resonator-Übergang reflektierten Vorwärtswelle und der

vom Resonator emittierten Welle schreiben kann, wobei die Phasendifferenz 180° beträgt. Gleichung (C.8) eingesetzt in Gleichung (C.1) ergibt:

$$\frac{dU}{dt} = 2\sqrt{P_{\text{inc}}}\sqrt{P_{\text{e}}} - (P_{\text{e}} + P_{\text{diss}} + P_{\text{t}}) = 2\sqrt{P_{\text{inc}}}\sqrt{P_{\text{e}}} - P_{\text{total}} \,. \tag{C.9}$$

$$= 2\sqrt{\frac{P_{\text{inc}}\,\omega U}{Q_{\text{ext}}}} - \frac{\omega U}{Q_{\text{L}}} \,. \tag{C.10}$$

Schreibt man diese Gleichung in Termen von $\sqrt{U}$, die proportional zu den elektrischen Feldern sind, so ergibt sich:

$$\frac{d\sqrt{U}}{dt} = \sqrt{\frac{P_{\text{inc}}\,\omega}{Q_{\text{ext}}}} - \frac{\omega\sqrt{U}}{2Q_{\text{L}}} \tag{C.11}$$

$$= \frac{\omega}{2Q_{\text{L}}}\left(\sqrt{U_{\text{max}}} - \sqrt{U}\right) \qquad \text{mit} \qquad U_{\text{max}} = \frac{4P_{\text{inc}}Q_{\text{L}}^2}{Q_{\text{ext}}\omega} \tag{C.12}$$

Man erhält als Lösung dieser Differentialgleichung:

$$\sqrt{U(t)} = \sqrt{U_{\text{max}}}\left(1 - \exp\left(-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}\right)\right) \qquad \text{mit} \qquad \tau_{\text{L}} = \frac{Q_{\text{L}}}{\omega} \tag{C.13}$$

$$U(t) = U_{\text{max}}\left(1 - \exp\left(-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}\right)\right)^2 \tag{C.14}$$

Die elektrischen Felder sind proportional zur Wurzel der gespeicherten Energie. Man erhält also für den zeitlichen Verlauf der Amplituden $E_0(t)$ der elektrischen Felder:

$$E_0(t) = E_0^{\text{max}}\left(1 - \exp\left(-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}\right)\right) \,. \tag{C.15}$$

Die dissipierte Leistung ist zu jedem Zeitpunkt proportional zur gespeicherten Energie U.

$$P_{\text{diss}}(t) = \frac{\omega U(t)}{Q_0} = \frac{\omega U_{\text{max}}}{Q_0}\left(1 - e^{-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}}\right)^2 \tag{C.16}$$

$$= \frac{4P_{\text{inc}}Q_{\text{L}}^2}{Q_0 Q_{\text{ext}}}\left(1 - e^{-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}}\right)^2 \tag{C.17}$$

Die transmittierte Leistung wird damit zu:

$$P_{\text{t}}(t) = \frac{\omega U}{Q_{\text{t}}} = \frac{P_{\text{diss}}Q_0}{Q_{\text{t}}} = \frac{4P_{\text{inc}}Q_{\text{L}}^2}{Q_{\text{t}}Q_{\text{ext}}}\left(1 - e^{-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}}\right)^2 \,. \tag{C.18}$$

Dabei bezeichnet Q_t die externe Güte der Antenne der transmittierten Leistung. Als nächstes soll die zeitliche Änderung der gespeicherten Energie berechnet werden.

$$\frac{dU}{dt} = \frac{4P_{\text{inc}}Q_{\text{L}}^2}{Q_{\text{ext}}\omega} \cdot \frac{d}{dt}\left(\left(1 - e^{-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}}\right)^2\right) \tag{C.19}$$

$$= \frac{4P_{\text{inc}}Q_{\text{L}}}{Q_{\text{ext}}}\left(1 - e^{-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}}\right)e^{-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}} \tag{C.20}$$

Mit der Differentialgleichung (C.1) kann nun die zeitliche Entwicklung der reflektierten Leistung berechnet werden.

$$P_{\text{ref}}(t) = P_{\text{inc}} - P_{\text{diss}}(t) - P_{\text{t}}(t) - \frac{dU}{dt} \tag{C.21}$$

$$P_{\text{ref}}(t) = P_{\text{inc}}\left(1 - \frac{4Q_{\text{L}}^2\left(1 + \frac{Q_0}{Q_t}\right)}{Q_0 Q_{\text{ext}}}\left(1 - e^{-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}}\right)^2 - \frac{4Q_{\text{L}}}{Q_{\text{ext}}}\left(1 - e^{-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}}\right)e^{-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}}\right) \tag{C.22}$$

Es gilt:

$$Q_{\text{L}} = \frac{Q_0}{1 + \beta_{\text{k}} + \beta_{\text{t}}}, \qquad Q_{\text{ext}} = \frac{Q_0}{\beta_{\text{k}}}, \qquad Q_{\text{t}} = \frac{Q_0}{\beta_{\text{t}}}. \tag{C.23}$$

