



KfK 2676
August 1978

**Untersuchung der Temperatur-
und Frequenzabhängigkeit des
Oberflächenwiderstandes
supraleitender Nb-Resonatoren
zwischen 12 und 18 GHz**

W. Meyer
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 2676

UNTERSUCHUNG DER TEMPERATUR- UND FREQUENZABHÄNGIGKEIT
DES OBERFLÄCHENWIDERSTANDES SUPRALEITENDER NIOB-RESONATOREN
ZWISCHEN 12 UND 18 GHz MIT ENTWURF UND BAU EINES
DAFÜR GEEIGNETEN HOCHFREQUENZMESSPLATZES*

W. Meyer

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

*von der Fakultät für Elektrotechnik der
Universität (TH) Karlsruhe genehmigte Dissertation

Zusammenfassung

Alle bisherigen Messungen an supraleitenden Niob-Resonatoren beschränken sich auf den Frequenzbereich unterhalb von 12 GHz. Die vorliegende Arbeit berichtet erstmals über die Untersuchung der Temperatur- und Frequenzabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes von supraleitendem Niob zwischen 12 und 18 GHz. Für die mögliche Anwendung in Beschleunigern sind zwar vor allem die in TM-Moden erreichbaren Werte interessant, da aber gleichzeitig auch TE-Moden angeregt werden können, ergeben sich Vergleichsmöglichkeiten.

Die Abmessungen $D = L = 40$ mm sind so gewählt, daß der Resonator in Obermoden betrieben wird. Dadurch vereinfacht sich die Fertigung insbesondere der Kopplung und die spätere Handhabung. Es wird eine feste magnetische Lochkopplung verwendet. Da der Resonator in einer geflanschten und in einer geschweißten Ausführung hergestellt wurde, konnte auch der Einfluß einer Flanschverbindung ("Joint") untersucht werden.

Die mit dem neu aufgebauten HF-Meßplatz gewonnenen Meßergebnisse stimmen nach Subtraktion des Restwiderstandes R_{res} in Temperatur- und Frequenzabhängigkeit gut mit dem Oberflächenwiderstand R_{s1} der BCS-Theorie überein. Der aus dem Temperaturverlauf bestimmte Gapparameter Δ/kT_c liegt zwischen 1.94 und 1.98. Die Frequenzabhängigkeit von R_{s1} zeigt mit $R_{s1} \sim f^{1.62}$ den für Niob erwarteten Verlauf. Die höchste Güte war im geflanschten Resonator $1.7 \cdot 10^9$ ($f_0 = 13.260$ GHz) und im geschweißten $1.8 \cdot 10^9$ ($f_0 = 13.310$ GHz), jeweils gemessen in einem TE-Modus bei $T = 1.3$ K. Der Restwiderstand steigt mit f^2 und stärker an und ist besonders groß im geflanschten Resonator in Moden mit Strömen über den "Joint".

Investigation on the temperature and frequency dependence of the surface resistance of superconducting niobium cavities between 12 and 18 GHz including the design and installation of a suitable RF set-up.

Abstract

Up to now, all measurements on superconducting niobium cavities are restricted to the frequency range below 12 GHz. This paper reports on the investigation of the temperature and frequency dependence of the surface resistance of superconducting niobium between 12 and 18 GHz. Beside the study of TM modes which are important for accelerators, TE modes have been measured also to be able to separate between different loss mechanisms.

The dimensions $D = L = 40$ mm are chosen so that the cavity is operated in higher order modes. Thereby the fabrication, especially of the coupling, and the handling of the cavity is simplified. We use a fixed magnetic hole coupling. Because the cavity was fabricated in a flanged and in a welded model, the influence of a joint could also be studied.

After subtracting the residual resistance R_{res} the measured values obtained by the newly installed RF set-up fit in temperature and frequency dependence the superconducting surface resistance R_{s1} in the framework of the BCS-theory. The gap parameter Δ/kT_c determined from the temperature dependence lies between 1.94 and 1.98. The frequency dependence of R_{s1} shows with $R_{s1} \sim f^{1.62}$ the for Nb expected shape. The highest Q_0 in the flanged cavity was $1.7 \cdot 10^9$ ($f_0 = 13.260$ GHz) and in the welded one $1.8 \cdot 10^9$ ($f_0 = 13.310$ GHz), measured in each case in a TE mode at $T = 1.3$ K. The residual resistance increases with f^2 and stronger and is especially high in the flanged cavity in modes with currents across the joint.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
<u>1. Einleitung</u>	1
<u>2. Theoretische Grundlagen</u>	5
2.1 Definition der Oberflächenimpedanz	5
2.2 Der Oberflächenwiderstand in supraleitenden Resonatoren	6
2.2.1 Der supraleitende Anteil R_{s1} des Oberflächenwiderstandes in der Meissner-Phase	7
2.2.2 Der Restwiderstand R_{res}	9
2.3 Resonatordaten	10
2.3.1 Resonanzfrequenzen	10
2.3.2 Geometriefaktoren	12
2.3.3 Kopplung	14
2.4 Meßverfahren	18
<u>3. Der Meßplatz und die Versuchsvorbereitungen</u>	25
3.1 Hochfrequenzaufbau	25
3.1.1 Steuerung des Gunn-Oszillators	28
3.1.2 Frequenzregelung	31
3.2 Kryotechnischer Aufbau	35
3.3 Herstellung und Präparation der Resonatoren	38
<u>4. Meßergebnisse</u>	40
4.1 Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes	40
4.2 Frequenzabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes	44
4.3 Frequenzabhängigkeit des Restwiderstandes	47
4.4 Fehlerbetrachtung	48
4.5 Diskussion der Meßergebnisse	50
<u>5. Zusammenfassung</u>	53
Literaturverzeichnis	55

1. EINLEITUNG

Bei der Untersuchung elektrischer Leiter im Tieftemperaturbereich entdeckte Kamerlingh Onnes im Jahre 1911 die Supraleitung, das plötzliche Absinken des elektrischen Widerstandes einiger Elemente und Verbindungen in der Nähe des absoluten Temperaturnullpunktes. Durch genaue Messungen weiß man heute, daß sich der Gleichstromwiderstand beim Übergang von der Normal- zur Supraleitung mindestens um einen Faktor 10^{14} verringert und somit praktisch verschwindet. Anders sieht es dagegen bei hochfrequenten Wechselströmen aus. Zwar gibt es nach Einsetzen der Supraleitung bei der Sprungtemperatur (Übergangstemperatur zwischen Normal- und Supraleitung) weiterhin eine deutliche Widerstandserniedrigung, die allerdings mit steigender Frequenz kontinuierlich abnimmt, bis bei einer oberen Grenzfrequenz die Supraleitung zusammenbricht. Außerdem bleibt bei $T \rightarrow 0 \text{ K}$ ein Restwiderstand, der im wesentlichen durch die Beschaffenheit der Oberfläche bestimmt wird.

Im Jahre 1940 berichtete erstmals H. London¹ über Untersuchungen an supraleitendem Zinn bei 1.46 GHz. Danach folgte eine Reihe von Messungen an verschiedenen supraleitenden Materialien, wobei vor allem der Einfluß der Parameter Frequenz, Temperatur und elektromagnetisches Feld interessierte, und es entstanden die ersten theoretischen Modelle der Hochfrequenzsupraleitung. Die 1957 veröffentlichte Theorie von Bardeen, Cooper und Schrieffer² (BCS-Theorie) mit ihren späteren Erweiterungen ermöglicht heute eine hinreichend gute Beschreibung aller Phänomene.

Vor etwa 15 Jahren begann dann die technische Anwendung der HF-Supraleitung, nachdem es gelungen war, supraleitende Hohlraumresonatoren mit hoher Feldstärke und Güte bzw. niedrigen HF-Verlusten herzustellen. Insbesondere hoffte man, diese Vorteile beim Bau kernphysikalischer Großgeräte wie Teilchenbeschleuniger oder Teilchenseparator nutzen zu können, was sich mittlerweile in mehreren Fällen³ bestätigt hat. Durch die Verbesserung der Güte - gegenüber Kupferresonatoren gleicher Geometrie bei 300 K sind Verbesserungsfaktoren von 10^5 bis 10^6 bei 1.8 K möglich - wurden die HF-Verluste so weit reduziert, daß man vom bis dahin üblichen

Pulsbetrieb zum kontinuierlichen Betrieb übergehen konnte. Aber auch beim Bau hochstabiler Oszillatoren ⁴ oder extrem schmalbandiger Filter und bei der verlustarmen Nachrichtenübertragung ⁵ eröffneten sich durch die HF-Supraleitung neue Möglichkeiten. Zunächst verwendete man vor allem Blei mit der Sprungtemperatur $T_c = 7.2$ K, das galvanisch auf Kupfer aufgebracht wurde. Etwa ab 1970 wurde es mehr und mehr durch massives Niob mit $T_c = 9.25$ K ersetzt, das u.a. ein höheres kritisches Feld aufweist und somit für Hochfeldanwendungen besser geeignet ist als Blei. Inzwischen gibt es zwischen 0.1 und 12 GHz eine Vielzahl von Messungen ⁶⁻¹¹ an Nb-Resonatoren. Dabei wurden bis 1 GHz Wendelresonatoren und darüber Hohlraumresonatoren verwendet.

Die vorliegende Arbeit berichtet über erste Untersuchungen an supraleitenden Nb-Resonatoren zwischen 12 und 18 GHz, und zwar in Abhängigkeit von Temperatur und Frequenz. Den Anstoß dazu gaben die Überlegungen zum Bau eines Hochspannungselektronenmikroskopes ¹², dessen Elektronenstrahl mit einer Endenergie von 3 oder 5 MeV mit Hilfe einer supraleitenden Feldemissionsquelle, bestehend aus einem HF-Resonator und einer in seiner Achse angeordneten Emissionsspitze, und einem ebenfalls supraleitenden Beschleuniger erzeugt werden soll. Zwischen beiden befindet sich noch ein sog. Buncher zur Bündelung und Phasendrehung der aus der Quelle kommenden Teilchen (Bild 1).

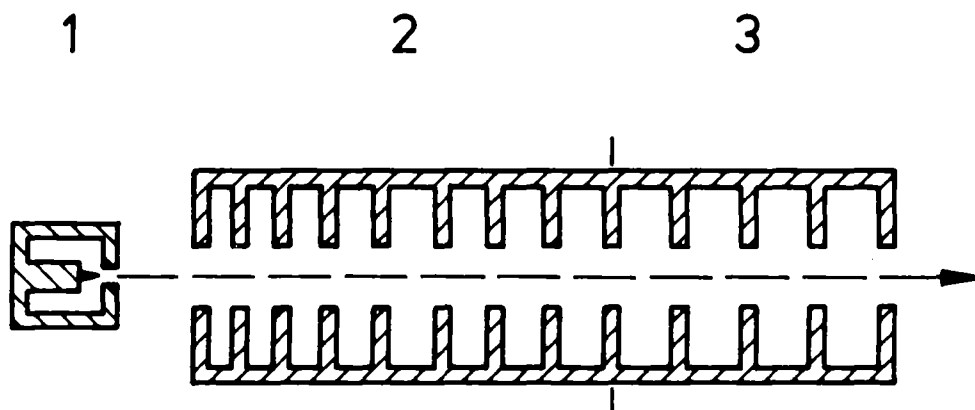


Bild 1: Prinzip der Elektronenstrahlerzeugung beim supraleitenden Elektronenmikroskop ¹²

1 - Feldemissionsquelle; 2 - Buncher; 3 - Beschleuniger

Buncher und Beschleuniger bestehen aus einer Kette gekoppelter Mikrowellenresonatoren ("Runzelröhre" ¹³) mit einer Betriebsfrequenz von 3 GHz. Um die Phasenbreite der Teilchenpakete vor dem Einschluß in den Buncher gering zu halten und damit die weiteren Strahlkorrekturen zu vereinfachen, ist ein möglichst großes Frequenzverhältnis zwischen Quelle und Beschleuniger erforderlich. Passow ¹² schlägt einen Faktor 8 vor, so daß die Feldemissionsquelle eine Betriebsfrequenz von 24 GHz hätte. Aus verschiedenen Gründen ist diese Frequenz bzw. der Frequenzbereich von 18 bis 26 GHz für die geplanten Messungen jedoch weniger geeignet, und zwar

1. wegen der Resonanzabsorption der Millimeterwellen ^{14,15} (Bild 2).

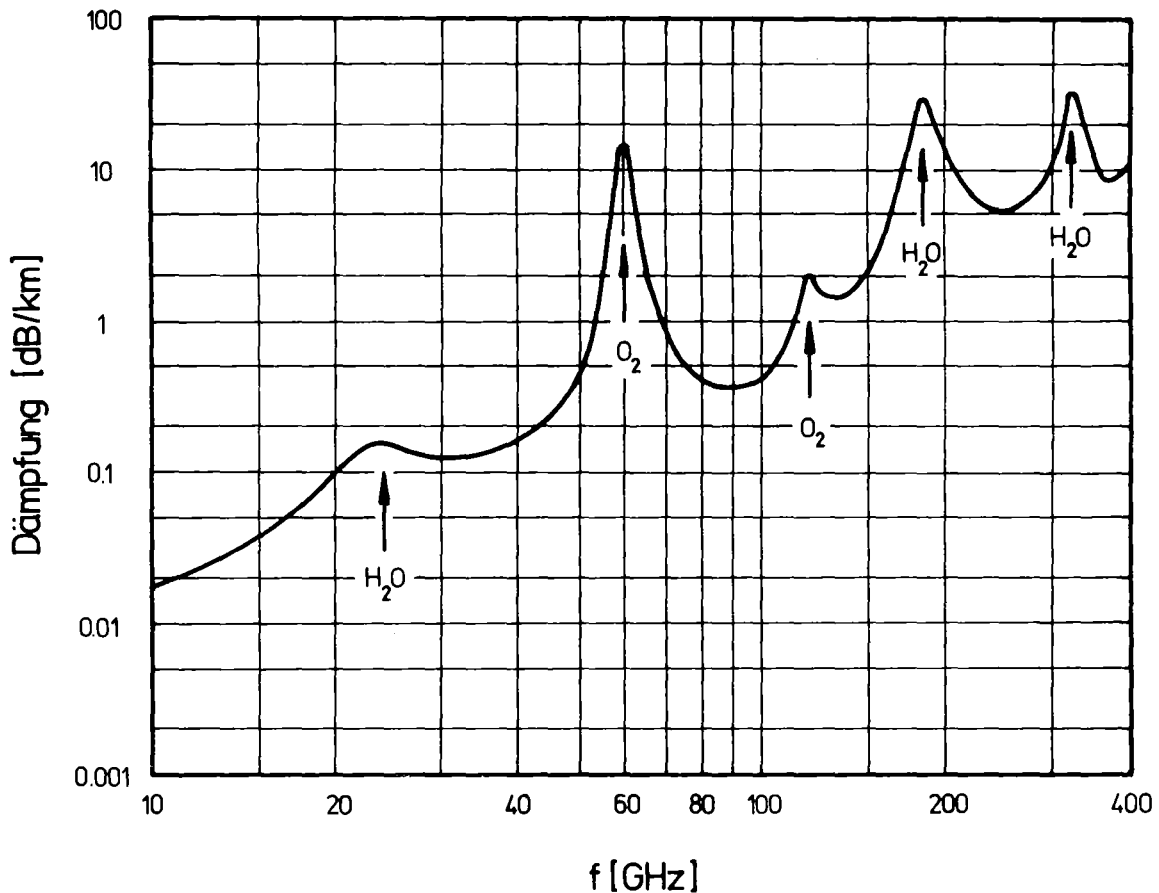


Bild 2: Mittlere atmosphärische Dämpfung von Millimeterwellen ¹⁵

Bei 24 GHz liegt gerade ein Maximum in der Dämpfung (0.2 dB/km), hervorgerufen durch den atmosphärischen Wasserdampf. Deshalb ist die Auswahl an industriell gefertigten Geräten und Bauteilen für diesen Frequenzbereich nicht sehr groß.

2. wegen der ausschließlichen Verwendung von Hohlleiterbauteilen. Für die Verbindung der einzelnen Geräte ist eine große Anzahl verschiedener Leitungsstücke (z. B. Krümmer, gerade Hohlleiterstücke usw.) nötig. Bei Frequenzen bis 18 GHz kann man hingegen noch auf flexible Koaxialkabel zurückgreifen, deren Dämpfungswerte ¹⁶ seit einiger Zeit unter 2 dB/m bei 18 GHz liegen. Damit halten sich die Leistungsverluste auf den kurzen Leitungsabschnitten innerhalb des Versuchsaufbaus in vertretbaren Grenzen.

Eine zweite Abweichung vom ursprünglichen Konzept ¹² ergab sich aus der geometrischen Form der Quelle. Das für die Feldemission benötigte hohe axiale elektrische Feld wird in einem kapazitiv belasteten Resonator (Bild 3a) erreicht. Der geringe Abstand zwischen dem Mittelstempel und der gegenüberliegenden Stirnfläche führt zu einer starken Feldkonzentration und damit bei gegebener gespeicherter Energie zu hohen Feldstärken.

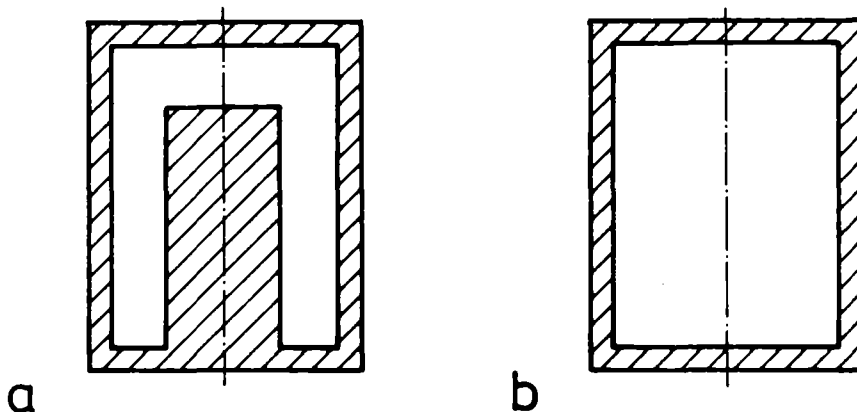


Bild 3: Verschiedene Hohlraumresonatoren

- a) kapazitiv belasteter, kreiszylindrischer Resonator
- b) einfacher kreiszylindrischer Resonator

Die Eigenschaften solcher Resonatoren lassen sich mit hinreichender Genauigkeit im allgemeinen nur mit aufwendigen Computerprogrammen berechnen, die sich dann meistens nur auf einige spezielle

Eigenschwingungen beschränken. Die Messungen wurden deshalb an kreiszylindrischen Resonatoren (Bild 3b) mit Resonanzfrequenzen zwischen 12 und 18 GHz vorgenommen, deren Feld- und Stromverteilungen und sonstige charakteristische Größen recht einfach theoretisch erfaßbar sind.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1 Definition der Oberflächenimpedanz

Solange die Eindringtiefe sehr viel kleiner ist als die Vakuumwellenlänge und der Krümmungsradius bzw. die Rauigkeit der Metalloberfläche, kann das Feld im Metall durch das Feld einer ebenen transversalen Welle approximiert werden¹⁷⁻¹⁹. Der Zusammenhang zwischen den Tangentialkomponenten des elektrischen und magnetischen Feldes $\vec{E}_t(z,t)$ bzw. $\vec{H}_t(z,t)$ einer solchen Welle ist an der Oberfläche durch

$$\vec{E}_t(0,t) = Z [\vec{H}_t(0,t) \times \vec{n}_z] \quad (1)$$

gegeben. Z ist die komplexe Oberflächenimpedanz, die auch für nichtlokale Zusammenhänge definiert ist, und \vec{n}_z der ins Metall zeigende Einheitsvektor der Oberflächennormalen. Die Feldkomponenten sind außerdem über die Maxwell'sche Gleichung

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2)$$

miteinander verknüpft. Für zeitlich periodische Felder ($\sim e^{j\omega t}$) folgt aus (1) und (2):

$$Z = j\omega\mu_0 \int_0^\infty \frac{H_t(z)}{H_t(0)} dz = R_0 + jX_0 \quad (3)$$

Dabei wird von der Oberfläche bei $z = 0$ in das Metall hinein über z integriert. R_o ist der Oberflächenwiderstand und X_o die Oberflächenreaktanz, die gemäß

$$X_o = j\omega\mu_0\lambda_H \quad (4)$$

proportional zur Eindringtiefe λ_H des Magnetfeldes ist.