Mit Einführung eines neuen Koppelfaktors β

$$\beta = \frac{\beta_{\text{k}}}{1 + \beta_{\text{t}}} \qquad \Rightarrow \qquad Q_{\text{L}} = \frac{Q_0}{(1 + \beta_{\text{t}})(1 + \beta)}, \qquad Q_{\text{ext}} = \frac{Q_0}{(1 + \beta_{\text{t}})\beta} \tag{C.24}$$

wird Gleichung (C.22) zu:

$$P_{\text{ref}}(t) = P_{\text{inc}}\left(1 - \frac{4\beta}{(1 + \beta)^2}\left(1 - e^{-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}}\right)^2 - \frac{4\beta}{1 + \beta}\left(1 - e^{-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}}\right)e^{-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}}\right). \tag{C.25}$$

Diese Gleichung läßt sich umformen zu:

$$P_{\text{ref}}(t) = P_{\text{inc}}\left(\frac{1 - \beta}{1 + \beta} + \frac{2\beta}{1 + \beta}\exp\left(-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}\right)\right)^2. \tag{C.26}$$

Für den Fall einer angepaßten Antenne ($\beta = 1$) liefert Gleichung (C.26):

$$P_{\text{ref}}(t) = P_{\text{inc}} \cdot \exp\left(-\frac{t}{2\tau_{\text{L}}}\right). \tag{C.27}$$

Im Falle eines unterkoppelten ($\beta_k < 1$) und eines überkoppelten ($\beta_k > 1$) Resonators strebt die reflektierte Leistung für $t \to \infty$ gegen den Wert:

$$P_{\text{ref}}(t \to \infty) = \left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right)^2 P_{\text{inc}} \,. \tag{C.28}$$

Dabei wird die reflektierte Leistung im Fall des unterkoppelten Resonators ($\beta < 1$) niemals Null. Für $\beta > 1$ geht die Amplitude des reflektierten Signals nach einer Zeit $t_0 = 2\tau_L \ln(\frac{2\beta}{\beta-1})$ durch Null und bleibt negativ. Der Verlauf der reflektierten Leistung ist für die drei Fälle des angepaßten, unterkoppelten und überkoppelten Resonators in Abbildung 2.5 (Seite 26) skizziert.

Für die vom Resonator emittierte Leistung liefert Gleichung (C.8):

$$P_e(t) = P_{\text{inc}} \frac{4\beta^2}{(1+\beta)^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{2\tau_L}\right)\right)^2 \,. \tag{C.29}$$

Für $t \to \infty$ wird dies zu:

$$P_e(t \to \infty) = \frac{4\beta^2}{(1+\beta)^2} P_{\text{inc}} \,. \tag{C.30}$$

Diese Leistung wird auch noch direkt nach dem Ausschalten der Vorwärtsleistung emittiert und nimmt dann proportional zu der gespeicherten Energie U ab.

Aus den Gleichungen (C.28) und (C.30) erhält man für β die Lösungen:

$$\beta = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{inc}}}}}{1 \mp \sqrt{\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{inc}}}}} \tag{C.31}$$

$$\beta = \frac{1}{2\sqrt{\frac{P_{\text{inc}}}{P_e}} - 1} \tag{C.32}$$

Mit diesen Beziehungen kann der Koppelfaktor aus Messung der Vorwärtsleistung und der reflektierten Leistung im eingeschwungenen Zustand oder aus der Vorwärtsleistung und der, nach Ausschalten der Vorwärtsleistung, instantan emittierten Leistung bestimmt werden. Die Gleichung (C.31) hat zwei Lösungen. Aus Messung der Vorwärtsleistung und der reflektierten Leistung allein kann daher nicht entschieden werden, ob der Resonator überkoppelt oder unterkoppelt ist.

Im allgemeinen ist die externe Güte der transmittierten Leistung sehr groß (schwache Kopplung) und es kann daher $\beta_t = 0$ gesetzt werden. Dann folgt aus Gleichung (C.24) $\beta = \beta_k$ und mit Gleichung (C.17) für $t \to \infty$:

$$P_{\text{diss}}(t \to \infty) = \frac{4\beta}{(1+\beta)^2(1+\beta_t)} P_{\text{inc}} = \frac{4\beta_k}{(1+\beta_k)^2} P_{\text{inc}} \,. \tag{C.33}$$

Ausschalten der Hochfrequenz:

Nach ungefähr einer Zeit $t = 10 \cdot \tau_L$ ist der stationäre Zustand erreicht ($\tau_L = 0.6$ s für $Q_0 = 2 \cdot 10^{10}$ und angepaßter Kopplung). Es ist dann eine Energie U_{max} von

$$U_{max} = \frac{4P_{inc}Q_L^2}{Q_{ext}\omega} = \frac{4Q_0\beta}{\omega(1+\beta_t)(1+\beta)^2}P_{inc} \tag{C.34}$$

im Resonator gespeichert. Wird das Ende des Rechteckpulszuges zur Zeit $t = 0$ erreicht, so wird Gleichung (C.1) zu

$$\frac{dU}{dt} + P_{total} = \frac{dU}{dt} + \frac{\omega U}{Q_L} = 0 \,, \tag{C.35}$$

mit der Lösung

$$U(t) = U_{max} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) \,. \tag{C.36}$$

Die vom Resonator nach Ausschalten der Hochfrequenz über die Einkoppleantenne emittierte Leistung ist

$$P_e(t) = \frac{\omega U(t)}{Q_{ext}} = \frac{4\beta^2}{(1+\beta)^2}P_{inc}\exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) \,. \tag{C.37}$$

Da keine Vorwärtsleistung mehr vorhanden ist, ist die reflektierte Leistung gleich der emittierten Leistung (vergleiche Gleichung (C.8)).

$$P_{ref}(t) = P_e(t) \tag{C.38}$$

Für die Fälle eines angepaßten ($\beta = 1$), unterkoppelten ($\beta < 1$) und überkoppelten ($\beta > 1$) Resonators ergibt sich direkt nach dem Ende des Rechteckpulszuges zur Zeit $t = 0$ eine reflektierte Leistung von:

$$P_{ref}(t=0) = P_{inc} \qquad \text{für} \qquad \beta = 1 \tag{C.39}$$

$$P_{ref}(t=0) < P_{inc} \qquad \text{für} \qquad \beta < 1 \tag{C.40}$$

$$P_{ref}(t=0) > P_{inc} \qquad \text{für} \qquad \beta > 1 \tag{C.41}$$

Der Verlauf der reflektierten Leistung nach Ausschalten der Hochfrequenz für diese drei Fälle ist ebenfalls in Abbildung 2.5 skizziert.

Anhang D

Wärmeleitfähigkeit von Helium II

Helium ist das einzige Element, das bei normalem Luftdruck von 1 bar nicht in die feste Phase übergeht. Selbst bei Temperaturen nahe des absoluten Nullpunkts ist ein Druck von 25 bar vonnöten, damit Heliumkristalle entstehen (vergleiche Abbildung D.1). Dies hat zwei Ursachen. Zum einen ist die elektromagnetische Abschirmung des Heliumkerns durch die symmetrische Elektronenkonfiguration sehr gut, wodurch die Wechselwirkung der Atome untereinander sehr gering ist. Die Bindungsenergie beträgt dabei maximal $\phi/k_B \approx 10$ K. Hinzu kommt infolge der Unschärferelation eine relativ hohe Nullpunktsenergie W von $W/k_B \approx 24$ K.

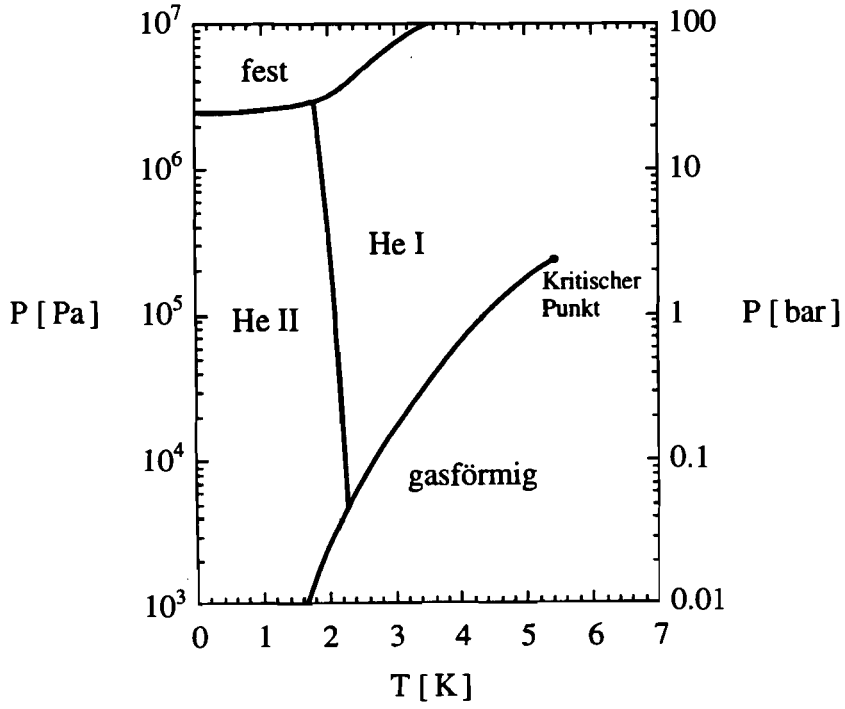


Abbildung D.1: Phasendiagramm von ^{4}He.

Die Existenz der flüssigen Phase in der Nähe des absoluten Nullpunkts macht Helium bei tiefen Temperaturen zu einer Flüssigkeit, bei der quantenmechanische Effekte beobachtbar sind.

Eine weitere Besonderheit von Helium ist ebenfalls im Phasendiagramm (Abbildung D.1 zu erkennen. Helium besitzt keinen Tripelpunkt, bei dem die drei Phasen fest, flüssig und gasförmig nebeneinander auftreten können. Statt dessen befindet sich in dem Phasendiagramm eine sogenannte λ-Linie, die die flüssige Phase in zwei unterschiedliche Flüssigkeiten He I und He II trennt. Helium I kann als klassische Flüssigkeit betrachtet werden. Helium II jedoch besitzt Eigenschaften, zu denen vor allem die verschwindende Viskosität und die sehr hohe Wärmeleitfähigkeit zählen, die nur mit Hilfe quantenmechanischer Beschreibungen erklärt werden können. Kühlt man Helium entlang der Dampfdruckkurve ab, so geschieht der Übergang von He I zu He II bei einer Temperatur von 2.172 K. Die Übergangstemperatur wird auch λ-Punkt genannt. Während des Abkühlens verschwindet nach Erreichen des λ-Punktes die Blasenbildung im Helium schlagartig, da diese infolge der sehr hohen Wärmeleitfähigkeit nicht mehr möglich ist.