2.2 Der Oberflächenwiderstand in supraleitenden Resonatoren

Alle bisherigen Messungen an supraleitenden Resonatoren zeigen bei niedrigen HF-Feldstärken die gleiche typische Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes. Bei Verringerung der Temperatur sinkt R_o zunächst exponentiell mit $-\frac{1}{T}$, nähert sich aber im weiteren Verlauf asymptotisch einem nahezu temperaturunabhängigen Wert. Die Subtraktion dieser als Restwiderstand R_{res} bezeichneten Größe von den jeweiligen Meßpunkten ergibt für $T \leq T_c/2$ einen exponentiellen Zusammenhang. Üblicherweise analysiert man den gemessenen Oberflächenwiderstand daher durch Aufspaltung in einen supraleitenden Anteil R_{sl} , der auch als Funktion verschiedener Parameter berechnet werden kann, und einen Restwiderstand R_{res} . Eine Änderung der Frequenz bei konstanter Temperatur zeigt, daß die beiden Anteile des Oberflächenwiderstandes auch frequenzabhängig sind.

$$R_o(f,T) = R_{sl}(f,T) + R_{res}(f) \quad (5)$$

Bei höheren Feldstärken ist außerdem noch eine Abhängigkeit vom Magnetfeld ^{20,21} zu beobachten, auf die in dieser Arbeit aber nicht eingegangen wird.

2.2.1 Der supraleitende Anteil R_{s1} des Oberflächenwiderstandes in der Meissner-Phase

In der Meissner-Phase verdrängt jeder Supraleiter ein Magnetfeld aus seinem Inneren, solange ein kritisches Feld nicht überschritten wird. Dieser Vorgang ist wegen der endlichen Dichte der Abschirmströme jedoch nicht vollkommen, so daß eine dünne Oberflächenschicht bleibt, in der das äußere Feld wie

$$H(z) = H(z=0)e^{-z/\lambda_L} \quad (6)$$

abklingt. Die Eindringtiefe λ_L - auch London-Eindringtiefe ²² genannt - ist gemäß

$$\lambda_L = \sqrt{m/\mu_0 e^2 n_s} \quad (7)$$

eine Funktion der Masse m und der Dichte n_s der supraleitenden Ladungsträger.

Ein qualitatives Verständnis des supraleitenden Anteils R_{s1} im Oberflächenwiderstand ermöglicht das Londonsche Zweiflüssigkeitsmodell ¹. Es geht davon aus, daß im Supraleiter bei einer Temperatur T eine normal- und eine supraleitende Komponente vorhanden sind. Die supraleitende Komponente trägt verlustlose Ströme, die die Abschirmung bewirken und das Magnetfeld nur in eine dünne Schicht eindringen lassen. Die normalleitende Komponente absorbiert Energie ähnlich wie die im elektrischen Feld beschleunigten normalleitenden Elektronen, die durch Stöße mit dem Gitter ihre Energie verlieren.

Dieses Modell gibt zwar die prinzipielle Temperatur- und Frequenzabhängigkeit wieder, eine quantitative Aussage läßt aber erst die BCS-Theorie ² zu. Halbritter ²² nutzt sie bei seiner detaillierten Untersuchung von R_{s1} . Er diskutiert die Abhängigkeit von der Temperatur T , von der Frequenz f , vom Gapparameter Δ/kT_c (Gap = Ener-

gielücke), von der London-Eindringtiefe λ_L , von der Kohärenzlänge ξ_F und von der mittleren freien Weglänge l der Elektronen. Die wichtigsten Resultate lassen sich für $T \leq T_c/2$ und $hf < \Delta/10$ - h ist das Plancksche Wirkungsquantum mit $h = 6.625 \cdot 10^{-34} \text{ Ws}^2$ bzw. $h = 4.135 \cdot 10^{-16} \text{ eVs}$ - wie folgt zusammenfassen:

1. Temperaturabhängigkeit für $T \leq T_c/2$:

$$R_{s1} \sim \frac{1}{kT_c} \frac{T_c}{T} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT_c} \frac{T_c}{T}\right) \quad (8)$$

2. Frequenzabhängigkeit:

$$R_{s1} \sim f^\alpha \quad \text{mit } 1.5 \leq \alpha \leq 2.0 \quad (9)$$

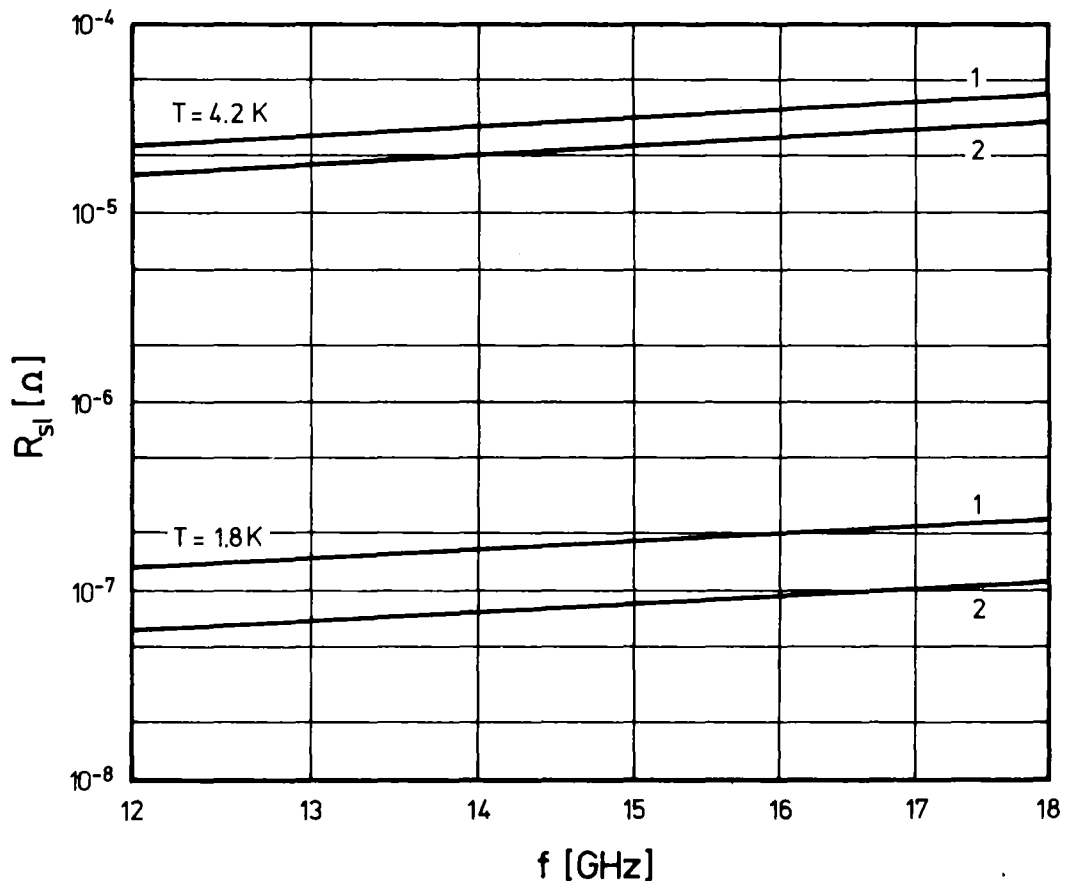


Bild 4: Supraleitender Anteil R_{s1} des Oberflächenwiderstandes nach der BCS-Theorie mit den Parametern $\Delta_1(T=0K)/kT_c = 1.85$, $\Delta_2(T=0K)/kT_c = 2.00$, $\lambda_L(T=0K) = 32 \text{ nm}$, $\xi_F(T=0K) = 61 \text{ nm}$, $T_c = 9.25 \text{ K}$, $l = 35 \text{ nm}$

Außerdem entwickelte er ein Computerprogramm ²³, mit dem die theoretische Berechnung von R_{s1} als Funktion von Temperatur und Frequenz bei Vorgabe der genannten Materialparameter möglich ist. In Bild 4 sind die Ergebnisse für den Frequenzbereich zwischen 12 und 18 GHz mit dem für Niob typischen $\Delta/kT_c = 1.85$ wiedergegeben, wobei eine diffuse Streuung der Elektronen an der Oberfläche angenommen wurde. Bei spiegelnder Reflexion liegen die Werte um etwa 4.5 % höher. Die Parameterabhängigkeit wird aber nicht beeinflusst. Da sich bei den Messungen ein etwas größerer Gapparameter ergab, enthält dieses Diagramm auch die R_{s1} -Werte für $\Delta_2/kT_c = 2.00$.

2.2.2 Der Restwiderstand R_{res}

Der Restwiderstand R_{res} beschreibt die Abweichung des gemessenen Oberflächenwiderstandes R_o vom supraleitenden Anteil R_{s1} bei tiefen Temperaturen, wo er im wesentlichen die HF-Verluste bestimmt. Sein unterschiedliches Verhalten bei den bisherigen Messungen läßt eine ganze Reihe von Ursachen ²⁴⁻²⁶ als möglich erscheinen. Wegen seiner Temperaturunabhängigkeit ²⁷ hängt er jedoch nicht mit den supraleitenden Eigenschaften des Materials zusammen, wird aber sehr stark durch die Oberflächenbehandlung beeinflusst. Er kann von Präparation zu Präparation um mehrere Größenordnungen schwanken. Durch Verbesserung der Präparationstechniken ist es gelungen, z.B. bei 3 GHz Restwiderstände von $10^{-9} \Omega$ zu erreichen ²⁸.

Die Frequenzabhängigkeit des Restwiderstandes, die als einzige Parameterabhängigkeit gemessen und mit der Theorie verglichen werden kann, läßt sich durch

$$R_{res} \sim f^\alpha \quad \text{mit } 0 \leq \alpha \leq 2 \quad (10)$$

wiedergeben, wobei allerdings zu berücksichtigen ist, daß der Rest-

widerstand oft durch lokale schlechte Stellen bestimmt wird. Bislang gibt es aber mit Ausnahme der HF-Messung keine Möglichkeit, zwischen "guten" Oberflächen mit kleinem R_{res} und "schlechten" mit hohem R_{res} zu unterscheiden.

2.3 Resonatordaten

Der Oberflächenwiderstand supraleitender Materialien wird bei diesen hohen Frequenzen in kreiszylindrischen Hohlraumresonatoren gemessen. Ihre Eigenschaften lassen sich ohne größeren Aufwand berechnen, im Gegensatz zu komplizierteren Strukturen, die deshalb nur unter besonderen Gesichtspunkten wie z. B. spezielle Feldkonfiguration eingesetzt werden.

2.3.1 Resonanzfrequenzen

Die Eigenschwingungen (Moden) eines Hohlraumresonators sind die Lösungen der Maxwell-Gleichungen mit den Randbedingungen²⁹ an der Oberfläche. Es wird zwischen TM_{mnp} - und TE_{mnp} -Moden (E- und H-Moden) unterschieden. Die TM-Moden haben keine axiale Komponente des magnetischen Feldes, die TE-Moden keine axiale Komponente des elektrischen Feldes. Die Indizes m, n und p beschreiben in dieser Reihenfolge die azimutale, radiale und axiale Feldabhängigkeit.

Die Resonanzfrequenzen eines kreiszylindrischen Resonators mit dem Radius R und der Länge L lassen sich mit der Gleichung^{19,29-31}

$$f_0 = \frac{1}{2\pi R \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \sqrt{x^2 + \left(p\pi \frac{R}{L}\right)^2} \quad (11)$$

berechnen. Bei den TM_{mnp} -Moden müssen für x die n-ten Nullstellen x_{mn} der Besselfunktion m-ter Ordnung $J_m(x)$, bei den TE_{mnp} -Moden die n-ten Nullstellen x'_{mn} der abgeleiteten Besselfunktion m-ter Ordnung $J'_m(x)$ eingesetzt werden. Für die Indizes gilt bei den

TM-Moden: $m = 0, 1, 2, \dots$; $n = 1, 2, \dots$; $p = 0, 1, 2, \dots$

TE-Moden: $m = 0, 1, 2, \dots$; $n = 1, 2, \dots$; $p = 1, 2, \dots$

Bei der Wahl der Resonanzfrequenzen waren mehrere Forderungen zu berücksichtigen.

1. Zur Beschleunigung der aus der Spitze emittierten Elektronen wird ein axiales elektrisches Feld benötigt. Der Resonator muß also mit TM-Moden betrieben werden.
2. Der TM_{010} -Modus soll Grundmodus des Resonators sein.
3. Die Resonanzfrequenzen sollen zwischen 12 und 18 GHz liegen.
4. Der den axialen Feldverlauf beschreibende Index p soll bei festem m und n über einen großen Bereich variiert werden können. Da er nach (11) proportional zur Resonanzfrequenz ist, kann bei mehreren p eine Aussage über die Frequenzabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes gemacht werden. Die maximale Zahl der p soll sich aber auf etwa 4 bis 5 beschränken, da sonst der Abstand der Resonanzfrequenzen sehr gering wird.
5. Aus fertigungstechnischen Gründen sollen die Abmessungen des Resonators nicht zu klein sein. Beispielsweise hat ein TM_{010} -Resonator bei $f_0 = 15$ GHz einen Durchmesser von 15.3 mm. Es ist deshalb günstiger, den Resonator in Obermoden zu betreiben.

Die Resonanzfrequenz des TM_{010} -Modus ist wegen $p = 0$ unabhängig von der Länge L , so daß bei Vorgabe von f_0 (TM_{010}) der Durchmesser D bzw. der Radius R aus (11) bestimmt werden kann. Bei der Festlegung von L ist dann zu beachten, daß der TM_{010} -Modus Grundmodus des Resonators sein soll. Eine Modenkarte ^{29,30} zeigt, daß das für $D \geq L$ der Fall ist.

Die Auswertung aller Bedingungen ergibt, daß bei einer Resonanzfrequenz des TM_{010} -Modus zwischen 5 und 6 GHz ($45.9 \text{ mm} \geq D \geq 38.3 \text{ mm}$) je vier der TM_{02p} - und der TM_{21p} -Moden zwischen 12 und 18 GHz angeregt werden können. Der Resonator erhielt schließlich die Abmessungen $D = L = 40 \text{ mm}$. Die dadurch möglichen Resonanzfrequenzen der TM- und TE-Moden zwischen 12 und 18 GHz sind in Tabelle 1 (S. 13) zusammengestellt.

2.3.2 Geometriefaktoren

Da der Oberflächenwiderstand nicht direkt bestimmt werden kann, wird die Proportionalität zwischen R_o und der meßbaren unbelasteten Güte Q_o des Resonators genutzt, die sich aus der bekannten Gleichung²⁹

$$Q_o = \frac{\omega_o W}{P_v} \quad (12)$$

ableiten läßt. W ist die im elektromagnetischen Feld gespeicherte Energie und beim supraleitenden Resonator durch

$$W = \frac{1}{2} \mu_o \int_V |H|^2 dV \quad (13)$$

gegeben, wenn zu diesem Zeitpunkt das um 90° phasenverschobene elektrische Feld gerade null ist. Die Verlustleistung P_v des Resonators ist proportional zum Oberflächenwiderstand²⁹ und ergibt sich bei homogenem Material bzw. ortsunabhängigem Oberflächenwiderstand aus

$$P_v = \frac{1}{2} R_o \int_A |H|^2 dA \quad (14)$$

Nach Einsetzen von (13) und (14) in (12) folgt die einfache Beziehung^{21,25}

$$Q_o = \frac{G}{R_o} \quad (15)$$

wobei in G alle von den Resonatorabmessungen und der jeweiligen Eigenschwingung abhängigen Größen zusammengefaßt sind. Daher wird G auch als Geometriefaktor^{21,25} bezeichnet.

$$G = \mu_0 \omega_0 \frac{\int_V |H|^2 dV}{\int_A |H|^2 dA} \quad (16)$$

Die Tabelle 1 enthält neben den Resonanzfrequenzen auch die zugehörigen Geometriefaktoren für den Resonator mit $D = L = 40$ mm.

Modus	f_o /GHz	G/Ω	Modus	f_o /GHz	G/Ω
TE ₁₁₃	12.078	672.34	TE ₁₁₄	15.631	870.09
TM ₂₁₀	12.260	645.36	TM ₃₁₁	15.686	619.27
TE ₃₁₂	12.524	484.61	TE ₅₁₁	15.769	488.82
TM ₀₁₃	12.630	498.62	TM ₀₁₄	16.061	634.07
TM ₂₁₁	12.821	506.16	TE ₂₂₁	16.443	1182.82
TM ₀₂₀	13.178	693.67	TM ₂₁₃	16.640	656.91
TE ₄₁₁	13.237	453.76	TE ₂₁₄	16.678	752.20
TE ₁₂₁	13.269	1010.81	TM ₁₂₀	16.748	881.61
TE ₂₁₃	13.406	604.63	TE ₄₁₃	16.962	581.46
TM ₀₂₁	13.701	540.91	TM ₃₁₂	16.978	670.26
TM ₂₁₂	14.372	567.40	TE ₁₂₃	16.987	1294.06
TM ₁₁₃	14.500	572.42	TE ₅₁₂	17.054	528.67
TE ₀₁₃	14.500	1144.85	TM ₁₂₁	17.163	677.58
TE ₄₁₂	14.745	505.44	TE ₀₂₁	17.163	1355.15
TE ₁₂₂	14.773	1125.41	TM ₀₂₃	17.327	684.05
TE ₃₁₃	15.072	583.21	TM ₁₁₄	17.569	693.61
TM ₀₂₂	15.163	598.61	TE ₀₁₄	17.569	1387.21
TM ₃₁₀	15.232	801.76	TE ₂₂₂	17.679	1271.75

Tabelle 1: Resonanzfrequenzen und Geometriefaktoren eines Resonators mit $D = L = 40$ mm zwischen 12 und 18 GHz

Alle Geometriefaktoren wurden mit nachstehenden Gleichungen berechnet, die durch die Integration über die einzelnen Magnetfeldkomponenten der TM- und TE-Moden in (16) entstehen. Die Wurzel $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ entspricht dem Wellenwiderstand Z_0 des Vakuums, so daß G die Dimension eines Widerstandes hat.

$$\text{TM}_{mnp}\text{-Moden: } G = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\sqrt{x_{mn}^2 + (p\pi \frac{R}{L})^2}}{1 + 2^K \frac{R}{L}} \quad (17)$$

$$\text{mit } K = \begin{cases} 0 & \text{für } p = 0 \\ 1 & \text{für } p > 0 \end{cases}$$

$$\text{TE}_{mnp}\text{-Moden: } G = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{[1 - (\frac{m}{x'_{mn}})^2] [x'_{mn}{}^2 + (p\pi \frac{R}{L})^2]^{3/2}}{x'_{mn}{}^2 + 2 \frac{R}{L} (p\pi \frac{R}{L})^2 + (1 - 2 \frac{R}{L}) (\frac{m}{x'_{mn}})^2 (p\pi \frac{R}{L})^2} \quad (18)$$

2.3.3 Kopplung

Im Kryostaten wird dem Resonator die HF-Leistung über Rechteckhohlleiter zugeführt. Der Übergang Hohlleiter-Resonator erfolgt in einem supraleitenden Koppelteil, in das die eine Resonatorhälfte und ein Stück Hohlleiter integriert sind (Bild 5).

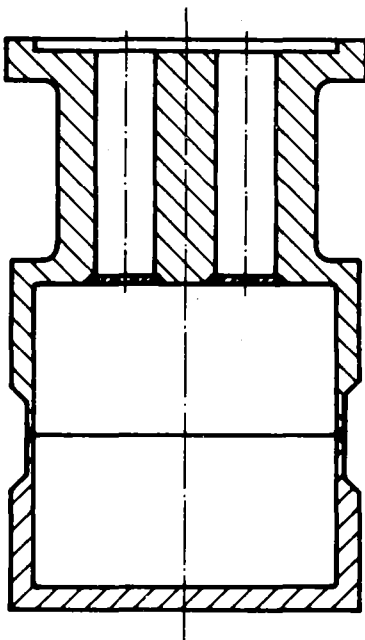


Bild 5:

Geschweißter supraleitender Resonator mit Koppelteil (M 1:1)

Durch diese Anordnung sollen die Koppelverluste ³² (siehe Kapitel 2.4) möglichst weit reduziert werden, um die Gütemessungen nicht zu beeinflussen. Hätte hingegen der normalleitende Hohlleiter direkten thermischen Kontakt mit dem supraleitenden Resonator, käme es zu lokalen Erwärmungen und die Verluste durch Koppelfelder im Hohlleiter lägen dann in der gleichen Größenordnung wie die Resonatorverluste ³³. Da beide nicht voneinander zu trennen sind, würde die Interpretation der Meßergebnisse wesentlich erschwert.