Die quantenmechanischen Effekte können mit dem sogenannten Zwei-Flüssigkeitsmodell erklärt werden. Man stellt sich He II als ein Gemisch von zwei durchmischten Flüssigkeiten vor, dem normalen Helium mit allen Eigenschaften einer klassischen Flüssigkeit und dem supraflüssigen Helium[1]. Die normale Komponente von He II hat eine Dichte ρ_n, Viskosität η_n und spezifische Entropie s_n. Dementgegen hat die suprafluide Komponente die Dicht ρ_s, verschwindende Viskosität ($\eta_s = 0$) und spezifische Entropie ($s_s = 0$). Die Abhängigkeit der Dichten der normalen und suprafluiden Komponente von der Temperatur ist in Abbildung D.2 zu sehen.

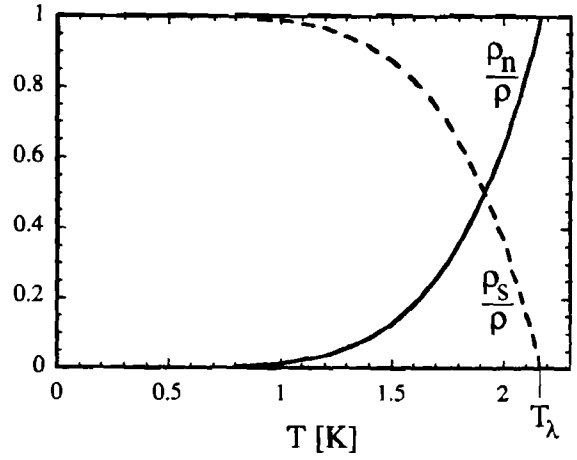


Abbildung D.2: Verhältnis der Dichten der normalen (ρ_n) und suprafluiden (ρ_s) Komponente zur Gesamtdichte ρ von He II als Funktion der Temperatur T.

[1] Wenn im folgenden von suprafluidem Helium die Rede ist, so ist der suprafluide Anteil von He II gemeint. Im Haupttext der Arbeit bezeichnet supraflüssiges oder suprafluides Helium jedoch He II insgesamt.

[4]Helium-Atome haben Gesamtspin Null und gehorchen somit der Bose-Statistik. Bei einem idealen Bose-Gase sammeln sich bei tiefen Temperaturen sehr viele Teilchen im Grundzustand an und bilden ein Kondensat. Dieser Effekt wird Bose-Einstein-Kondensation genannt. Obwohl Helium bei Durchlaufen des λ-Punktes kein Gas mehr ist, ist doch klar, daß es sich bei dem suprafluiden Anteil von He II um ein Bose-Einstein-Kondensat handeln muß.

Die Eigenschaften von He II sind eine lineare Kombination der zwei Komponenten. So gilt für die Dichte:

$$\rho = \rho_{\mathrm{n}} + \rho_{\mathrm{s}} \,. \tag{D.1}$$

Da der suprafluide Anteil keine spezifische Entropie besitzt, wird die Entropie pro Volumeneinheit von He II zu:

$$\rho \cdot s = \rho_{\mathrm{n}} \cdot s_{\mathrm{n}} \,. \tag{D.2}$$

In He II findet bei Wärmetransport immer auch Massentransport statt. Da der suprafluide Anteil keine Entropie besitzt, kann von ihm keine Wärme transportiert werden. Dies kann nur das normalflüssige Helium. Suprafluides Helium fließt zu der Wärmequelle hin, normalfluides Helium entfernt sich von ihr, unter der Randbedingung, daß während dieser internen Konvektion die Gesamtdichte überall konstant bleibt. Für Kanäle, die He II enthalten, können zwei Wärmetransportregionen beobachtet werden, die in Abbildung D.3a schematisch dargestellt sind. Für Wärmestromdichten, die kleiner als eine kritische Wärmestromdichte $q_{\mathrm{c}} = \dot{Q}_c/A$ sind, ist der Temperaturgradient proportional zum Wärmefluß und umso kleiner, je größer der Durchmesser des Kanals ist. Oberhalb der kritischen Wärmestromdichte ist der Temperaturgradient proportional zu einer höheren Potenz des Wärmeflusses. Der Übergang in diese Wärmetransportregion wird als Übergang vom laminaren zum turbulenten Wärmetransport angesehen. Je größer der Durchmesser des Kanals, desto eher geht das System in den turbulenten Wärmetransport über.

Mit dem Zwei-Flüssigkeitsmodell kann sowohl laminare als auch turbulente interne Konvektion durch Kanäle beschrieben werden. Man kann eine Beziehung herleiten, die den Zusammenhang zwischen Betrag des Temperaturgradienten ∇T und Wärmefluß q als Funktion der Temperatur beschreibt [51]:

$$\nabla T = \frac{\beta \eta_{\mathrm{n}}}{d^2(\rho \cdot s)^2 T} \cdot q + \frac{A \cdot \rho_{\mathrm{n}}}{\rho_{\mathrm{s}}^3 s^4 T^3} \cdot q^3 \,. \tag{D.3}$$

Der erste Term beschreibt den laminaren Anteil und ist abhängig vom Durchmesser d des Kanals sowie einem Parameter β, der die geometrische Form des Kanals berücksichtigt ($\beta = 32$ für kreisförmige Röhren). Der zweite Term in Gleichung (D.3) beschreibt den turbulenten Anteil des Wärmetransports. Er ist unabhängig von der

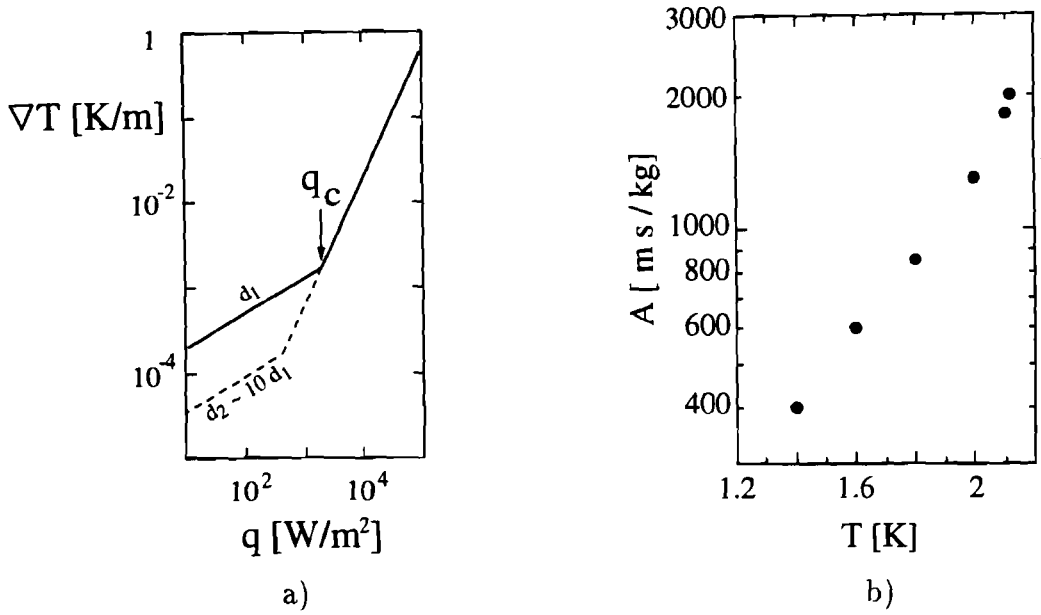


Abbildung D.3: a) Temperaturgradient ∇T in einem mit He II gefüllten Kanal als Funktion des Wärmeflusses q (schematisch). Beim kritischen Wärmefluß q_c geschieht der Übergang von laminarem zu turbulentem Wärmetransport. b) Gorter-Mellink-Parameter A bei Dampfdruck nach einer Messung von Vinen [69].

Form und Größe des Kanals. Die Konstante A ist der sogenannte Gorter-Mellink-Parameter. Dieser Parameter ist ebenfalls temperatur- sowie druckabhängig und muß empirisch bestimmt werden (Abbildung D.3b).

Bei Betrachtung der Temperaturgradienten innerhalb eines Badkryostaten kann der erste Term der Gleichung (D.3) vernachlässigt werden. Turbulenter Wärmetransport dominiert hier. Gleichung(D.3) läßt sich dann umschreiben zu:

$$q^3 = f(T) \cdot \nabla T \,, \qquad \text{mit} \qquad f(T) = \frac{\rho_s^3 s^4 T^3}{A \cdot \rho_n} \,. \tag{D.4}$$

Die Funktion $f(T)$ verhält sich wie ein Wärmeleitkoeffizient, indem sie den Betrag des Temperaturgradienten bei einem vorgegebenen Wärmefluß regelt. In Abbildung D.4 ist die Funktion $f(T)$ als Funktion der Temperatur zwischen 1.4 K und $T_\lambda = 2.17$ K sowie des Druckes zwischen Dampfdruck und 25 bar aufgetragen.

Bei einer Badtemperatur von 1.9 K und Dampfdruck liefert Abbildung D.4 einen Wert von $f(T) = 1.4 \cdot 10^{13}$ W^3/(m^{5}K). Ein Wärmestrom von $q = 1000$ W/m^2 würde in einem mit He II gefüllten Kryostaten einen Temperaturgradienten von $7 \cdot 10^{-5}$ K/m hervorrufen. Hochreines Kupfer besitzt eine Wärmeleitfähigkeit von $\lambda \approx 500$ W/(m·K). Wäre die gleiche Wärmequelle ($q = 1000$ W/m^2) mit hochreinem Kupfer umgeben, so würde im Kupfer ein Temperaturgradient von 2 K/m herrschen. Dies zeigt eindrucksvoll die enorm hohe Wärmeleitfähigkeit von He II.