Es wurde eine feste magnetische Lochkopplung gewählt. Der Nachteil der unveränderbaren Lochgeometrie wiegt hier nicht so schwer, da es sich um Materialuntersuchungen handelt, bei denen mit kleinen Koppelfaktoren gemessen werden kann. Bei Feldstärkemessungen ist dagegen eine variable Kopplung von Vorteil.

Der Resonator wird in Transmission betrieben, wobei die beiden Koppellöcher für die Ein- und Auskopplung um 180° gegeneinander versetzt in der einen Stirnfläche angeordnet sind. Ihre radiale Position wird durch die Verteilung der Magnetfeldkomponenten im Resonator und im Hohlleiter bestimmt. Der Rechteckhohlleiter hat, wenn er im üblichen TE_{10} -Modus betrieben wird, parallel zu seiner Breitseite eine Magnetfeldkomponente $H_x = f(x)$, die von der anderen Querschnittsordinate y unabhängig ist ^{18,29}.

$$H_x \sim \sin \pi \frac{x}{a} \quad (19)$$

Die optimale Ankopplung auf der Hohlleiterseite ist also dann gegeben, wenn die Löcher ins Maximum von H_x bei $x = \frac{a}{2}$ gelegt werden. Zweckmäßigerweise wird $y = \frac{b}{2}$ gewählt, so daß sich die Koppellöcher genau auf der Hohlleiterachse befinden.

Im Resonator selbst soll auf verschiedene Moden in etwa gleich gut angekoppelt werden können. Wie aus der Verteilung der H_ϕ -Komponente einiger TM-Moden in der r, ϕ -Ebene für $\phi = 0^\circ$ (Bild 6) zu entnehmen ist, bestehen bei $r = 0.4 R$ recht gute Kopplungsmöglichkeiten. Diese Lage hat zudem den Vorteil, daß sich die Koppellöcher außerhalb der Feldmaxima befinden. Dadurch gibt es weniger Probleme mit den Überhöhungen der Resonatorfelder am Koppellochrand.

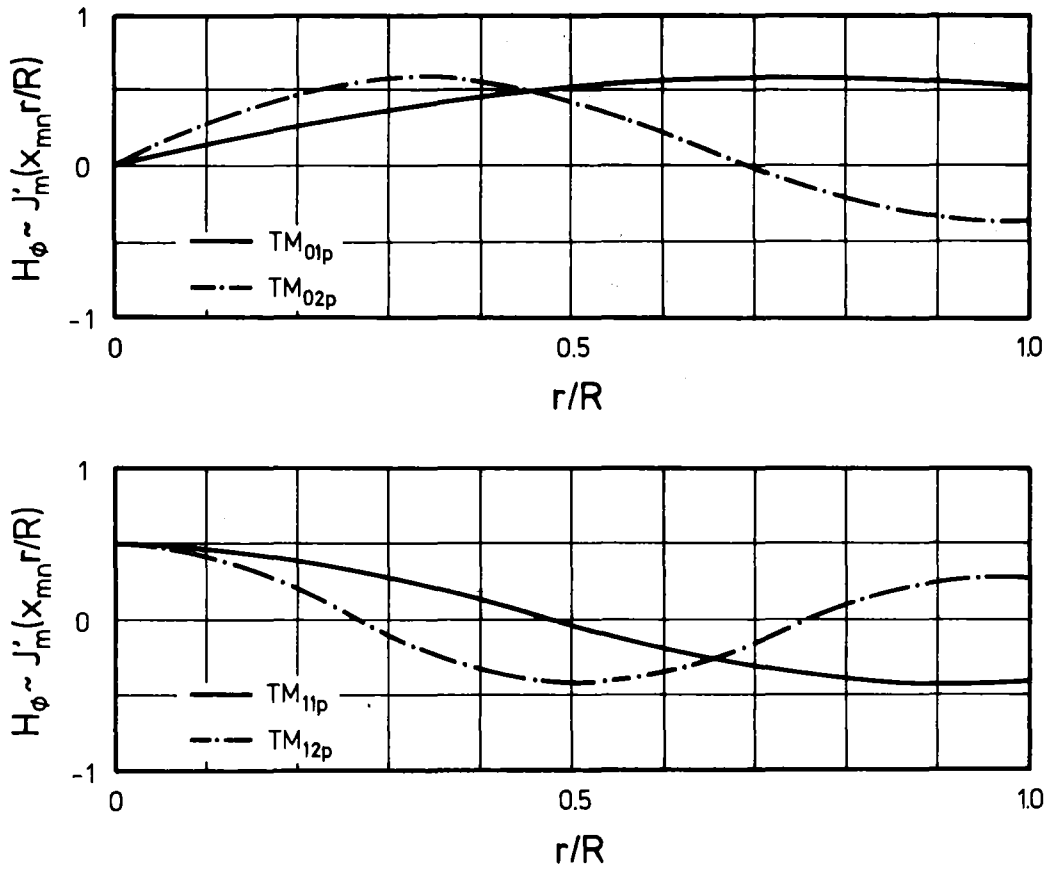


Bild 6: Radiale Verteilung der H_ϕ -Komponente bei $\phi = 0^\circ$ und $z = L$ für einige TM-Moden ³⁴

Durch die beiden Koppellöcher strahlt der Resonator proportional zu seiner gespeicherten Energie W eine gewisse Leistung ab, die außerdem vom Quotienten β/Q_0 und von der jeweiligen Resonanzfrequenz f_0 bzw. ω_0 abhängt. Mit (12) gilt:

$$P_E = \frac{\beta_E}{Q_0} \omega_0 W = \beta_E P_V \quad (20a)$$

$$P_A = \frac{\beta_A}{Q_0} \omega_0 W = \beta_A P_V \quad (20b)$$

Der Index E bedeutet Einkopplung, der Index A Auskopplung. Die Abstrahlung kann bei der Abschätzung der Koppellochdurchmesser genutzt werden, indem die Änderung der Randbedingungen durch das Loch

näherungsweise durch einen magnetischen Dipol in der Lochebene ³⁵ ersetzt wird. Dessen abgestrahlte Leistung läßt sich mit Hilfe des Poyntingschen Vektors ³⁶ berechnen.

$$P_{mD} = \frac{8}{27\pi} r_k^6 \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^4 Z_0 H^2 \quad (21)$$

r_k ist der Koppellochradius, Z_0 der Wellenwiderstand des Vakuums und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. H ist die Feldstärke, die in der Mitte des Loches herrschen würde, wenn kein Loch vorhanden wäre, und die über der Lochebene als konstant angenommen wird. Entsprechend der Dipolrichtung ist für H die Tangentialkomponente einzusetzen. Die gespeicherte Energie wird aus (13) übernommen. Aus all diesen Gleichungen ergibt sich ein allgemeiner Zusammenhang zwischen dem Quotienten β'/Q_0 und dem Lochradius r_k , wobei der Koppelfaktor β' nur für eine unendlich dünne Wand gilt.

$$\frac{\beta'}{Q_0} \sim \frac{r_k^6}{LR^2} \left(\frac{f_0}{c}\right)^3 \quad (22)$$

Die Kopplung ist also stark frequenzabhängig. Im untersuchten Frequenzbereich von 12 bis 18 GHz variiert sie maximal um einen Faktor 3.4.

Es muß jetzt noch die endliche Wandstärke am Koppelloch berücksichtigt werden, die den Durchgriff des magnetischen Feldes ³⁶ und damit den Koppelfaktor reduziert. Die Dämpfung der abgestrahlten Leistung läßt sich bestimmen, wenn der Koppelkamin durch einen Rundhohlleiter mit nichtausbreitungsfähigen Moden ersetzt wird. Zur Abschätzung der Dämpfung wird im Kamin in erster Näherung der TE_{11} -Modus angenommen. Dann lauten (20a) und (20b).

$$P_E = \frac{\beta'_E}{Q_0} \omega_0 W e^{-2\alpha w} = \frac{\beta_E}{Q_0} \omega_0 W = \beta_E P_V \quad (23a)$$

$$P_A = \frac{\beta'_A}{Q_0} \omega_0 W e^{-2\alpha w} = \frac{\beta_A}{Q_0} \omega_0 W = \beta_A P_V \quad (23b)$$

mit der Dämpfung ^{18,29}

$$\alpha = \sqrt{\left(\frac{x'_{11}}{r_k}\right)^2 - \left(2\pi\frac{f_o}{c}\right)^2} \quad (24)$$

x'_{11} ist die zum TE_{11} -Modus gehörende Nullstelle der abgeleiteten Besselfunktion $J'_m(x)$ und w die Wandstärke am Koppelloch.

Die Koppellochdurchmesser wurden so dimensioniert, daß $\beta_E = 1$ und $\beta_A \leq 0.01$ bei $f_o = 15$ GHz, $Q_o = 10^9$ (bei $T = 1.8$ K) und $w = 1$ mm wird. Wie sich jedoch bei den ersten Probemessungen herausstellte, waren diese Durchmesser um etwa 10 bis 20 % zu groß. Die endgültigen Werte sind $d_{kE} = 2.0$ mm und $d_{kA} = 1.2$ mm.

2.4 Meßverfahren

Die Güte eines Resonators, deren Kehrwert nach (15) ein Maß für den Oberflächenwiderstand ist, läßt sich mit verschiedenen Verfahren ³⁷ bestimmen, indessen versagen die meisten bei $Q_o > 10^6$. Bei supraleitenden Resonatoren hat sich nur die Dekrementmethode ^{37,38} bewährt, die den exponentiellen Abfall der gespeicherten Energie nach einmaliger oder periodischer Abschaltung der Hf-Leistung nutzt. Wegen der endlichen Leitfähigkeit der Oberfläche zerfällt die gespeicherte Energie wie

$$W(t) = W_o e^{-t/\tau} \quad (25)$$

Die im zeitlichen Mittel verlorengende Energie ergibt sich aus der Ableitung von (25) und ist mit der Verlustleistung des Resonators gleichzusetzen.

$$P_v = -\frac{dW}{dt} = \frac{W_o}{\tau} e^{-t/\tau} = \frac{W}{\tau} \quad (26)$$

Nach Einsetzen von (26) in (12) lautet die Gleichung zur Bestim-

mung der Güte

$$Q_0 = \omega_0 \tau \quad (27)$$

Die gemessene Zeit τ stimmt allerdings nicht mit der in (27) überein, da der Resonator durch die Ankopplung an die Meßapparatur zusätzlich bedämpft wird. In Analogie zu (12) wird deshalb die belastete Güte Q_L eingeführt, in der alle Verlustleistungen zusammengefaßt sind.

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{P}{\omega_0 W} = \frac{1}{\omega_0 W} (P_V + P_E + P_A + P_K) = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_E} + \frac{1}{Q_A} + \frac{1}{Q_K} \quad (28)$$

Dabei ist

- P_V die in (12) bzw. (26) definierte Verlustleistung des Resonators,
- P_E die auf der Einkopplenseite abgestrahlte Leistung aus (20a) bzw. (23a),
- P_A die auf der Auskopplenseite abgestrahlte Leistung aus (20b) bzw. (23b) und
- P_K die in der Koppelgegend verlorengelungene Leistung, die nicht durch P_E , P_A und P_V erfaßt wird.

Durch die Verwendung eines supraleitenden Koppelteils (siehe Kapitel 2.3.3) ist P_K jedoch so weit reduziert, daß sie für $Q_L < 10^{10}$ vernachlässigt werden kann. Durch Umformen und Einsetzen von (12), (20a) und (20b) ergibt sich

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{P_V}{\omega_0 W} \left(1 + \frac{P_E}{P_V} + \frac{P_A}{P_V}\right) = \frac{1}{Q_0} (1 + \beta_E + \beta_A) \quad (29)$$

bzw.

$$Q_0 = Q_L (1 + \beta_E + \beta_A) \quad (30)$$

Die unbelastete Güte Q_0 ist somit um den Faktor $(1+\beta_E+\beta_A)$ größer als die belastete, die mit Gleichung (27) bestimmt wird.

$$Q_L = \omega_0 \tau \quad (31)$$

Die Zeitkonstante τ , die am transmittierten Signal gemessen wird, ist nach (25)

$$\tau = \frac{t}{\ln[W_0/W(t)]} \quad (32)$$

oder nach Umrechnung auf den Zehnerlogarithmus

$$\tau = \frac{t}{\lg[W_0/W(t)] \ln 10} = \frac{4.343 t}{10 \lg[W_0/W(t)]} \quad (33)$$

Wenn also die gespeicherte Energie auf den e -ten Teil abgefallen ist, entspricht τ nach (32) der zugehörigen Zeit t . In der Praxis ist es allerdings schwierig, den $\frac{1}{e}$ -Wert genau zu lokalisieren. Das allgemeinere Verfahren³⁸ nach (33) nutzt die logarithmische Dämpfung in dB. Wird z.B. die Zeit bis zum Abfall auf 50 % ($\hat{=} 3$ dB) gemessen, so lautet der Zusammenhang zwischen Q_L und t

$$Q_L = \frac{4.343 \cdot 2\pi}{3} f_0 \cdot t = 9.096 f_0 \cdot t \quad (34)$$

Alle Gütemessungen wurden mit dieser Gleichung durchgeführt.

Die Gleichungen für die beiden Koppelfaktoren können aus einem Ersatzschaltbild des Resonators³⁹ hergeleitet werden, der in der Umgebung einer Resonanzfrequenz durch einen Reihenschwingkreis (Bild 7a) dargestellt werden kann. An die Stelle der beiden Löcher treten ideale Transformatoren. Vervollständigt wird die ganze Schaltung durch den Oszillator mit dem Innenwiderstand R_i und den Lastwiderstand R_L .

Da der Resonator zwischen zwei Zirkulatoren mit 50Ω -Abschluß betrieben wird, gilt

$$R_i = R_L = Z_a = 50\Omega \quad (35)$$

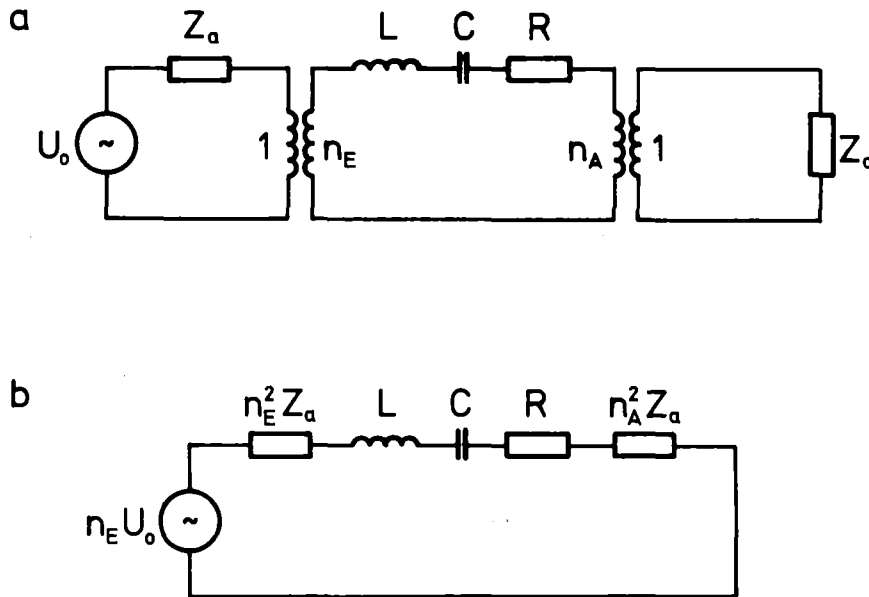


Bild 7: Ersatzschaltbilder eines Hohlraumresonators in der Umgebung einer Resonanzfrequenz ³⁹

In Bild 7b sind alle Spannungen und Widerstände in den Resonanzkreis transformiert. Die unbelastete Güte dieses Schwingkreises ist

$$Q_o = \frac{\omega_0 L}{R} \quad (36)$$

Entsprechend folgt für die belastete Güte

$$Q_L = \frac{\omega_0 L}{R + n_E^2 Z_a + n_A^2 Z_a} \quad (37)$$

Mit der Definition

$$\beta_E = \frac{n_E^2 Z_a}{R} ; \quad \beta_A = \frac{n_A^2 Z_a}{R} \quad (38)$$

ergibt sich daraus wieder Gleichung (30). Im Resonanzfall ist die Impedanz dieses Schwingkreises

$$Z = R + n_E^2 Z_a + n_A^2 Z_a = R (1 + \beta_E + \beta_A) \quad (39)$$

Wird zum Zeitpunkt $t = 0$ der Oszillator abgeschaltet, ist der Anfangswert der abgestrahlten Leistung

$$P_E = n_E^2 Z_a \left(\frac{n_E U_o}{Z} \right)^2 \quad (40)$$

Die maximal abgebbare Oszillatorleistung ist

$$P_o = \frac{U_o^2}{4Z_a} \quad (41)$$

Der Zusammenhang zwischen P_E und P_o lautet somit

$$\frac{P_E}{P_o} = \frac{4\beta_E^2}{(1 + \beta_E + \beta_A)} \quad (42)$$

Die Verlustleistung P_V ist durch

$$P_V = R \left(\frac{n_E U_o}{Z} \right)^2 \quad (43)$$

gegeben. Daraus folgt mit (41)

$$\frac{P_V}{P_O} = \frac{4\beta_E}{(1 + \beta_E + \beta_A)^2} \quad (44)$$

Der Vergleich von (42) mit (44) führt wieder zu der aus (20a) bekannten Gleichung. Die durch das Auskoppelloch abgestrahlte Leistung P_A , die identisch ist mit der transmittierten Leistung P_T , ergibt sich aus (20b) und (44).

$$\frac{P_A}{P_O} = \frac{P_T}{P_O} = \frac{4\beta_E\beta_A}{(1 + \beta_E + \beta_A)^2} \quad (45)$$

Nach (44) gelangt nur ein bestimmter Teil der Oszillatorleistung in den Resonator. Der Rest wird an der Einkopplung reflektiert. Die Verlustleistung P_V kann daher als Differenz von P_O und reflektierter Leistung P_r ausgedrückt werden.

$$P_V = P_O - P_r \quad (46)$$

Da das Auskoppelloch genügend klein ist, kann β_A im folgenden vernachlässigt werden ($\beta_A \leq 0.01$). Mit dieser Näherung lassen sich aus (20a), (42), (44) und (46) nachstehende Gleichungen für β_E ableiten.

$$\beta_E = \frac{1 - \sqrt{P_r/P_O}}{1 + \sqrt{P_r/P_O}} \quad \text{für } \beta_E \leq 1 \quad (47a)$$

$$\beta_E = \frac{1 + \sqrt{P_r/P_O}}{1 - \sqrt{P_r/P_O}} \quad \text{für } \beta_E \geq 1 \quad (47b)$$

$$\beta_E = \frac{P_E}{P_O - P_r} \quad (47c)$$

$$\beta_E = \frac{1}{2 \sqrt{P_O/P_E} - 1} \quad (47d)$$

$$\beta_E = \frac{1}{1 + 2\sqrt{P_r/P_E}} \quad \text{für } \beta_E \leq 1 \quad (47e)$$

$$\beta_E = \frac{1}{1 - 2\sqrt{P_r/P_E}} \quad \text{für } \beta_E \geq 1 \quad (47f)$$

Die Dekrementmethode hat den Vorteil, daß sie neben der Zeitkonstante τ auch die in obigen Gleichungen enthaltenen Leistungen anzeigt, so daß daraus der Koppelfaktor berechnet werden kann. Die Leistungen werden am reflektierten Signal gemessen, das zusammen mit dem vorlaufenden und dem transmittierten in Bild 8 dargestellt ist.