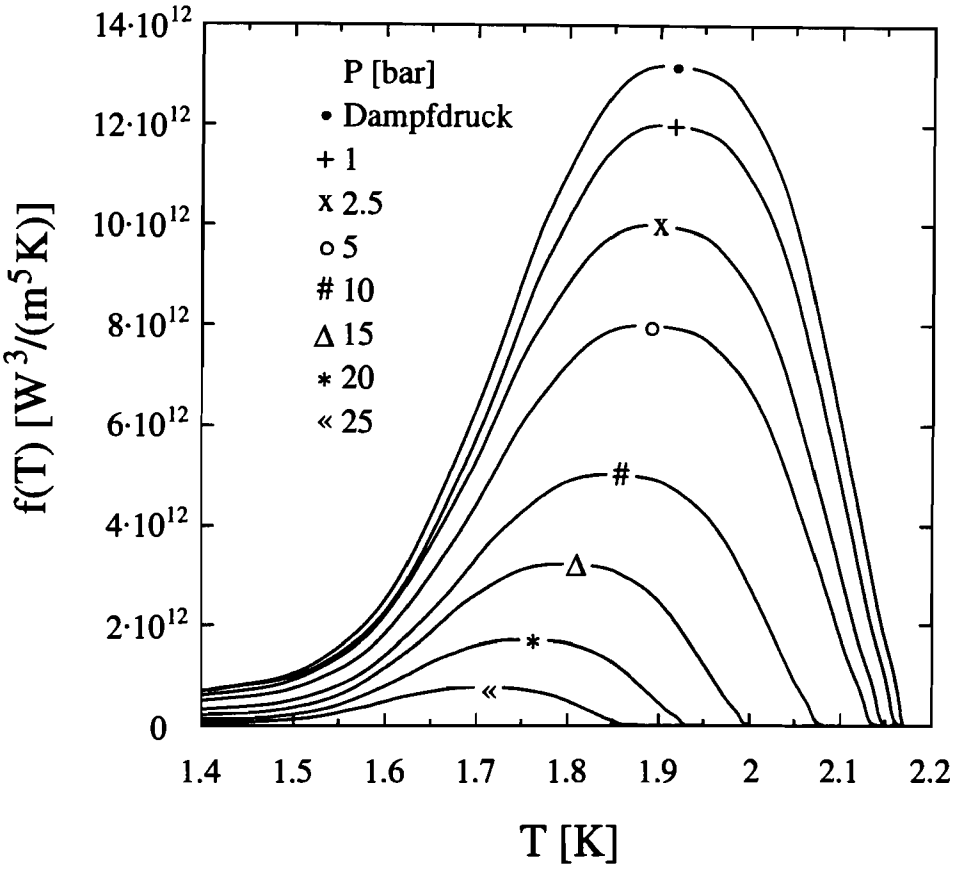


Abbildung D.4: Wärmeleitfunktion $f(T)$ für turbulentes He II [51].

Literaturverzeichnis

[1] TESLA-Collaboration, *A Proposal to Construct and Test Prototype Superconducting RF Structures for Liniear Colliders*, TESLA 93-01.

[2] TESLA-Collaboration, *TESLA TEST FACILITY LINAC-Design Report*, D. A. Edwards editor, TESLA 95-01.

[3] J. P. Turneaure, I. Weissman, *Microwave Surface Resistance of Superconducting Niobium*, J. Appl. Pys. **39** (1968) 4417.

[4] J. P. Turneaure, I. Weissman, *A NB TM_{010} mode cavity with high electric field and Q_0*, Appl. Phys. Lett. **13** (1968) 390.

[5] W. Buckel, *Supraleitung*, VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim (1990).

[6] A. A. Abrikosov, Sov. Phys. JEPT **5** (1957) 1174.

[7] R. B. Flippen, Phys. Lett. **17** (1965) 193.

[8] J. Matricon, D. Saint-James, *Superheating fields in Superconductors*, Physics Letters **24A** (1967) 241.

[9] M. Tigner and H. Padamsee, AIP Conf. Proc. on the SLAC Summer Acc. School 1982, Melvin Month, editor, AIP New York (1983) 801.

[10] L. Kramer, *Stability of the Meissner State and the Mechanism of Spontaneous Vortex Nucleation in Superconductors*, Phsical Review **170** (1968) 475.

[11] M. Peiniger, *Experimentelle Untersuchungen an supraleitenden Nb_3Sn-Resonatoren im Mikrowellenbereich*, Dissertation, Universität Wuppertal (1989).

[12] H. Safa, Persönliche Mitteilung.

[13] J. Halbritter, *New mechanisms causing surface dielectric losses for oxide coated metals*, Proc. 7th Int. Vac. Congr., Wien (1977) 2015.
J. Halbritter, *On RF residual losses in superconducting cavites*, Proceedings of the 2nd Workshop on RF Superconductivity, CERN, Genf, (1984) 427.

[14] R. W. Röth, *Grenzfeldstärken und anomale Verlustmechanismen in supraleitenden Beschleunigungsresonatoren aus Niob*, Dissertation, Universität Wuppertal (1992).

[15] F. L. Palmer, Dissertation, Cornell University (1988) und IEE Trans. Mag. **MAG-23** (1987).

[16] P. Kneisel, B. Lewis, *Additional RF-Surface Resistance in Superconducting Niobium Cavities Caused by Trapped Magnetic Flux*, CEBAF Tech Note, TN 94-028 (1994).

[17] C. Vallet: *Flux Trapping in Superconducting Cavities*, Proc. 3rd European Part. Acc. Conf., EPAC 92, Berlin (1992) 1295.

[18] J. Fuss, Diplomarbeit, Universität Stutgart (1976).

[19] M. Hörmann, *Erstellung von hochwärmeleitfähigem Niob im technischen Maßstab für die Hochfrequenzsupraleitung*, Zeitschrift für Metallkunde, Band 77, Heft 5 (1986) 338-347.

[20] H. Padamsee, IEEE Trans. Mag. **MAG-21** (1985) 1007.

[21] H. Safa, D. Moffat, B. Bonin, F. Koechlin, *Advances in the Purification of Niobium by Solid-State Gettering with Titanium*, Submitted to Journal of Alloys and Compounds.

[22] T. Schilcher, *Wärmeleitvermögen von Niob bei kryogenischen Temperaturen*, Diplomarbeit, Universität Regensburg (1995) und TESLA 95-12.