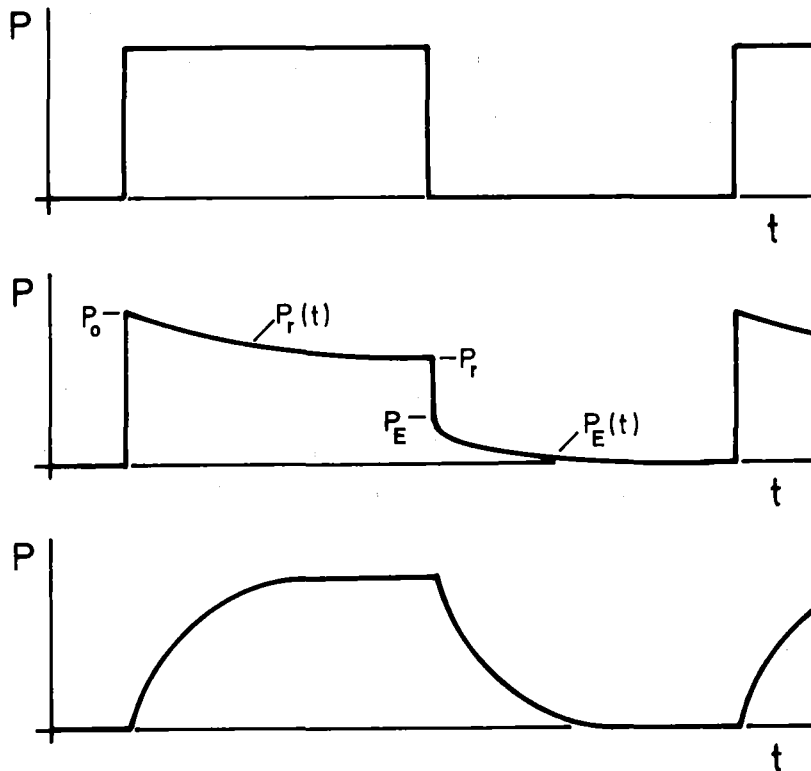


Bild 8: Vorlaufendes, reflektiertes und transmittiertes Signal bei der Gütemessung mittels Dekrementmethode

Der zeitliche Verlauf des reflektierten Signals ist abhängig vom Koppelfaktor. Einige typische Kurven sind in Bild 9 zusammengestellt.

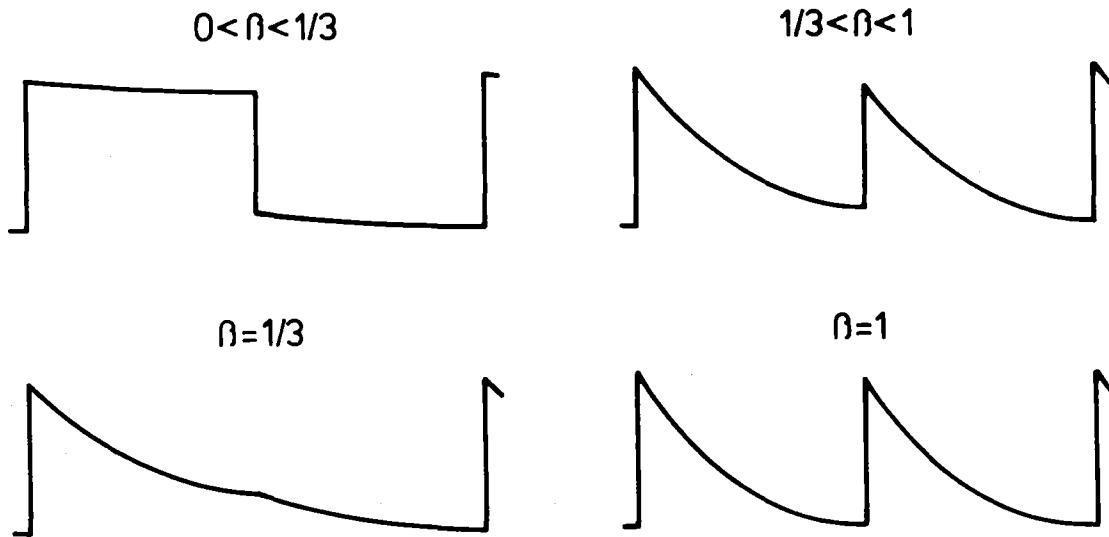


Bild 9: Zeitlicher Verlauf des reflektierten Signals bei verschiedenen Koppelfaktoren ⁴⁰

Bei allen Messungen wurden lediglich die Gleichungen (47a) und (47d) verwendet, und zwar erstere für $0 < \beta_E \leq \frac{1}{3}$ ($P_E \leq P_r$), letztere für $\beta_E \geq \frac{1}{3}$ ($P_E \geq P_r$). Wie aus Bild 9 ersichtlich, ist im unteren Bereich P_E und im oberen P_r relativ klein. Bei zu geringer Auflösung kann das zu Meßungenauigkeiten führen.

3. DER MESPLATZ UND DIE VERSUCHSVORBEREITUNGEN

3.1 Hochfrequenzaufbau

Die Resonanzkurven supraleitender Resonatoren haben wegen der hohen Güten sehr geringe Bandbreiten Δf .

$$\Delta f = \frac{f_o}{Q_o} \quad (48)$$

Im untersuchten Frequenzbereich liegen die typischen Werte für $Q_o = 10^9$ bei etwa 15 Hz. Dem Resonator kann daher nur dann Leistung zugeführt werden, wenn die Frequenzstabilität des Oszillators mindestens von der gleichen Größenordnung ist. Da sich die

Frequenz des Resonators außerdem durch Heliumdruck, Schallschwingungen und Temperaturdrift stets ändert, muß die Oszillatorfrequenz entsprechend nachgeführt werden können. Dieses läßt sich mit zwei Verfahren erreichen.

Das erste ist der selbsterregte Kreis ³⁸, bestehend aus dem Resonator, einem Hf-Phasenschieber, einem Hf-Leistungsverstärker und verschiedenen Bauteilen zum Nachweis der einzelnen Meßgrößen. Bei geeigneter Phasenlage und einer Kreisverstärkung > 1 bildet der geschlossene Kreis einen selbstschwingenden Oszillator, dessen Schwingfrequenz durch den Resonator bestimmt wird. Schwierigkeiten treten allerdings auf, wenn einige Moden, wie in dieser Arbeit, sehr dicht nebeneinander liegen, so daß sich ihre Resonanzkurven überlappen. Das kann zu einem Hin- und Herspringen zwischen diesen Moden führen. Man benötigt dann ein schmalbandiges, abstimmbares Filter, dessen Herstellung bei hohen Frequenzen aber mit einigem Aufwand verbunden ist.

Aus diesem Grunde wird hier das zweite Verfahren angewandt, die sog. Nachlaufsynchronisation ⁴¹ oder Phaselock Loop (PLL), bei dem die Frequenz eines Hf-Oszillators innerhalb gewisser Grenzen auf die jeweilige Eigenfrequenz des Resonators nachgeführt wird. Die Regelspannung erzeugt ein Phasendiskriminator durch den Vergleich der zu den beiden Frequenzen gehörenden Phasen. Das Blockschaltbild des gesamten Hf-Meßaufbaus ist in Bild 10 dargestellt.

Als Oszillator wird ein YIG-gesteuerter Gunn-Oszillator (Fa. Varian) mit maximal 100 mW Ausgangsleistung verwendet, dessen jeweilige Frequenz mit einem Frequenzzähler gemessen wird. Die PIN-Diode (Sperrdämpfung = 80 dB) wird mit einem negativen Rechteckimpuls periodisch angesteuert und bewirkt die für die Dekrementmethode nötige Rechteckmodulation des vorlaufenden Signals. Über einen Wanderfeldröhrenverstärker (TWTA der Fa. Hughes) gelangt es an den Resonatoreingang. Im Kryostaten werden aus Kälte- und vakuumtechnischen Gründen anstelle der Koaxialkabel Rechteckhohlleiter eingesetzt, wobei die letzten 30 mm in das supraleitende Koppelteil des Resonators integriert sind (siehe Kapitel 2.3.3). Das transmittierte Signal wird in einem zweiten TWTA (Fa. Thomson CSF) verstärkt und kann nach Gleichrichtung

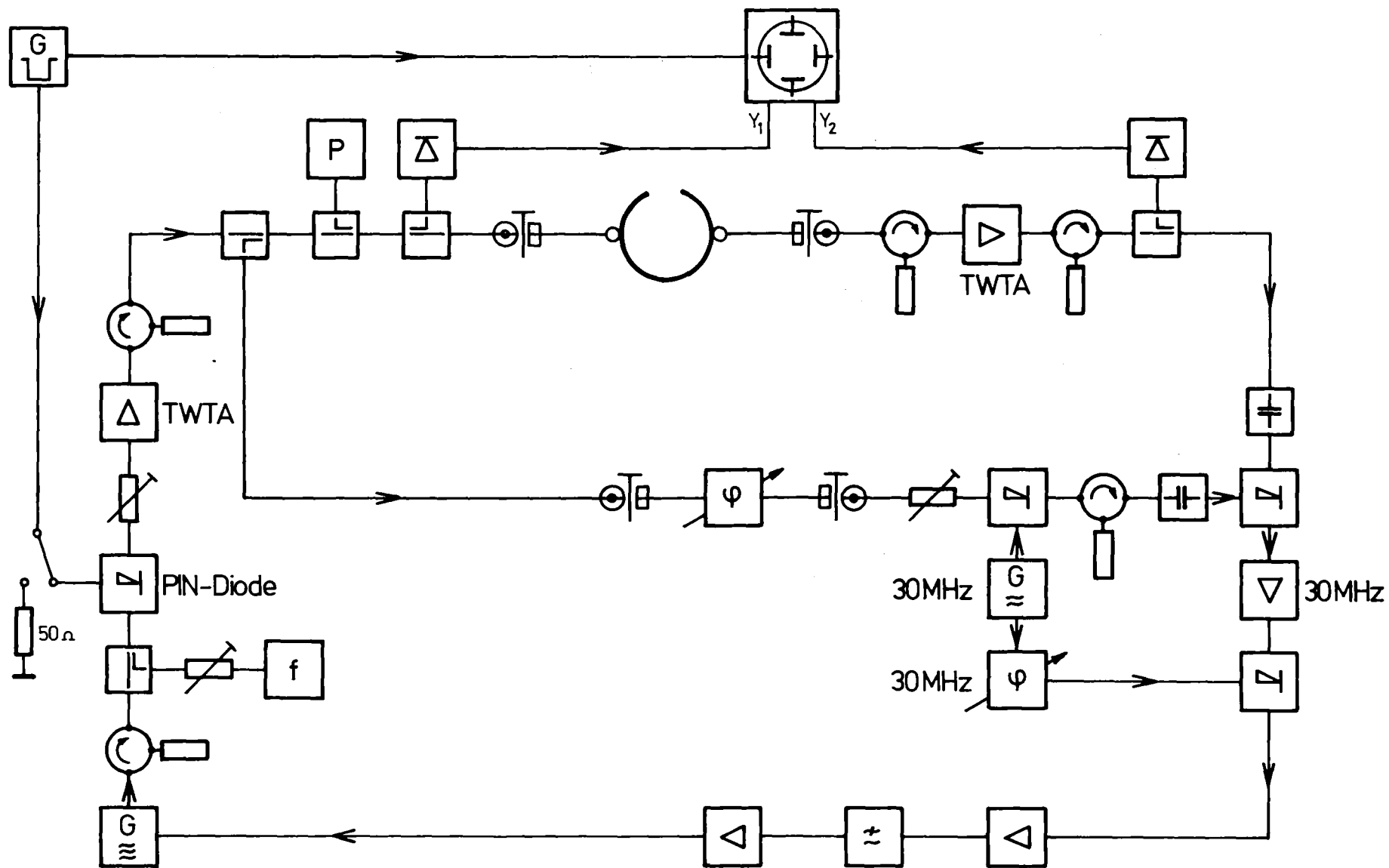


Bild 10: Blockschaltbild des Hochfrequenzmeßaufbaus für 12 bis 18 GHz

mit einer Hf-Diode ebenso wie das reflektierte Signal auf einem Zweikanal -Speicheroszilloskop beobachtet werden. Dieses wird über den Synchronisationsausgang des Rechteckgenerators extern getriggert. Um diesen Generator bei Dauerstrichbetrieb nicht abschalten zu müssen, wird er über einen Umschalter mit einem 50 Ω -Widerstand abgeschlossen.

3.1.1 Steuerung des Gunn-Oszillators

Die Gunndiode erhält ihre Betriebsspannung aus dem stabilisierten Netzteil in Bild 11.

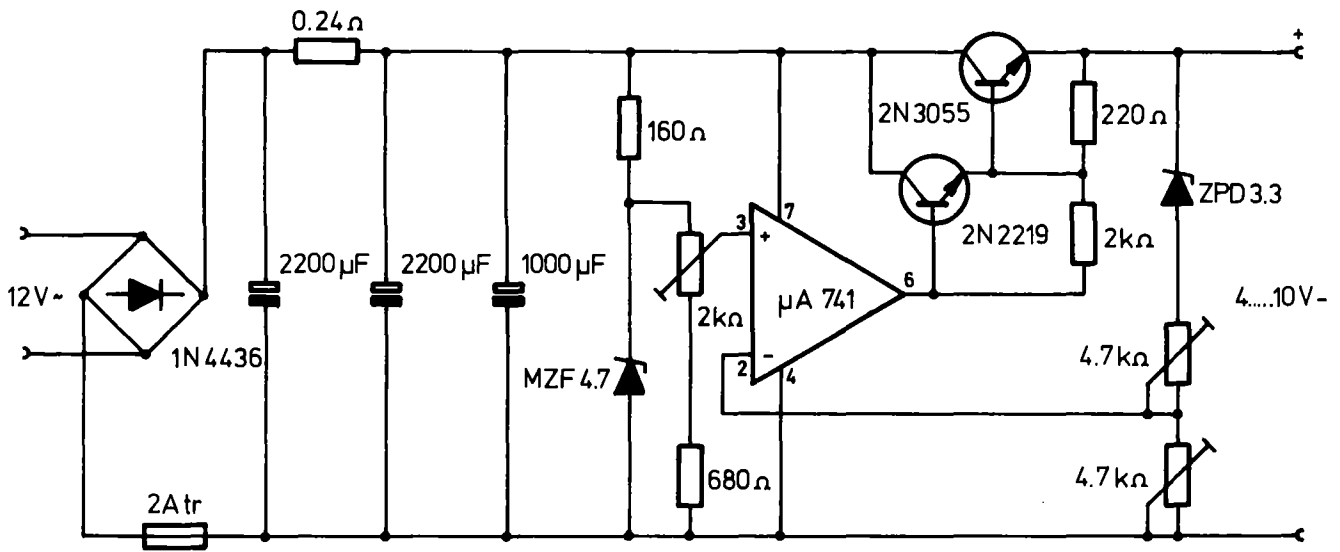


Bild 11: Schaltung des stabilisierten Gunndioden-Netzteils

Die Schaltung ist so dimensioniert, daß sie nicht nur den Dauerstrom von 925 mA, sondern auch den etwa doppelt so hohen Spitzenstrom während des Einschwingvorganges liefern kann. Die Ausgangsspannung U_A kann über das 2k Ω -Potentiometer zwischen 4 und 10 V eingestellt werden. Da der Hersteller eine Betriebsspannung zwischen 6 und 10 V empfiehlt, wurde U_A auf 8 V gelegt und bei allen Messungen konstant gelassen.

Der Elektromagnet für den YIG-Resonator wird mit einem Strom angesteuert, der zur Vermeidung einer Frequenzdrift möglichst konstant sein muß. Es wurde daher die Konstantstromquelle in Bild 12 konzipiert und gebaut, deren Ausgangsstrom zwischen 470 und 760 mA variiert werden kann. Damit läßt sich der Gunn-Oszillator über den Frequenzbereich von 11.3 bis 18.2 GHz durchstimmen.

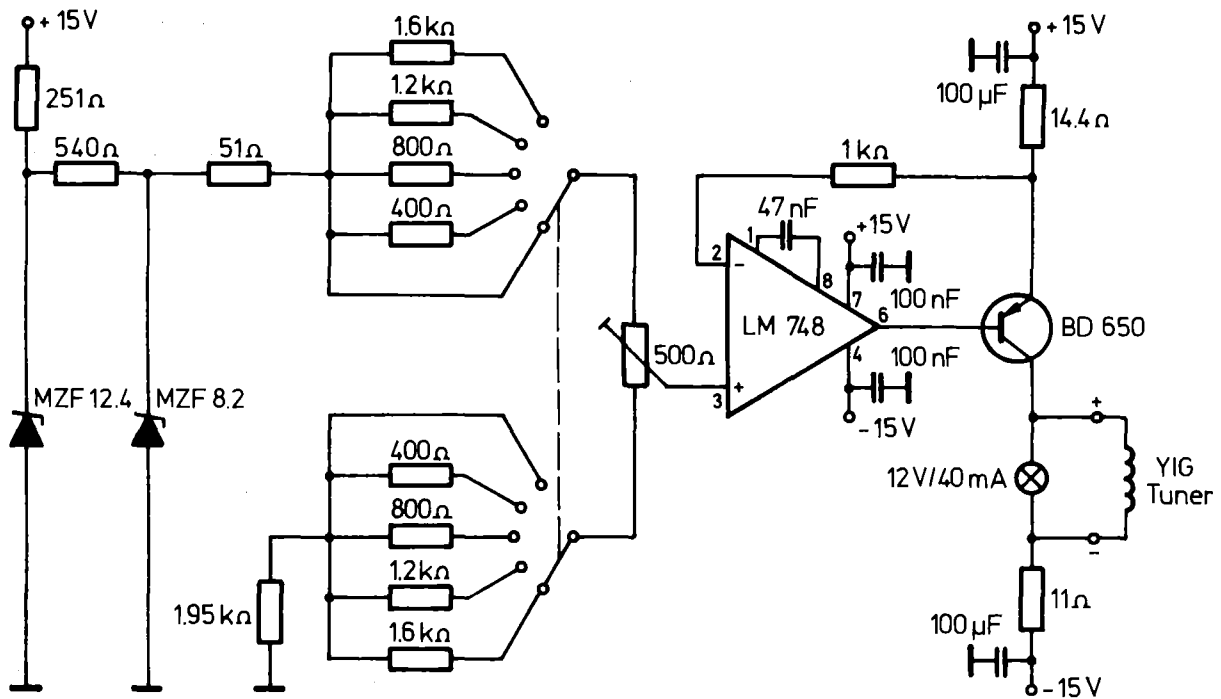


Bild 12: Schaltung der Konstantstromquelle ^{42,43,44} zur Steuerung des Elektromagneten

Der Strom wird über ein zehngängiges Wendepotentiometer (500 Ω) eingestellt. Um eine bessere Auflösung zu erreichen, ist der Eingangsspannungsteiler in fünf Bereiche unterteilt, die am Ausgang jeweils 70 mA oder 1.6 GHz überstreichen und sich um etwa 15 mA oder 300 MHz überlappen. In Bild 13 ist der gemessene Zusammenhang zwischen Oszillatorfrequenz und Steuerstrom aufgetragen.

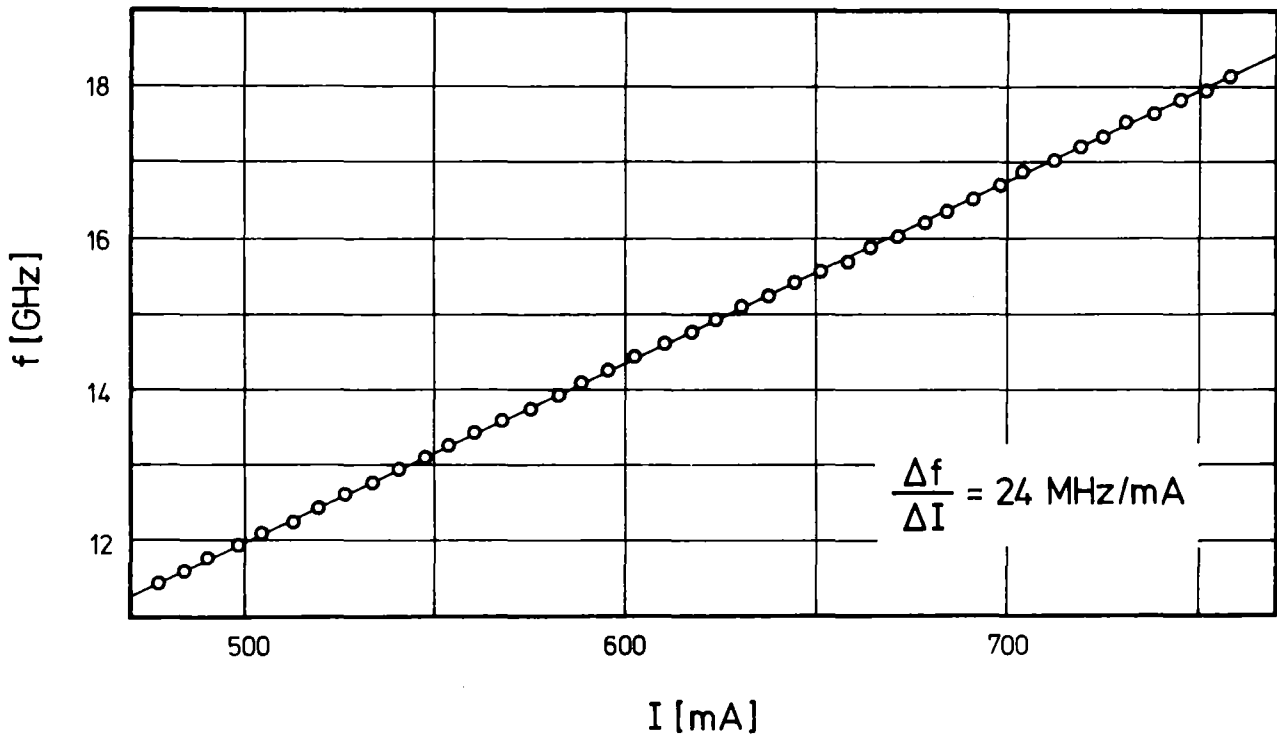


Bild 13: Gemessene Steuerkennlinie des YIG-gesteuerten Gunn-Oszillators

Aus der Steigung dieser Geraden ergibt sich die Abstimmempfindlichkeit, die bei diesem Oszillator 24 MHz/mA beträgt. Das entspricht einer Auflösung von 160 MHz/Umdr. bzw. 1.6 MHz/Teilstrich am Wendelpotentiometer. Die typische Frequenzstabilität des so beschalteten Oszillators liegt nach Erreichen stationärer Verhältnisse bei rund 1 MHz, ist also noch um einige Zehnerpotenzen von der für supraleitende Resonatoren entfernt.

Der Gunn-Oszillator enthält zusätzlich eine FM-Spule, die ähnlich wie der Elektromagnet auf den YIG-Kristall wirkt, die aber eine um den Faktor 100 höhere Auflösung (240 kHz/mA) besitzt. Sie wird deshalb zur Feinabstimmung benutzt und ist besonders für eine Frequenzregelung geeignet.

In Bild 14 ist der für die Frequenzregelung des Gunn-Oszillators wichtige Teil aus Bild 10 noch einmal dargestellt.

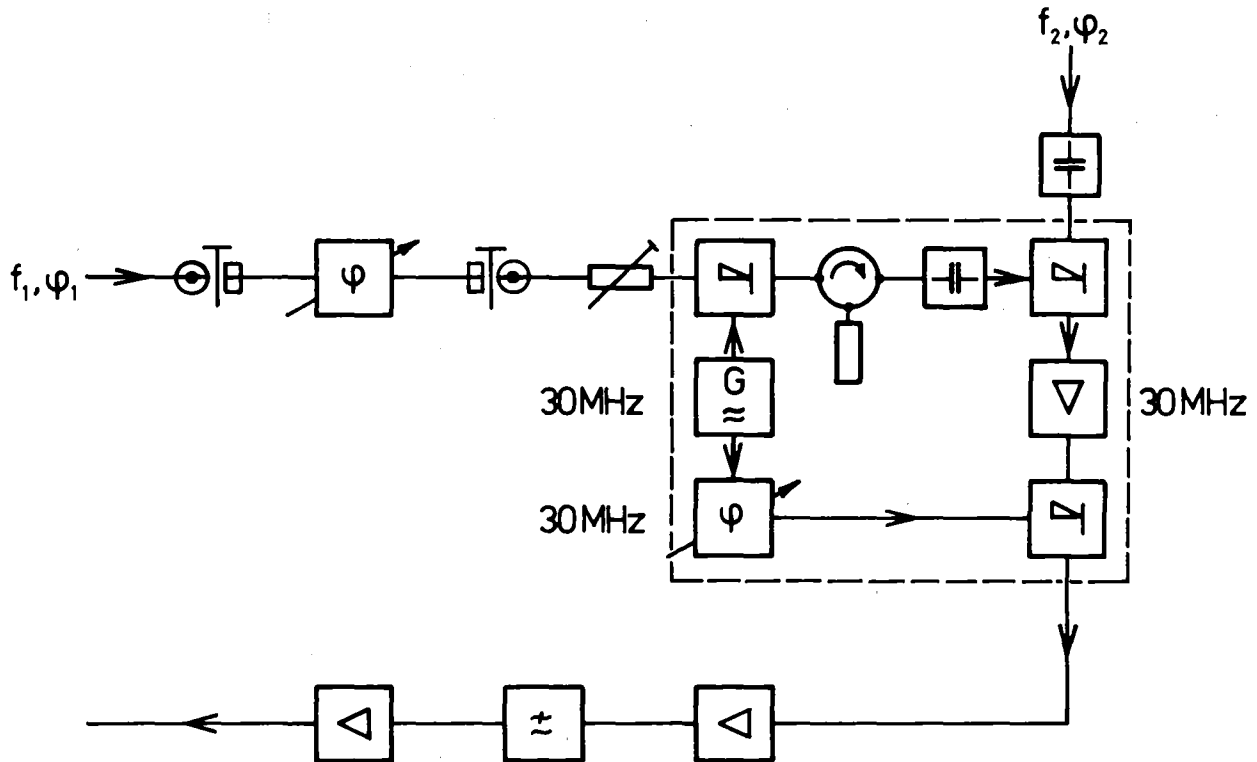


Bild 14: Blockschaltbild der Frequenzregelung für den Gunn-Oszillator

Das vorlaufende Oszillatorsignal mit der Frequenz f_1 und der Phase ϕ_1 gelangt über den HF-Phasenschieber und ein Dämpfungsglied an einen Double-Balanced Mixer (Doppelgegentaktmodulator), wo es mit dem Signal eines ZF-Oszillators ($f_o = 30 \text{ MHz}$; Stabilität nach 30 min $+5 \cdot 10^{-7}$) moduliert wird. In einem zweiten identischen Mixer wird das verstärkte transmittierte Resonatorsignal mit der Frequenz f_2 und der Phase ϕ_2 zugemischt, so daß die hochfrequenten Anteile herausfallen. Das verbleibende ZF-Signal wird in einem selektiven 30 MHz-Verstärker (Bandbreite 3 MHz) um etwa 25 dB verstärkt und anschließend in einem dritten Double-Balanced Mixer wieder mit dem Signal des ZF-Oszillators gemischt, wobei sich dessen Phase noch

über den 30 MHz-Phasenschieber einstellen läßt. In den meisten Fällen war das jedoch nicht erforderlich. Geschlossen wird der Regelkreis über einen zweistufigen Verstärker mit zwischengeschaltetem Tiefpaß. Der eingerahmte Teil der Regelung in Bild 14 arbeitet als Phasendiskriminator. Die Verwendung der Zwischenfrequenz von 30 MHz hat den Vorteil eines größeren Dynamikbereiches. Während man bei direkter Hf-DC-Umsetzung den Mixer innerhalb seiner Aussteuerungsgrenzen möglichst mit zwei gleichen HF-Pegeln betreibt, kann hier mit unterschiedlichen Pegeln gearbeitet werden.

Der synchronisierte Zustand ist nach Bild 15a erreicht, wenn Frequenz und Phase des vorlaufenden Signals und einer Eigenschwingung des Resonators übereinstimmen. Die richtige Phase muß wegen der unterschiedlichen elektrischen Längen der beiden Signalwege mit dem HF-Phasenschieber eingestellt werden.

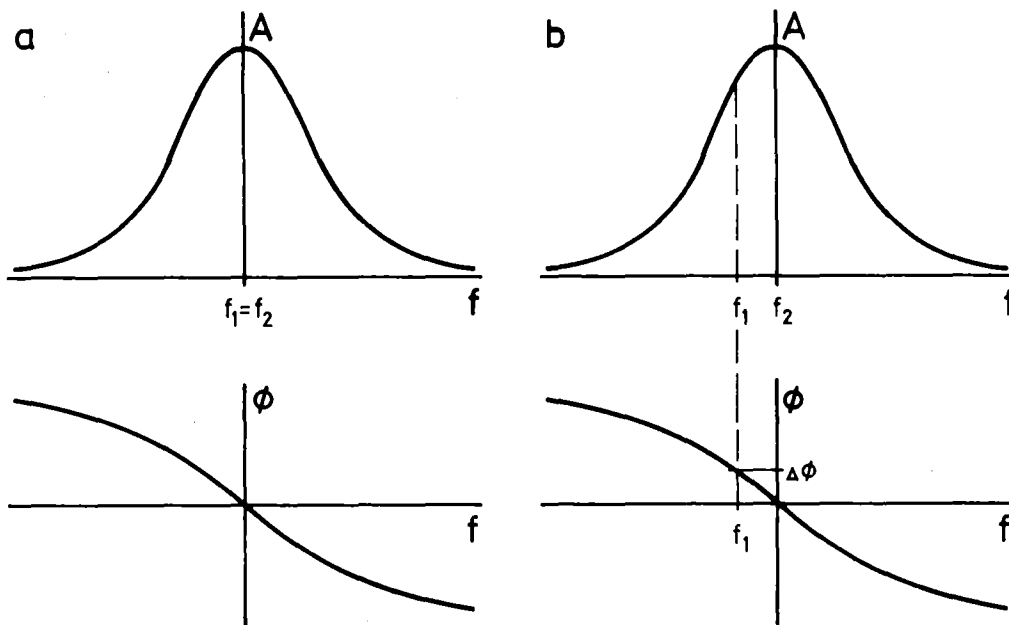


Bild 15: Amplitude und Phase einer Eigenschwingung
a) synchron ($f_1 = f_2$) b) asynchron ($f_1 \neq f_2$)

Durch seine geringere Eigenstabilität schwankt der Gunn-Oszillator um diese Sollfrequenz. Die daraus resultierende Phasendifferenz $\Delta\phi$ (Bild 15b) bewirkt am Ausgang des Phasendiskriminators eine Regelspannung, die je nach Frequenzabweichung positiv oder negativ ist. Nach Verstärkung und Filterung wird sie auf die FM-Spule des Oszillators gegeben und regelt dessen Frequenz entsprechend nach. Sind die Frequenzschwankungen zu groß, wird der Haltebereich^{41,45} der Regelung überschritten, und es ist keine Synchronisation mehr möglich. In diesem Fall muß die Frequenz des Gunn-Oszillators so nachgestellt werden, daß sie wieder innerhalb des Fangbereichs^{41,45} liegt. Dieser ist aber um einen von der Tiefpaßdimensionierung abhängiger Faktor⁴⁵ kleiner als der Haltebereich.

Die Verstärkung der Regelspannung ist so bemessen, daß einerseits ein sicheres Synchronisieren gewährleistet ist, daß aber andererseits der Haltebereich kleiner bleibt als der kleinste halbe Modusabstand. Dadurch soll ein mögliches Hin- und Herspringen zwischen zwei Moden verhindert werden. Die kleinste Differenz zweier berechneter Resonanzfrequenzen beträgt nach Tabelle 1 (S.13) 9 MHz, so daß bei einem Haltebereich von ± 3 MHz ein ausreichender Sicherheitsabstand gegeben ist. Rechnungen und anschließende Messungen bei kleinen vorlaufenden Leistungen zeigten, daß obige Forderungen mit einer Verstärkung von 50 dB erfüllt werden können. Um bei größeren Leistungen ein Übersteuern zu vermeiden, kann das Dämpfungsglied (Bild 10 bzw. 14) zugeschaltet oder die Regelspannung am Verstärkereingang über ein Potentiometer reduziert werden. Bei Verteilung der Verstärkung auf zwei Stufen gibt es weniger Probleme mit dem Frequenzgang⁴³ der Verstärker. Außerdem kann dann der Tiefpaß zwischen beiden angeordnet werden. Die endgültige Schaltung zeigt Bild 16.

Der maximale Ausgangsstrom der verwendeten Operationsverstärker (Teledyne Philbrick 1321) entspricht ziemlich genau dem bei einem Haltebereich von ± 3 MHz und einer FM-Spulenempfindlichkeit von 240 kHz/mA erforderlichen Strom von ± 12.5 mA. Am invertierenden Eingang der ersten Stufe ist noch eine Nullpunktkorrektur⁴³ vorgesehen, die zur Feinjustierung der Oszillatorfrequenz benutzt werden kann.

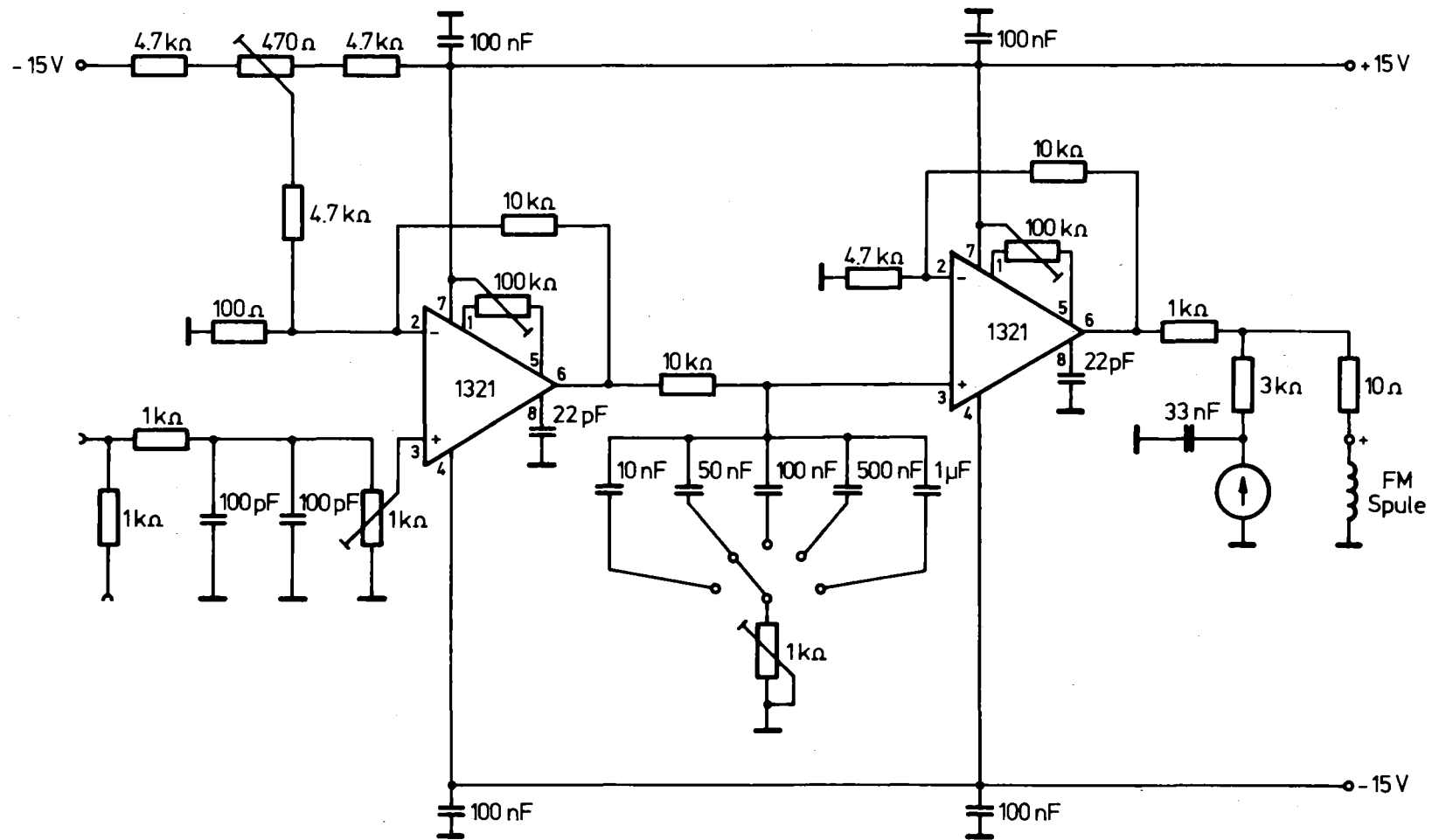


Bild 16: Schaltung des Regelspannungsverstärkers mit Tiefpaß

Bei jedem Operationsverstärker ist das Absinken der Verstärkung bei höheren Frequenzen mit einer zusätzlichen Phasendrehung verbunden, die durch die äußere Beschaltung noch vergrößert werden kann. Das Schwingen des Verstärkers bei Überschreiten von -180° läßt sich nur dann verhindern, wenn die Stabilitätsbedingung ⁴³

$$v(\phi = -180^\circ) < v_0 \quad (49)$$

gilt. v_0 ist die Verstärkung bei tiefen Frequenzen. Die Verstärkung v muß also bei höheren Frequenzen reduziert werden können. Diese Aufgabe übernimmt der Tiefpaß, dessen Frequenzgang ^{43,45} durch die verschiedenen Kapazitäten und das Potentiometer variiert werden kann. Die ganze Schaltung kann dadurch den jeweiligen Gegebenheiten angepaßt werden.

Am Ausgang der zweiten Verstärkerstufe liegt parallel zur FM-Spule ein Nullindikator, dessen Ausschlag proportional zur Regelspannung und damit zur Frequenzabweichung zwischen Oszillator und Resonator ist. Mit dieser Regelung konnten auch die entarteten Moden, mit einem Index $m > 0$ voneinander getrennt werden, deren Frequenzabstand zum Teil nur 150 kHz beträgt.

3.2 Kryotechnischer Aufbau

Da alle Gase außer Helium auf der auf Heliumtemperatur abgekühlten Metalloberfläche ausfrieren und so die Güte verschlechtern, muß der Resonator samt HF-Zuführung evakuiert werden. Der Resonator ist so konstruiert (Bild 5 und 18), daß er außer den beiden Koppellöchern keine weiteren Pumpöffnungen enthält. Werden zur HF-Energieübertragung anstelle von Koaxialkabeln Rechteckhohlleiter verwendet, können sie auch als Pumpleitung genutzt werden. Bild 17 zeigt den kryotechnischen Meßaufbau, der so konzipiert ist, daß ausgasende Oberflächen nicht direkt den kalten Resonator sehen.