[23] J. Bardeen, G. Rickayzen, L. Tewordt, *Theory of the Thermal Conductivity of Superconductors*, Phys. Rev. **113** (1959) 982.

[24] L. P. Kadanoff, P. C. Martin, *Theory of Many-Particle Systems. II. Superconductivity*, Phys. Rev. **124** (1961) 670.

[25] R. H. Fowler and L. Nordheim, Proc. Roy. Soc. Lond. **A119** (1928) 173.

[26] R. H. Good, E. W. Müller: *Field Emission*, Handbuch der Physik XXI. S. Flügge ed., Berlin (1956) 176.

[27] B. Bonin, *Field emission and surface conditioning*, Proceedings of the XIVth European Vacuum Conference, Upsala (1994).

[28] M. Jiminez, R. J. Noer, G. Jouve, J. Jodet and B. Bonin, *Electron field emission from large-area cathodes: evidence for the projection model*, J. Phys. D.: Appl. Phys. **27** (1994) 1038-1045.

[29] U. Klein, *Untersuchungen zu Feldbegrenzungsphänomenen und Oberflächenwiderständen von supraleitenden Resonatoren*, Dissertation, Wuppertal (1981).

[30] H. A. Schwettman et al., *Evidence for surface-state-enhanced field emission in rf superconducting cavities*, J. Appl. Phys. **45** (1974) 914.

[31] M. Henzler, W. Göpel *Oberflächenphysik des Festkörpers*. Teubner Studienbücher, Stuttgart (1994).

[32] J. Hölzl, F. K. Schulte, *Solid Surface Physics*, Springer Tracts in Modern Physics Vol. 85, Springer-Verlag (1979).

[33] J. H. Graber, *High Power RF Processing of 3 GHz Niobium Superconducting Accelerator Cavities*, Dissertation, Cornell University (1993).

[34] J. Graber et al., *A Summary of High Peak Power (HPP) RF Processing Studies of 3 GHz Niobium Accelerator Cavities*, Proceedings of the 6th Workshof of RF Superconductivity, CEBAF (1993) 776-793.

[35] C. Crawford et al., *High gradients in linear collider superconducting accelerator cavities by high pulsed power to spress field emission*. Part. Acc. **49** (1995) 1-13.

[36] P. Kneisel et al., *First results on elliptically shaped cavities*, Nuc. Instr. Meth. **188** (1981) 669.

[37] B. Bonin, R. W. Röth, *Q degradation of Niobium cavities due to Hydrogen contamination*, Proceedings of the 5th Workshop on RF Superconductivity, DESY (1991) 210-244.

[38] P. Kneisel, B. Lewis and L. Turlington, *Experience with High Pressure Ultrapure Water Rinsing of Niobium Cavities*, Proceedings of the 6th Workshop on RF Superconductivity, CEBAF (1993) 628-636.

[39] T. Weiland, DESY **82**-015 (1982).

[40] K. Halbach, R. F. Holsinger, Part. Acc. **7** (1976) 213.

[41] D. Moffat et al., *Studies on the Nature of Field Emission Sites*, Proceedings of the 5th Workshop on RF Superconductivity, DESY (1991) 245-284.

[42] T. Hays, H. Padamsee, *Response of Superconducting Cavities to High Peak Power*, Proceedings of the 1995 Particle Accelerator Conference, Dallas (1995).

[43] J. Graber, N. Black, H. Padamsee, M. Pekeler, *A New Limit to the Maximum RF Magnetic Field for Niobium*, Proceedings of the 6th Workshof of RF Superconductivity, CEBAF (1993).

[44] P. Kneisel, IEE Trans. Mag. **MAG-23** (1987) 1417.

[45] H. Padamsee et al., Proceedings of the 1987 Particcle Accelerator Conference, Washington (1987), IEEE Cat. No. 87CH2387-9 (1987) 1824.

[46] Ph. Bernard et al., Proceedings of the 11th International Conference on High Energy Accelerators, CERN (1980) 878.

[47] J. Knobloch, H. Muller, H. Padamsee, *Design of a High Speed. High Resolution. Thermometry System for 1.3 GHz Superconducting Radio Frequency Cavities*, SRF 940419-03, Cornell University, to be published in Review of Scientific Instruments.

[48] D. Tilley, J. Tilley, *Superfluidity and Superconductivity*, Graduate Student Series in Physics, Adam Hilger, New York (1990).

[49] A. Mattheisen, persönliche Mitteilung.

[50] Y. S. Touloukian, E. H. Buyco, *Specific heat: Nonmetallic solids*, Thermophysical properties of matter, The TPRC data series 5, IFI/Plenum Press, New York (1970).

[51] S. W. Van Sciver, *Helium Cryogenics*, Plenum Press, New York (1986).

[52] M. Fouaidy, *Ètude du comportement de l'Hèlium superfluide soumis á des flux des chaleur provoquant des changements de phase en parol*, Dissertation, Universitè Paris VI (1988).

[53] M. Fouaidy, T. Junquera, A. Caruette, *Surface Temperature Measurements on Superfluid Helium*, Proceedings of the 5th Workshop on RF Superconductivity, DESY (1991).

[54] K. Mittag, *Kapitza conductance and thermal conductivity of copper, niobium and aluminium in the range from 1.3 to 2.1 K*, Cryogenics (1973) 94-99.

[55] M. Boucheffa, Dissertation, Orsay (1995).

[56] T. Fuljahn, *Untersuchung zu Feldemission in supraleitenden Kavitäten*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1995).