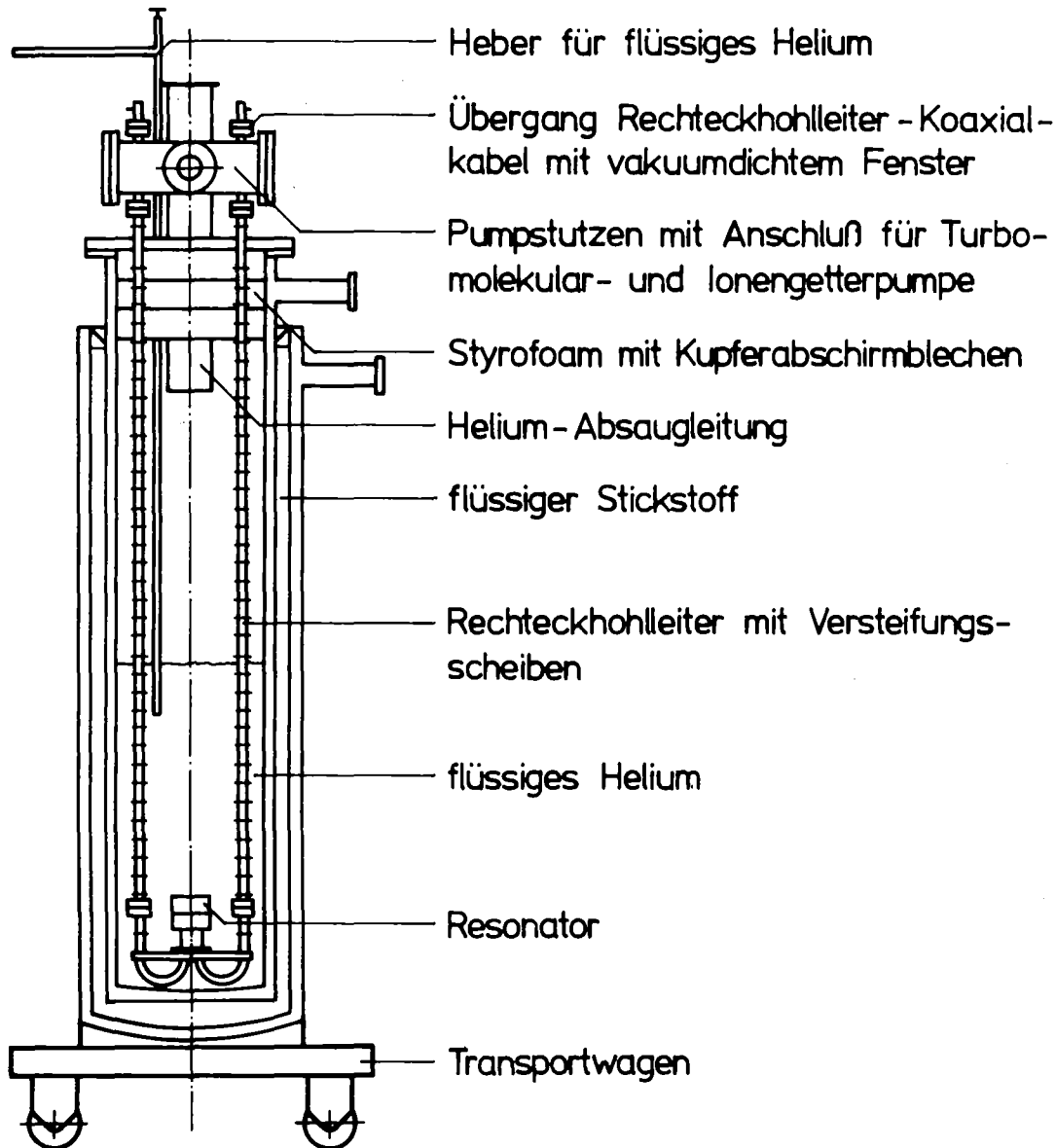


Bild 17: Kryostateinsatz mit supraleitendem Resonator (M 1:10)

Außerhalb des Kryostaten befindet sich der Pumpstutzen, der die beiden Hohlleiter umschließt. Diese sind zum Pumpen mit Schlitzen versehen, wobei auf den nach außen gerichteten Breitseiten je ein Schlitz in der Mitte in Ausbreitungsrichtung angeordnet ist. Auf allen Schmalseiten sind mehrere Schlitze quer zur Ausbreitungsrichtung angebracht. Um die Hohlleiterfelder so wenig wie möglich zu stören, sind die Schlitze sehr schmal gehalten. Das trotzdem auftretende Überkoppeln zwischen den Hohlleitern wird durch eine Trennwand und engmaschiges Kupfergeflecht unterbunden. Auf der Oberseite wird der Pumpstutzen durch je ein vakuumdichtes Hohl-

leiterfenster mit anschließendem Übergang auf Koaxialkabel verschlossen. Die Unterseite wird an zwei in den Kryostatdeckel eingeschweißte, etwa 950 mm lange Hohlleiter angeflanscht, die jeweils in einem 180° -Hohlleiterkrümmer (E-Krümmmer) enden. Aus fertigungstechnischen Gründen ist hier noch eine weitere Flanschverbindung nötig. Die Krümmer wurden bei stückweisem Glühen eines geraden Hohlleiters mit Kupferinnenkern in einer entsprechenden Vorrichtung gebogen. Das Kupfer wurde nach der Fertigstellung mit 65%iger Salpetersäure entfernt. Die Krümmer sind in eine Grundplatte eingelötet, auf der der Resonator über Kopf montiert und mit zwei Paßstiften justiert wird. Durch diese Technik wird vermieden, daß Staubteilchen aus den Hohlleitern in den Resonator gelangen und die Messungen verfälschen. Alle Flanschverbindungen werden mit Indium gedichtet und mit Paßschrauben zusammengehalten.

Da die Hohlleiter außerhalb des Kryostaten Raumtemperatur, auf der Resonatorseite aber die Temperatur des flüssigen Heliums haben, ist ein Material mit geringer Wärmeleitfähigkeit erforderlich. Es werden deshalb Edeldstahlhohlleiter mit einer Wandstärke von 0,64 mm verwendet. Um bei dieser geringen Wandstärke eine mechanische Verformung durch das Pumpen zu verhindern, sind die Hohlleiter mit Versteifungsscheiben versehen. Ihr Abstand wurde aus den Rechnungen von Harvey⁴⁶ bzw. Virgile⁴⁷ ermittelt.

Gepumpt wird mit einer Ionengetterpumpe (Fa. Ultek) mit einer Saugleistung von 11 l/s. Das Startvakuum von 10^{-4} Torr wird mit einer Turbomolekularpumpe erzeugt. Nach etwa 36 h - bedingt durch die kleinen Koppellöcher - erreicht das Vakuum an der Ionengetterpumpe 10^{-7} Torr und verringert sich bei Heliumtemperatur auf $5 \cdot 10^{-8}$ Torr, da dann die kalten Hohlleiter als Kryopumpe wirken.

Der doppelwandige, evakuierbare Heliumbehälter (Dewar) des Kryostaten ist zur Vorkühlung in einen ähnlich aufgebauten Flüssig-Stickstoff-Dewar gehängt. Beide sind aus Edeldstahl gefertigt. Die Kryostatverluste betragen rund 0,5 l He/h. Durch Erniedrigung des Dampfdrucks über dem Heliumbad mit der zentralen Absaugleitung des Instituts kann die Temperatur von 4,2 K auf etwa 1,3 K abgesenkt werden. Die jeweilige Temperatur wird mit einem geeichten Germaniumwiderstand (Fa. Scientific Instruments) gemessen.

3.3 Herstellung und Präparation des Resonators

Der Resonator besteht aus zwei in ihren inneren Abmessungen elektrisch identischen Halbzylindern (Bild 18), die aus massivem, grobkristallinem Niob hoher Reinheit (> 99.8 %) hergestellt wurden.

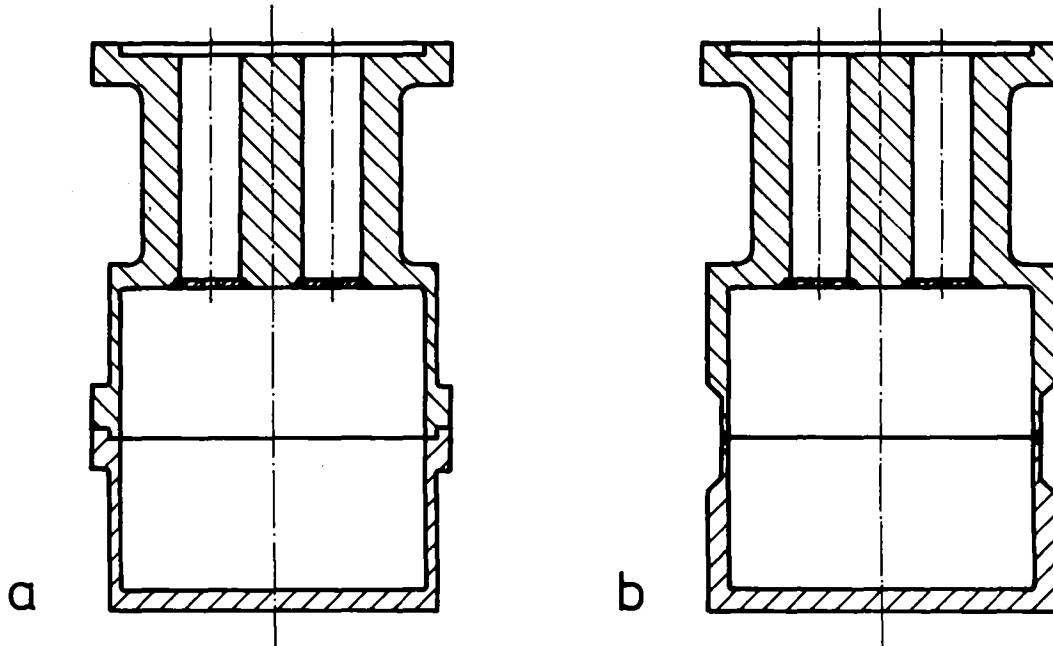


Bild 18: Supraleitende Niobresonatoren (M 1:1)

a) geflanscht b) geschweißt

Nach dem Vordrehen der beiden Resonatorhälften auf ihre ungefähren Maße wurden im Koppelteil die 30 mm langen Rechteckhohlleiter angebracht. Die Schwierigkeit bestand darin, sie mit genauen Abmessungen (15.8x7.9mm), aber erträglichem Aufwand zu fertigen. Die Rechteckkamme wurden deshalb zunächst bis zum Resonanzraum durchgestossen und hinterher durch Einschweißen passender Niobdeckel (Elektronenstrahlschweißen) wieder verschlossen. Vor dem Fertigdrehen wurden die beiden Resonatorteile noch 2 h bei 1850°C im UHV-Ofen spannungsfrei geglüht. Abschließend wurden die beiden Koppellöcher in die Niobdeckel gebohrt, deren Durchmesser um etwa 25 % kleiner als berechnet gewählt wurden, da bei den späteren Oberflächenpräparationen eine Aufweitung zu erwarten war.

Der Resonator wurde in zwei Ausführungen hergestellt. Bei der ersten (Bild 18a) werden die beiden Teile mit einer Indiumdichtung und Spannklammern zusammengeflanscht. Dieser Resonator diente in erster Linie zur Untersuchung der Koppelgeometrie, es wurden aber auch einige Gütemessungen mit ihm durchgeführt. Sie ergaben bei allen Moden mit dem Index $p=0,2,4\dots$ eine um den Faktor 10 bis 50 geringere Güte als bei den Moden mit ungeradem p . Das hat folgenden Grund: Bei den Moden mit ungeradem p fließt bei vollkommener mechanischer Symmetrie über die Flanschebene ("Joint") kein Strom. Die Moden mit geradem p hingegen haben wegen der anderen Feldverteilung an dieser Stelle gerade den maximalen Strom. Da die Kontaktflächen stets mit dielektrischem Nioboxyd Nb_2O_5 überzogen sind, das auch beim Aufeinanderpressen der beiden Halbzylinder nicht zerstört wird, entstehen in der Flanschebene Oxyd-Metall-Oxyd-Spalte, durch die Hochfrequenzleistung abgestrahlt wird. Daher treten in diesen Moden Zusatzverluste auf. Deshalb wurde ein zweiter Resonator (Bild 18b) gefertigt, bei dem die beiden Hälften unter Schutzgas (Argon) von außen spritzerfrei miteinander verschweißt wurden.

Die beiden Teile dieses Resonators wurden nach dem Fertigdrehen noch einmal 2 h bei $1850^\circ C$ im UHV-Ofen ausgeheizt und entgast, um optimale Bedingungen für das anschließende Elektropolieren zu schaffen. Bei diesem von der Fa. Siemens entwickelten Präparationsverfahren⁴⁸ treten in einer Lösung aus 85 Teilen 95 bis 97%iger Schwefelsäure und 10 Teilen 40%iger Flußsäure bei einer konstanten Spannung von etwa 10 V und einer Temperatur von rund $30^\circ C$ gedämpfte Schwingungen des Stromes durch den Elektrolyten auf. Sie führen zu einer starken Politur der Nioboberfläche mit einer ebennenden Wirkung. Nach dem Abklingen der Schwingung wird der Strom abgeschaltet. Sobald die Flußsäure die nunmehr an der Nioboberfläche (Anode) vorhandenen Oxyde wieder aufgelöst hat, kann der ganze Vorgang wiederholt werden. Die Kathode besteht aus einem Stück Reinstaluminium, das der Resonatorgeometrie nur grob angepaßt sein muß, da der größere Spannungsabfall ($\sim 90\%$) an der Anode auftritt. Nachdem mit diesem Verfahren etwa $100\ \mu m$ abgetragen waren, zeigten die Resonatorteile eine mehr oder minder stark spiegelnde Oberfläche. Sorgfältiges Spülen mit 30%igem Wasser-

stoffperoxyd (Handelsname "Perhydrol") und Methanol zur Entfernung von Säureresten beendete den Poliervorgang. Anschließend wurde die Schweißnaht vorbereitet, und die beiden Teile konnten verschweißt werden.

Vor jeder Messung wurden die Resonatoren zudem chemisch poliert, um Oberflächenverunreinigungen zu beseitigen. Die Polierlösung bestand aus 60 Teilen 65%iger Salpetersäure und 40 Teilen 40%iger Flußsäure. Da dieses Säuregemisch bei Raumtemperatur sehr heftig mit Niob reagiert, wurden die Resonatoren nur jeweils 10 bis 15 s geätzt. Danach wurden sie mit destilliertem Wasser und Methanol gespült und "naß" an den Meßaufbau montiert und gepumpt. Beim geflanschten Resonator zeigte sich schon bald die erwartete Aufweitung der Koppellöcher durch das Ätzen, so daß der kleiner gewählte Durchmesser berechtigt war. Deshalb mußte beim geschweißten Resonator etwas anders verfahren werden⁴⁹. Die Ätzlösung, das destillierte Wasser und das Methanol wurden über dünne Teflonschläuche durch ein Koppelloch zugeführt und über das andere mit einer Wasserstrahlpumpe wieder abgesaugt. Um außerdem eine kontrollierte Abtragung zu gewährleisten, wurde die Reaktionsgeschwindigkeit durch eine äußere Kühlung des Resonators herabgesetzt. Durch dieses Verfahren wird die Aufweitung der Koppellöcher reduziert.

4. MEßERGEBNISSE

4.1 Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes

In Bild 19 und 20 ist für jeweils zwei TM- und TE-Moden der im geflanschten Resonator gemessene Oberflächenwiderstand R_0 über der normierten Temperatur T_c/T aufgetragen. Der Restwiderstand R_{res} wurde aus den Meßwerten extrapoliert. Die Differenz $R_0(T) - R_{res}$ ergibt nach (5) den supraleitenden Anteil R_{s1} des Oberflächenwiderstandes. Durch Interpolation zwischen diesen Punkten entsteht in der halblogarithmischen Darstellung näherungsweise eine Gerade, die in jedem Diagramm enthalten ist. Aus deren Steigung läßt sich nach der BCS-Theorie der Gapparameter Δ/kT_c bestimmen. Die Logarithmierung von (8) führt zu folgendem Zusammenhang zwischen R_{s1} und T_c/T

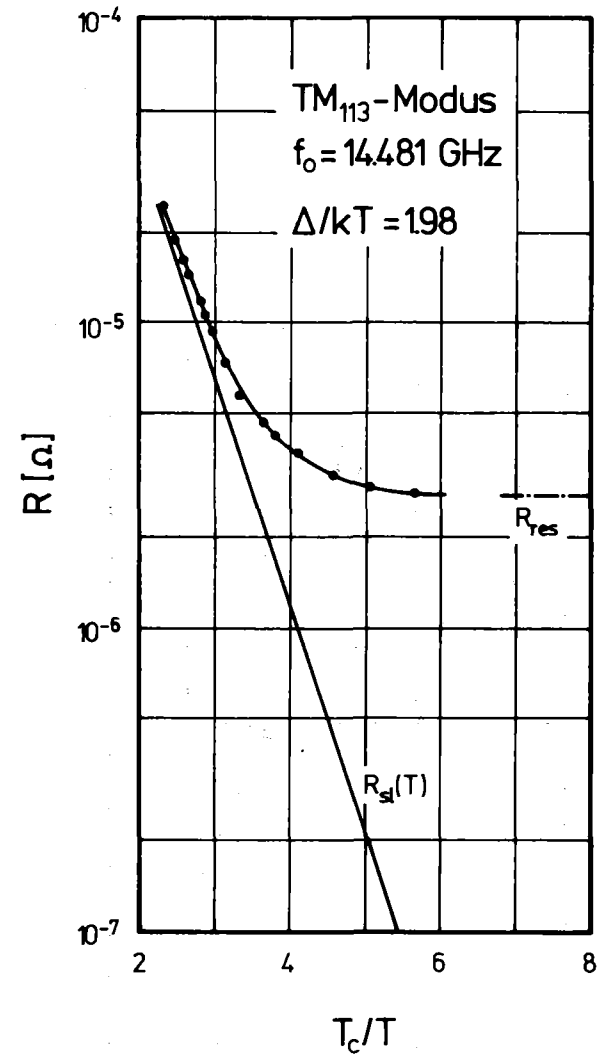
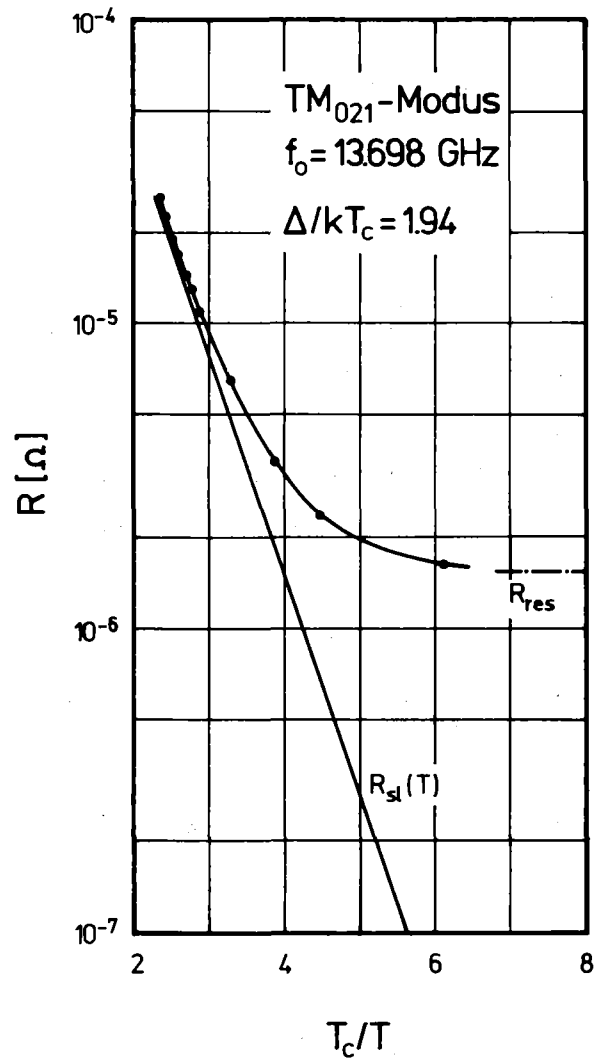


Bild 19: Gemessene Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes in TM-Moden im geflanschten Resonator (R_{sl} = supraleitender Anteil; R_{res} = Restwiderstand)

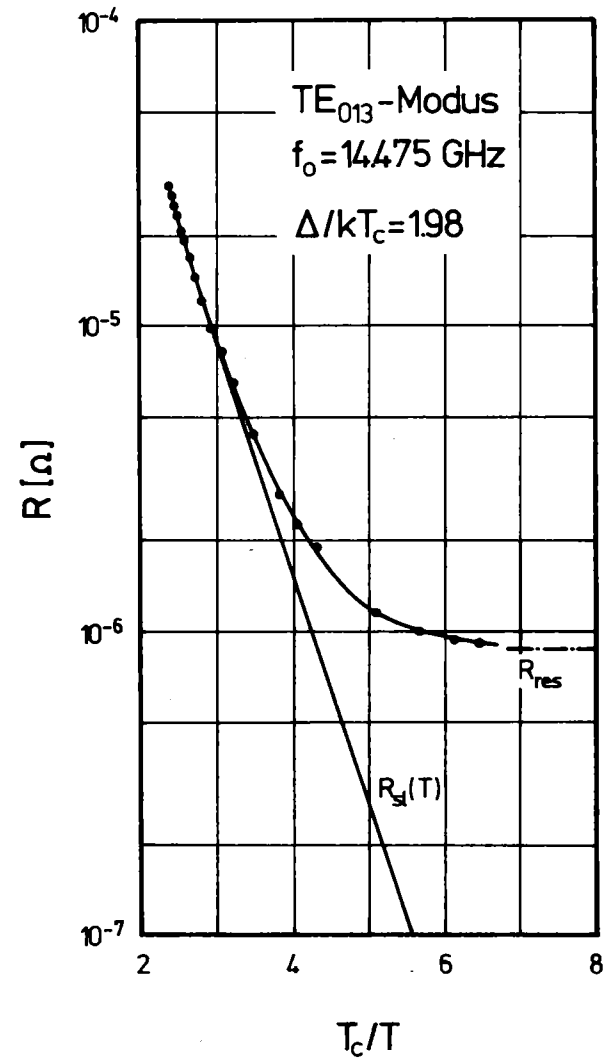
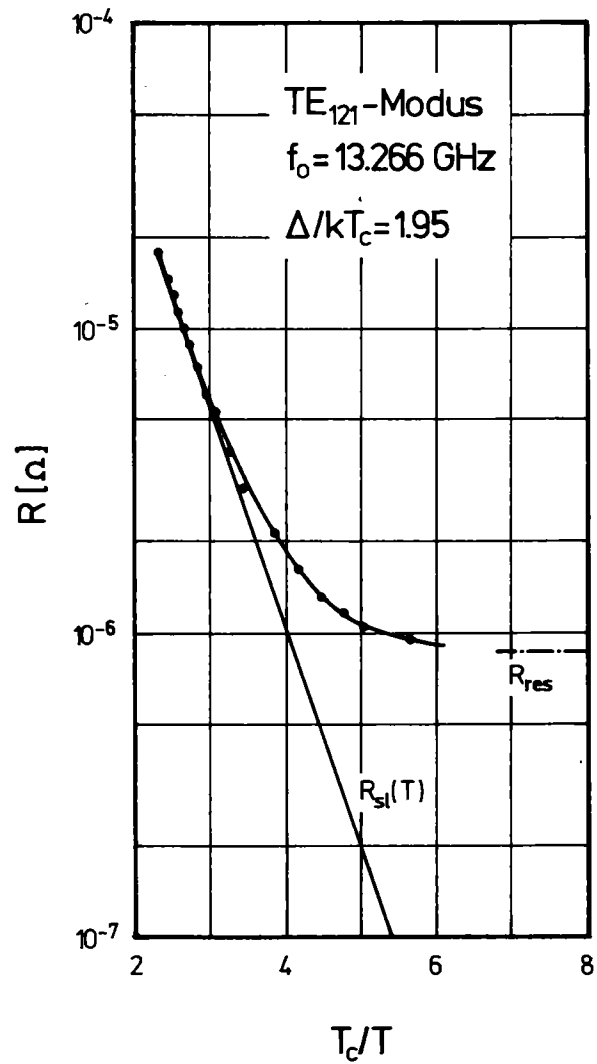


Bild 20: Gemessene Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes in TE-Moden im geflanschten Resonator (R_{sl} = supraleitender Anteil; R_{res} = Restwiderstand)

$$\lg R_{s1} = - \frac{1}{\ln 10} \frac{\Delta}{kT_c} \frac{T_c}{T} + \lg \frac{T_c}{T} + \lg C \stackrel{!}{=} \phi\left(\frac{T_c}{T}\right) \quad (50)$$

gefaßt sind. R_{s1} ist auf 1Ω normiert. Die Funktion $\phi(T_c/T)$ gilt im Sinne der Methode der kleinsten Quadrate⁵⁰ als die beste Approximation der durch die Meßpunkte gegebenen Kurve $f(T_c/T)$, wenn für sie die Gleichung

$$S = \sum_{i=1}^N \left[f\left(\frac{T_c}{T}\right) - \phi\left(\frac{T_c}{T}\right) \right]^2 \quad (51)$$

ein Minimum hat. Aus der partiellen Ableitung und dem anschließenden

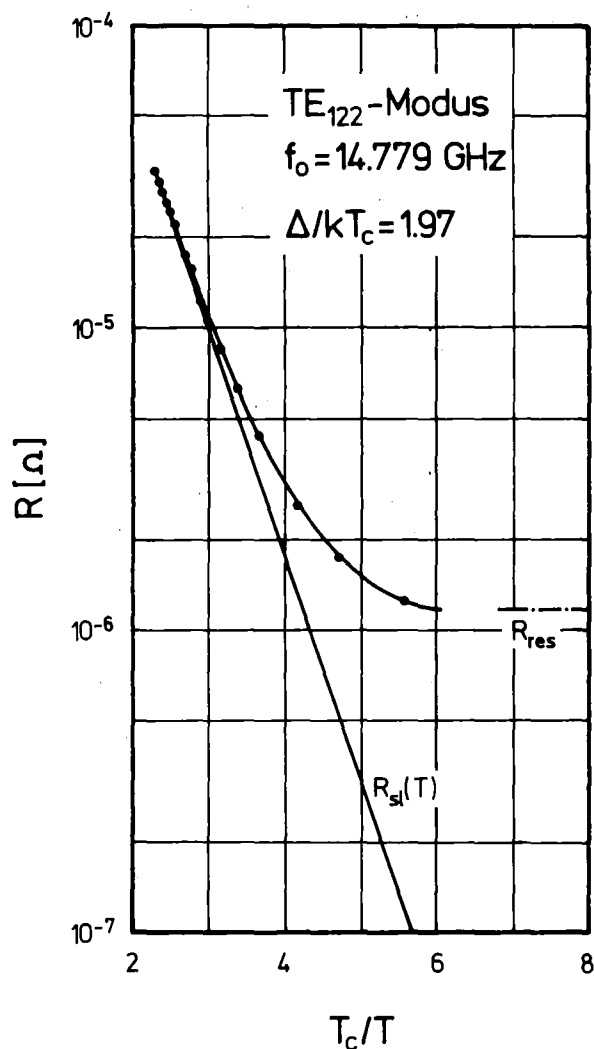


Bild 21: Gemessene Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes in einem TE-Modus im geschweißten Resonator (R_{s1} = supraleitender Anteil; R_{res} = Restwiderstand)

den Nullsetzen resultieren zwei Bedingungsgleichungen für Δ/kT_c und $\lg C$, die mit einem Rechnerprogramm ausgewertet wurden. N ist die Anzahl der Meßpunkte. Die Abweichung von einer Geraden ist in (50) durch den Summanden $\lg T_c/T$ berücksichtigt. In jedes Diagramm sind die auf diese Weise ermittelten Werte für Δ/kT_c eingetragen.

Bild 21 zeigt den in einem TE-Modus des geschweißten Resonators gemessenen Oberflächenwiderstand zusammen mit dem zugehörigen supraleitenden Anteil R_{s1} .

4.2 Frequenzabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes

In Bild 22 ist die im geflanschten Resonator gemessene Frequenzabhängigkeit des supraleitenden Anteils R_{s1} des Oberflächenwiderstandes mit

$$R_{s1}(f, T=4K) = R_o(f, T=4K) - R_{res}(f) \quad (5)$$

dargestellt. Dabei konnten nur die Moden mit ungeradem Index p berücksichtigt werden, da in den anderen mit geradem p große Zusatzverluste in der Flanschebene auftraten (siehe Kapitel 3.3), die nicht von den eigentlichen Oberflächenverlusten getrennt werden konnten.

Durch die doppeltlogarithmische Auftragung entsteht eine Gerade, aus deren Steigung mit (9) der Exponent α für die Frequenzabhängigkeit berechnet werden kann. Die Logarithmierung von (9) führt auf die Gleichung

$$\lg R_{s1} = \alpha \lg f + \lg A \quad (52)$$

A ist ein Proportionalitätsfaktor. R_{s1} ist auf 1Ω und f auf 1 Hz normiert. Ähnlich wie bei der Temperaturabhängigkeit können die

beiden Parameter α und $\lg A$ mit der Methode der kleinsten Quadrate ⁵⁰ bestimmt werden. Der daraus resultierende Exponent α ist in jedes Diagramm eingetragen.

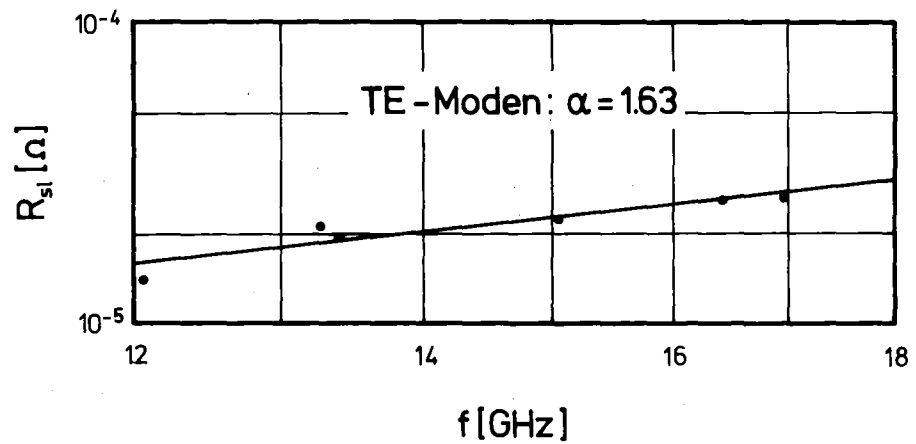
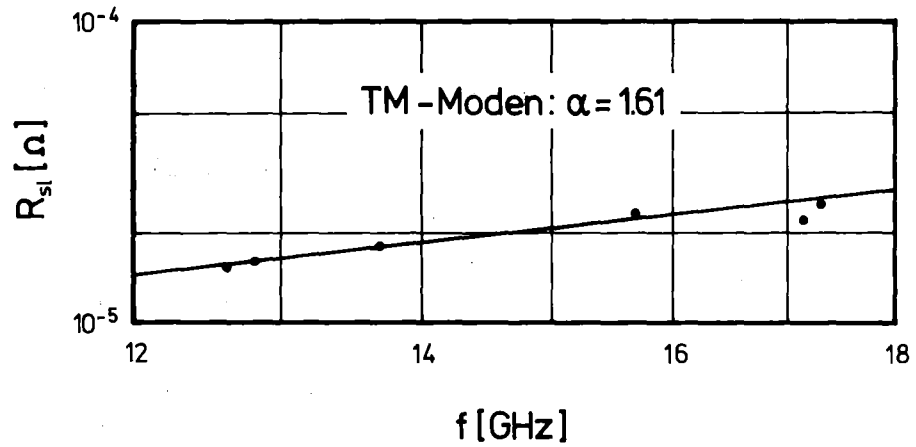


Bild 22: Gemessene Frequenzabhängigkeit des supraleitenden Anteils R_{s1} des Oberflächenwiderstandes im geflanschten Resonator bei $T = 4$ K

In Bild 23 ist die im geschweißten Resonator gemessene Frequenzabhängigkeit von R_{s1} aufgetragen, wobei jetzt auch Moden mit geradem Index p einbezogen sind, da die Zusatzverluste durch den "Joint" entfallen.

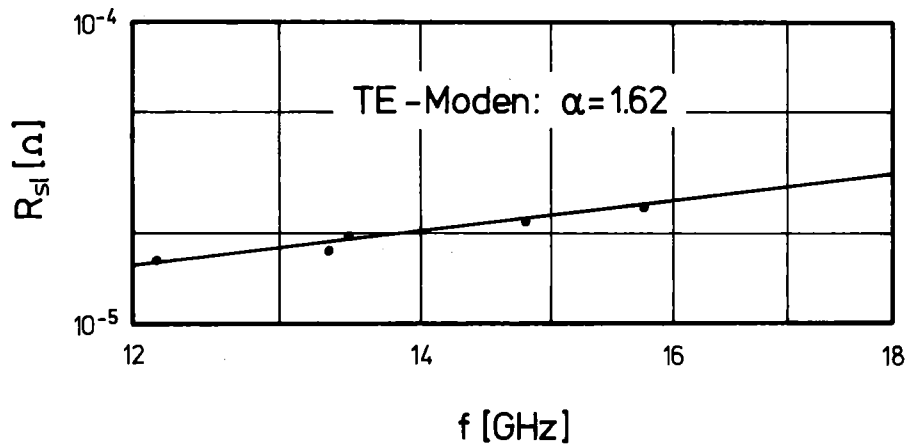
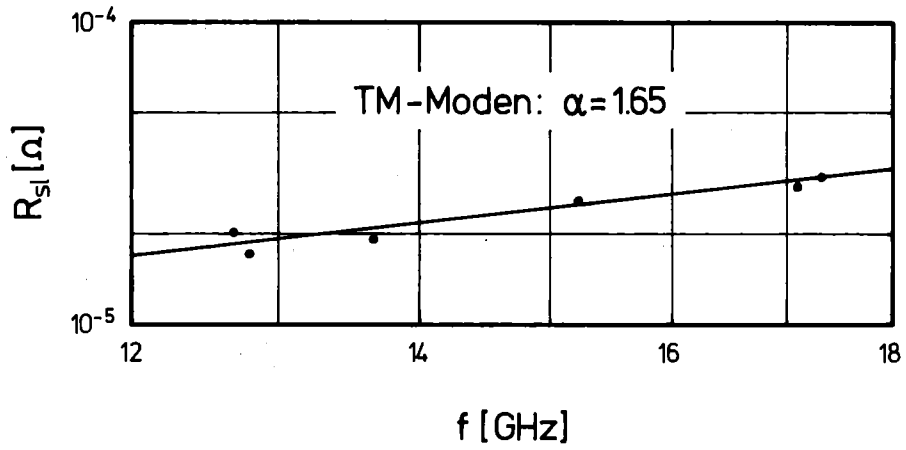


Bild 23: Gemessene Frequenzabhängigkeit des supraleitenden Anteils R_{s1} des Oberflächenwiderstandes im geschweißten Resonator bei $T = 4$ K

4.3 Frequenzabhängigkeit des Restwiderstandes

In Bild 24 sind die während einer Messung aufgenommenen Restwiderstände im geschweißten Resonator aufgetragen. Dabei ist mit wachsender Frequenz eine Zunahme von R_{res} zu beobachten, die aber den nach (10) zulässigen Bereich für den Exponenten α der Frequenzabhängigkeit sowohl bei den TM- als auch bei den TE-Moden deutlich übersteigt.

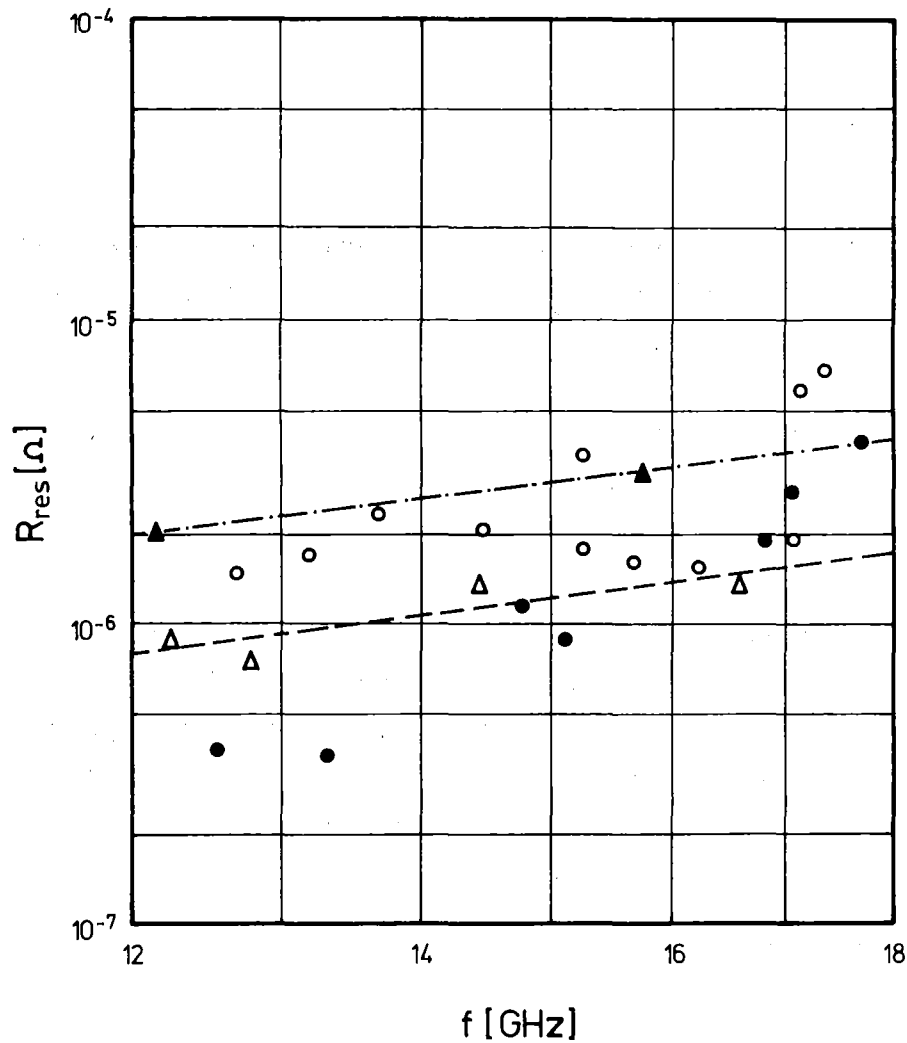


Bild 24: Gemessene Restwiderstände im geschweißten Resonator
o TM-Moden; • TE-Moden
 Δ TM_{21p} -Moden; \blacktriangle TE_{11p} -Moden

Lediglich bei den TM_{21p} -Moden ($p=0,1,2,3$) und bei den TE_{11p} -Moden ($p=3,4$) ergeben sich für α Werte <2 , und zwar bei ersteren $\alpha=1.91$ und bei letzteren $\alpha=1.88$. Beide Werte wurden wieder mit der Methode der kleinsten Quadrate⁵⁰ bestimmt.

4.4 Fehlerbetrachtung

Eine Größe y , die sich aus N unabhängigen Meßwerten x_i mit

$$y = f(x_i) \quad (53)$$

zusammensetzt, hat nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz⁵¹ einen mittleren Fehler m_y , in dem die Fehler m_i der jeweiligen x_i enthalten sind.

$$m_y = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(m_i \frac{\delta y}{\delta x_i}\right)^2} \quad (54)$$

Dabei ist vorausgesetzt, daß es sich bei den Fehlern m_i nur um kleine Abweichungen handelt, so daß die Größe y in der Nähe der Meßwerte x_i durch eine nach dem ersten Glied abgebrochene Taylor-Entwicklung approximiert werden kann. Ist der Zusammenhang zwischen y und x_i durch ein Potenzgesetz

$$y = K \cdot \prod_{i=1}^N x_i^{\alpha_i} \quad (55)$$

gegeben, so ergibt sich aus (54) durch logarithmisches Differenzieren der mittlere relative Fehler der Größe y zu

$$\frac{m_y}{y} = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\alpha_i \frac{m_i}{x_i}\right)^2} \quad (56)$$

Diese Gleichung kann für die Abschätzung des mittleren relativen Fehlers bei der Bestimmung von R_o benutzt werden. Der Oberflächenwiderstand ist nach (15) eine Funktion des Geometriefaktors G und der unbelasteten Güte Q_o , die nach (30) und (34) wiederum vom Koppelfaktor β_E , von der Frequenz f_o und von der Abklingzeit t abhängt.

$$R_o = \frac{G}{9.096 \cdot f_o \cdot t \cdot (1 + \beta_E)} \quad (57)$$

Da der Auskoppelfaktor β_A sehr klein ist, kann er vernachlässigt werden. Aus (56) und (57) folgt dann

$$\frac{\Delta R_o}{R_o} = \sqrt{\left(\frac{\Delta G}{G}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f_o}{f_o}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\beta_E}{1 + \beta_E}\right)^2 \left(\frac{\Delta \beta_E}{\beta_E}\right)^2} \quad (58)$$

Der von den Resonatorabmessungen abhängige Geometriefaktor ändert sich durch die chemischen Behandlungen. Da die abgetragene Schicht jedoch 100 μm nicht überschreitet, ist diese Abweichung bei $D=L=40\text{mm}$ nicht größer als $2.5 \cdot 10^{-3}$. Der Fehler durch Fertigungstoleranzen und die Koppellöcher schlägt sich in der gemessenen Resonanzfrequenz und damit nach (16) auch in G nieder. Er bleibt aber ebenfalls kleiner als $2.5 \cdot 10^{-3}$. Der gesamte relative Fehler im Geometriefaktor kann daher in (58) vernachlässigt werden.

Die Frequenzmessung ist auf $< 10^{-5}$ genau, so daß dieser Fehler in (58) nicht berücksichtigt zu werden braucht.