[57] M. Fouaidy, persönliche Mitteilung.

[58] C. Stolzenburg, persönliche Mitteilung.

[59] J. Sekutowicz, *2D FEM Code with third order approximation for RF cavity computation*, Proceedings of the 1994 International Linac Conference, Tsukuba (1994) 284-286.

[60] W. Hartung ed., Cornell Report SRF/D-910124-24.
R. Ferraro, R. Kahn, W. Hartung, T. G. Flynn, *Field emission Studies: An Owners Manual, Part Five: Guide to Multipacting / Field Emission Simulation Software*, Cornell Report, to be published.

[61] V. S. Fomenko, *Handbook of Thermionic Properties: Work functions and Richardson constants of elements and compounds*, Plenum Press, New York (1966)

[62] C. Stolzenburg, *Untersuchung zur Entstehung von Dunkelstrom in supraleitenden Beschleunigungsstrukturen*, Dissertation, Universität Hamburg (1996).

[63] Q. S. Shu, K. Gendreau, W. Hartung, J. Kirchgessner, D. Moffat, R. Noer, H. Padamsee, D. L. Rubin, J. Sears, *Influence of Condensed Gas on Field Emission and Performance of Superconducting RF Cavities*, IEEE Trans. Mag. **Mag 25-2** (1989) 1868.

[64] Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie, Niob Teil A, Verlag Chemie GmbH Weinheim / Bergstr. (1969).

[65] M. Wutz, H. Adam, W. Walcher, *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, Fried. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig (1988).

[66] M. Champion, *RF Input Couplers and Windows: Performances, Limitations and recent Developements*, Proceedings of the 7th Workshop on RF Superconductivity, CEA-Saclay, Gif-sur-Yvette, France (1995).

[67] E. Kako et al., *Activities of High Gradient SC Cavities at KEK*, Proceedings of the 7th Workshop on RF Superconductivity, CEA-Saclay, Gif-sur-Yvette, France (1995).

[68] Q. S. Shu, W.-D. Möller, M. Pekeler, D. Proch, *Experimental Investigation of Quenches in Superfluid He of TESLA 9-Cell Superconducting Cavities*, Proceedings of the 7th Workshop on RF Superconductivity, CEA-Saclay, Gif-sur-Yvette, France (1995).

[69] W. F. Vinen, *Experiments on Steady Heat Currents*, Proc. R. Soc. Lon. **A 242** (1957) 493.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich meinem Betreuer Prof. Dr. Peter Schmüser danken, der für mich in allen Phasen der Doktorarbeit ein wichtiger Ansprechpartner war. Auch für die kritische Durchsicht des Manuskripts danke ich ihm recht herzlich.

Prof. Dr. Hasan Padamsee danke ich für die herzliche Aufnahme in das Newman Laboratory for Nuclear Studies der Cornell University in Ithaca, an dem ich die Möglichkeit hatte, die Grundlagen der Hochfrequenzsupraleitung kennenzulernen. Er überließ mir auch den Testresonator LDP1, wofür ich ihm Dank schulde. Unter der hervorragenden Anleitung von Dr. Curtis Crawford wurde ich im Newman Lab. mit der HPP-Technik vertraut. Joel Graber beendete in dieser Zeit seine Dissertation, war aber trotzdem zu Diskussionen über Eishockey und Test-Resultaten bereit. Zusammen mit ihm, Walter Hartung, Tom Hays und Jens Knobloch wurde die Zeit im Labor nie lang.

Thomas Fuljahn hat mir im Rahmen seiner Diplomarbeit bei dem Aufbau des Experimentes und der Duchführung der Meßreihen geholfen, wofür ich ihm sehr dankbar bin. Daneben danke ich Mark Champion, Curtis Crawford, Joel Graber, Axel Matheisen und Wolf-Dietrich Möller für ihre Hilfe bei der Präparation des Resonators und der Montage des Teststandes sowie für die gute Stimmung bei den Testmessungen. Der Kryo-Gruppe um Rolf Lange danke ich für den Betrieb der Kälteanlage auch zu nachtschlafenden Zeiten. Matthias Stolper überließ mir für eine recht lange Zeit einen Teil seiner Werkstatt und beriet mich bei der Verdrahtung des Sensorsystems.

Ich möchte mich auch bei den Herren Dr. Dieter Proch und Dr. Martin Leenen bedanken, ohne deren Unterstützung die Experimente nicht hätten durchgeführt werden können.

Mit Dr. Thomas Junquera, Dr. Mohamed Fouaidy und Dr. Alexander Caruette konnten Testmessungen in Orsay, Frankreich, durchgeführt werden, wofür ich mich bedanke. Dr. Bernard Bonin vom CEA-Saclay-Institut in Gif-Sur-Yvette danke ich für anregende Diskussionen.

Allen Kollegen der Kaffeerunde sei für die gute Atmosphäre gedankt. Ich habe im Bereich der Physik viele nette Menschen kennengelernt, die sich meistens ihrer Grenzen bewußt sind und ohne viel Eitelkeiten durchs Leben kommen. Ein Wehrmutstropfen bleibt, es finden sich zu wenig Frauen.

Ich möchte mich bei meinen Eltern dafür bedanken, daß sie mir das Studium ermöglicht haben. Zum Schluß und besonders danke ich meiner lieben Frau Katrin für ihr Verständnis und die schöne Zeit, die wir schon so lange zusammen verbringen.