Der relative Fehler bei der Messung der Abklingzeit setzt sich im wesentlichen aus drei Anteilen zusammen. Der Eichfehler des Oszillografen beträgt ca. 2 %. Die Unsicherheiten in der HF-Diode und allen anderen Bauteilen wie Richtkoppler, Kabel usw. können mit 1 % abgeschätzt werden. Der Ablesefehler, der u. a. durch die Platzierung des Strichrasters vor der Röhre und durch die endliche Strichbreite des Oszillogramms entsteht, dürfte bei allen Messungen 2 % nicht übersteigen. Insgesamt ergibt sich also ein relativer Fehler von 5 %.

Die größte Unsicherheit bei der Bestimmung des Oberflächenwiderstandes wird durch den Koppelfaktor hervorgerufen. Zwar werden alle in (47a) bis (47f) auftretenden Leistungen über denselben Leitungsweg gemessen und somit alle im gleichen Maß gedämpft. Durch Stoßstellen in der Leitung entstehen aber Reflexionen und stehende Wellen, die eine vom Phasenabstand Stoßstelle-Resonator abhängige Ankopplung bewirken. Weitere Ungenauigkeiten kommen durch Ablesefehler hinzu, die sich insbesondere bei kleiner reflektierter Leistung P_r bzw. kleiner abgestrahlter Leistung P_E nicht ausschließen lassen. Daraus resultierten z. T. beträchtliche Abweichungen zwischen den Ergebnissen der Gleichungen (47a) und (47d). Die beste Übereinstimmung wurde bei $\beta_E = \frac{1}{3}$ ($P_E = P_r$) mit etwa 4 % Unterschied erreicht. Der maximale Fehler bei der Koppelfaktorbestimmung kann mit ca. 10 % abgeschätzt werden.

Nach Einsetzen der einzelnen Fehler ergibt sich bei $\beta_E \leq 3$ aus (58) ein mittlerer relativer Fehler von

$$\frac{\Delta R_o}{R_o} \leq 9\% \quad (59)$$

bei der Bestimmung des Oberflächenwiderstandes.

4.5 Diskussion der Meßergebnisse

Die in verschiedenen Moden gemessene Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes zeigt sowohl im geflanschten als auch im geschweißten Resonator eine Streuung des Gapparameters von $1.94 \leq \Delta/kT_c \leq 1.98$, wobei eine Zunahme mit der Frequenz zu erkennen ist. Andere Untersuchungen an reinen Nioboberflächen bestätigen die hier gefundenen Ergebnisse. So beobachteten Bauer et al.⁵² ein Anwachsen des Gapparameters von 1.85 auf 1.95 zwischen 1.7 und 7.8 GHz. Bei Turneure et al.⁵³ findet sich eine Übersicht über die mit verschiedenen Methoden gemessenen Δ/kT_c , wobei als Maximum 1.945 angegeben wird. Tunnelmessungen an supraleitendem Niob von Bostock et al.⁵⁴ führten sogar zu einem Wert von 1.965. Ein mög-

licher Grund für den größeren Gapparameter bei höheren Frequenzen ist die hochfrequenzinduzierte Supraleitung⁵⁵, die eine Verbesserung der supraleitenden Eigenschaften von Nioboxydclustern mit der Frequenz oberhalb von 10 GHz bewirkt.

Die Messungen zeigen weiterhin die von tieferen Frequenzen her bekannte Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes mit anfänglichem exponentiellen Abfall und späterem Übergang in einen nahezu temperaturunabhängigen Wert von rund $10^{-6} \Omega$, wobei die Restwiderstände in den TE-Moden unter denen der TM-Moden liegen. Im Gegensatz zum geflanschten Resonator konnten im geschweißten auch Moden mit geradem Index p untersucht werden, bei denen aber kein grundsätzlich anderes Verhalten zu beobachten war.

Die gemessene Frequenzabhängigkeit des supraleitenden Anteils R_{s1} im Oberflächenwiderstand stimmt recht gut mit dem theoretischen BCS-Verlauf überein. Aus dem Halbritterschen Programm²³ ergibt sich zwischen 12 und 18 GHz eine Abhängigkeit $f^{1.62}$, die hier nahezu erreicht wurde, im Gegensatz zu niedrigeren Frequenzen, wo stets ein größerer Exponent zu beobachten war. Die gute Wiedergabe des theoretischen Wertes ist wiederum auf die hochfrequenzinduzierte Supraleitung zurückzuführen.

Die Untersuchung des Restwiderstandes führte zu den erwarteten unterschiedlichen Ergebnissen. Von Präparation zu Präparation schwankten die Meßwerte, wobei aber kein eindeutiger Zusammenhang festzustellen war. Im geflanschten und vor jeder Messung chemisch polierten Resonator lagen die Restwiderstände in den TE-Moden deutlich niedriger als in den TM-Moden. Diese Moden haben nur am Resonatormantel elektrische Felder senkrecht zur Oberfläche, die in der dünnen dielektrischen Nioboxydschicht Verluste hervorrufen können. Bei den TE-Moden mit dem Index $m = 0$ gibt es überhaupt keine senkrechten elektrischen Felder mehr an der Oberfläche. Anders sieht es dagegen bei den TM-Moden aus. Durch das axiale elektrische Feld treten auch an den Resonatorstirnflächen Verluste auf. Hinzu kommen die Verluste durch die stärkere Kopplung an die Meßapparatur, und schließlich wirkt sich auch der ungenügende elektrische Kontakt in der Flanschebene aus. Dieser verschlechtert zwar in erster Linie den Oberflächen- bzw. Rest-

widerstand in den Moden mit geradem Index p , er beeinflusst ihn aber auch bei den Moden mit ungeradem p , da stets eine kleine mechanische Unsymmetrie der beiden Halbzylinder gegeben ist. Permanent schlecht war R_{res} bei den TM_{02p} -Moden mit $1.5 \cdot 10^{-5} \Omega$ im TM_{021} -Modus und $4 \cdot 10^{-5} \Omega$ im TM_{023} -Modus. Die niedrigsten Restwiderstände im geflanschten Resonator wurden im TE_{113} -Modus ($f_0 = 12.053 \text{ GHz}$) mit $R_{\text{res}} = 5.7 \cdot 10^{-7} \Omega$ und im TE_{121} -Modus ($f_0 = 13.260 \text{ GHz}$) mit $R_{\text{res}} = 6 \cdot 10^{-7} \Omega$ erreicht.

Im geschweißten Resonator wurden noch niedrigere Werte gemessen. Hier zeigte sich der Vorteil der elektropolierten Oberfläche gegenüber der nur chemisch polierten des geflanschten Resonators und der Wegfall der Flanschebene. Durch die geschweißte Verbindung der beiden Hälften war der Unterschied zwischen TE- und TM-Moden einerseits und zwischen Moden mit geradem und ungeradem Index p andererseits nicht mehr so gravierend. Der bislang kleinste Restwiderstand in diesem Resonator liegt bei $R_{\text{res}} = 2.6 \cdot 10^{-7} \Omega$ gemessen im TE_{411} -Modus ($f_0 = 13.310 \text{ GHz}$) Selbst dieser Wert ist aber noch um zwei Zehnerpotenzen von den Bestwerten bei tieferen Frequenzen⁵⁶ entfernt. Der Grund dafür könnten auf der Resonatoroberfläche kondensierte Restgase²⁰ sein. Die Ionengetterpumpe zeigt zwar einen Druck von 10^{-7} Torr bei warmem Resonator bzw. $5 \cdot 10^{-8}$ Torr bei Heliumtemperatur an, im Resonator dürfte er jedoch höher liegen. Wie sich bei Messungen⁵⁷ an einem 1 m langen Hohlleiter mit einer Lochblende in der Größe des Koppellochs herausstellte, ist der Druck hinter der Blende mindestens um 10^3 größer als direkt an der Pumpe, so daß im Resonator bestenfalls $5 \cdot 10^{-5}$ Torr herrschen. Die dann noch vorhandenen Gaspartikel frieren beim Abkühlen auf der Metalloberfläche aus und erhöhen die HF-Verluste.

Die Messung des Restwiderstandes als Funktion der Frequenz ließ sich nur mit dem geschweißten Resonator durchführen, da bei ihm die Jointverluste entfallen, die im allgemeinen nicht von den Oberflächenverlusten zu trennen sind. Trotzdem ergab sich ein recht steiler Anstieg (Bild 24), der größer ist als der in (10) vorhergesagte. Nur bei den TM_{21p} - und den TE_{11p} -Moden, die beide kleine Koppelfaktoren haben, war der Exponent $\alpha < 2$ (siehe Kapitel 4.3). Bei den anderen Moden dürfte sich insbesondere bei den

höheren Frequenzen wiederum die stärkere Kopplung auswirken, die nach (22) mit f^3 zunimmt.

Halbritter gibt in ²⁴ eine Abschätzung für den Restwiderstand einer homogenen Oberfläche mit einer Eindringtiefe $\lambda \approx 60$ nm bei $T \leq 4$ K an.

$$R_{\text{res}}[\Omega] \leq 6 \cdot 10^{-8} f^2 [\text{GHz}^2] \quad (60)$$

Das bedeutet für den hier untersuchten Frequenzbereich

$$8.64 \cdot 10^{-6} \Omega \leq R_{\text{res}} \leq 1.94 \cdot 10^{-5} \Omega \quad (61)$$

Diese Werte wurden im geschweißten Resonator mindestens um den Faktor 2.5 unterschritten.

5. ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wurde zum ersten Mal der Oberflächenwiderstand supraleitender Niobresonatoren zwischen 12 und 18 GHz untersucht. Im Hinblick auf eine mögliche Anwendung in einem supraleitenden Elektronenmikroskop interessierte insbesondere die Temperatur- und Frequenzabhängigkeit in den TM-Moden. Da aber gleichzeitig auch TE-Moden angeregt werden konnten, eröffneten sich Vergleichsmöglichkeiten.

Bei der Konstruktion des Resonators wurden viele Erfahrungen aus Experimenten bei tieferen Frequenzen übernommen. Um die Fertigung und spätere Handhabung zu vereinfachen, wurden die Abmessungen so gewählt, daß der Resonator nicht im Grundmodus, sondern in Oberharmonischen betrieben wird. Ein ebenfalls supraleitendes Koppelteil mit den beiden Koppellöchern soll die Koppelverluste reduzieren. Da der Resonator in einer geflanschten und einer geschweißten Ausführung hergestellt wurde, konnte auch der Einfluß der Flanschebene untersucht werden. Allerdings sind hier nur qualitative Aussagen möglich.

Der gesamte Hochfrequenzmeßplatz wurde konzipiert und aufgebaut. Die geringen Bandbreiten der jeweiligen Resonanzen erforderten eine Frequenzregelung, bei der der Resonator als frequenzbestimmendes Element wirkt. Mit ihr konnten Moden mit einem Frequenzabstand von etwa 150 kHz eindeutig getrennt werden. Der kryotechnische Aufbau wurde entworfen. Durch die Überkopfmontage können weniger Gas- und Staubpartikel in den Resonator gelangen und die Oberflächeneigenschaften verschlechtern. Über die Edelstahlrechteckhohlleiter erhält der Resonator einmal die zum Ausgleich der Verluste erforderliche HF-Energie, zum anderen wird er über sie evakuiert.

Die Meßergebnisse stimmen teilweise recht gut mit den theoretischen Werten überein. Die für $T = 4 \text{ K}$ berechneten Oberflächenwiderstände konnten erreicht werden, und auch die Frequenzabhängigkeit des supraleitenden Anteils R_{s1} zeigt den erwarteten Verlauf. Der Gapparameter liegt zwischen 1.94 und 1.98, er entspricht damit den bei anderen Messungen gefundenen Werten. Wesentliche Abweichungen sind eigentlich nur beim Restwiderstand festzustellen, der in beiden Resonatorversionen noch relativ groß ist. Wegen der reduzierten Jointverluste ist R_{res} im geschweißten und elektropolierten Resonator jedoch niedriger als im geflanschten. Sicherlich wird sich der Restwiderstand bei diesen Frequenzen noch verbessern lassen, so daß vielleicht auch bei 18 GHz die von anderen Experimenten her bekannten $2 \cdot 10^{-9} \Omega$ erreicht werden können.

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

- 1 London, H.
The high-frequency resistance of superconducting tin
Proc. Roy. Soc. 176A (1940), S. 522
- 2 Bardeen, J.; Cooper, L. N.; Schrieffer, J. R.
Theory of superconductivity
Phys. Rev. 108 (1957), S. 1175
- 3 Citron, A.; Halbritter, J.; Kuntze, M.; Lengeler, H.;
Vetter, J.
Entwicklungen auf dem Gebiet der Hochfrequenz-Supraleitung
im Kernforschungszentrum Karlsruhe
KfK-Ext. 3/76-5 (GfK, Karlsruhe 1976)
- 4 Stein, S. R.; Turneaure, J. P.
Superconducting-cavity-stabilized oscillator of 10^{-14}
stability
Proc. 13th Conf. Low Temp. Phys. 4 (Boulder, 1972), S. 535
- 5 Meyer, W.
Supraleitende Breitband-Nachrichtenübertragung
Mikrowellen Magazin 1 (1977), S. 15
- 6 Superconducting resonators
Verschiedene Beiträge in
IEEE-Trans. Magn. MAG-11 (1975) No. 2, S. 408 - 442
- 7 RF cavities and accelerators
Verschiedene Beiträge in
IEEE Trans. Magn. MAG-13 (1977) No. 1, S. 491 - 523
- 8 Superconducting linear accelerators and cavities
Verschiedene Beiträge in
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18 (1971) No. 3, S. 134 - 192
- 9 Superconducting RF cavities, separators and accelerators;
cryogenic and vacuum technology
Verschiedene Beiträge in
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20 (1973) No. 3, S. 44 - 135
- 10 Cryogenics and superconductivity
Verschiedene Beiträge in
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22 (1975) No. 3, S. 1116 - 1209
- 11 Septier, A.; Viet, N. T.
Microwave applications of superconducting materials
J. Phys. E 10 (1977), S. 1193
- 12 Dietrich, I.; Hermann, K.-H.; Passow, C.
A proposal for a high voltage electron microscope with
superconducting microwave linear accelerator and super-
conducting lenses
Optik 42 (1975), S. 439

- 13 Kollath, R.
Teilchenbeschleuniger
(Verlag Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1955)
- 14 Meinke, H.; Gundlach, F. M.
Taschenbuch der Hochfrequenztechnik
(Springer-Verlag, Berlin, 1956)
- 15 Millimeter microwave products and capabilities
Katalog der Fa. TRG Division Alpha Industries, Inc.
(Woburn, Mass., USA, 1974)
- 16 Tillmanns, R.
Vergleich eines flexiblen Koaxialkabels für den Frequenz-
bereich bis 18 GHz mit einem Semi-Rigid-Kabel
Mikrowellen Magazin 3(1977), S. 194
- 17 Landau, L. D.; Lifschitz, E. M.
Elektrodynamik der Kontinua
(Akademie Verlag, Berlin, 1967)
- 18 Pöschl, K.
Mathematische Methoden in der Hochfrequenztechnik
(Springer-Verlag, Berlin, 1956)
- 19 Friedburg, H.
Mikrowellenbauteile und Verzögerungsleitungen
Vorlesungsumdruck (Universität Karlsruhe, 1976)
- 20 Piosczyk, B.
Experimentelle Untersuchungen an supraleitenden Wendel-
resonatoren aus Niob im 100 MHz-Bereich
Dissertation (Universität Karlsruhe, 1974)
KfK-1991 (GfK, Karlsruhe, 1974)
- 21 Kneisel, P.
Zur Abhängigkeit des Oberflächenwiderstandes anodisierter
Niobresonatoren von der Hochfrequenz-Feldstärke zwischen
2 und 4 GHz
Dissertation (Universität Karlsruhe, 1972)
KfK-1645 (GfK, Karlsruhe, 1972)
- 22 Halbritter, J.
Comparison between measured and calculated RF losses in
the superconducting state
Z. Phys. 238 (1970), S. 466
- 23 Halbritter, J.
Fortran-program for the computation fo the surface impedance
of superconductors
KfK-Ext. 3/70-6 (GfK, Karlsruhe, 1970)
- 24 Halbritter, J.
On RF residual losses and phonon generation
IEEE Trans. Magn. MAG-11 (1975), S. 427

- 25 Meyer, W.
Theorie und Praxis der Hochfrequenz-Supraleitung
Mikrowellen Magazin 2(1977), S. 112
- 26 Halbritter, J.
New mechanisms causing surface dielectric losses for
oxide coated metals
Proc. 7th Int. Vacuum Congr. and 3 Int. Conf. on Solid
Surfaces (Wien, 1977), S. 2015
- 27 Halbritter, J. (Ed.)
Vorträge über Hochfrequenz-Supraleitung
KfK-Ext. 3/72-11 (GfK, Karlsruhe, 1972)
- 28 Kneisel, P.; Stoltz, O.; Halbritter, J.
On the variation of RF-surface resistance with field
strength in anodized niobium cavities
Proc. 1972 Appl. Superconductivity Conf. (Annapolis, 1972),
S. 657
- 29 Unger, H.-G.
Elektromagnetische Wellen I
(Verlag Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1967)
- 30 Otto, W.
Berechnung von Hohlraumresonatoren höchster Kreisgüte
Nachrichtentechnik 10 (1960), S. 205, S. 266 und S. 365
- 31 Megla, G.
Dezimeterwellentechnik
(Berliner Union, Stuttgart, 1962)
- 32 Halbritter, J.
Bemerkungen zur Einkopplung in einen supraleitenden Hohl-
raumresonator
(1969) unveröffentlicht
- 33 Friedburg, H.; Szecsi, L.
Supraleitende Einkopplung für Hochfrequenzresonatoren
Z. angew. Phys. 29 (1970), S. 252
- 34 Kinzer, J. P.; Wilson, I. G.
Endplate and side wall currents in circular cylinder
cavity resonator
Bell Syst. Techn. J. 26 (1947), S. 31
- 35 Klein, W.
Über den Einfluß von Kreislöchern in elektromagnetischen
Hohlraumresonatoren
Z. angew. Phys. 3 (1951), S. 253
- 36 Kaden, H.
Wirbelströme und Schirmung in der Nachrichtentechnik
(Springer-Verlag, Berlin, 1959)
- 37 Groll, H.
Mikrowellenmeßtechnik
(Verlag Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1969)

- 38 Sucher, M.; Fox, J.
Handbook of microwave measurements I-III
(Polytechnic Press, Brooklyn, 1963)
- 39 Montgomery, C. G.; Dicke, R. H.; Purcell, E. M.
Principles of microwave circuits
(Mc Graw-Hill, New York, 1948)
- 40 Fairbank, W. M.; Pierce, J. M.; Wilson, P. B.
High power superconducting cavities for accelerators
Proc. 8th Int. Conf. Low Temp. Phys. (London, 1962), S. 324
- 41 Gassmann, G.-G.
Neue Phasen- und Frequenzvergleichsschaltungen
Archiv der elektrischen Übertragung 15 (1961), S. 359
- 42 Hernday, P. R.; Enlow, C. J.
A high-performance 2-to-18-GHz sweeper
Hewlett-Packard Journal (März 1975), S. 2
- 43 Tietze, U.; Schenk, Ch.
Halbleiter-Schaltungstechnik
(Springer-Verlag, Berlin, 1974)
- 44 Carter, R. L.
High stability operational amplifier current source
Rev. Sci. Instrum. 46 (1975), S. 495
- 45 Brunk, M.
Der Fangbereich von Nachlaufsynchronisationsschaltungen mit
sinusförmiger Charakteristik des Phasendiskriminators
Archiv der elektrischen Übertragung 19 (1965), S. 649
- 46 Harvey, A. F.
Microwave engineering
(Academic Press, London, 1963)
- 47 Virgile, L. G.
Deflection of waveguide subjected to internal pressure
IRE Trans. MTT-5 (1957), S. 247
- 48 Diepers, H.; Schmidt, O.; Martens, H.; Sun, F. S.
A new method of electropolishing niobium
Phys. Lett. 37A (1971), S. 139
- 49 Meyer, W.; Kröner, F.
(1978) unveröffentlicht
- 50 Bronstein, I. N.; Semendjajew, K. A.
Taschenbuch der Mathematik
(B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1969)

- 51 Zurmühl, R.
Praktische Mathematik für Ingenieure und Physiker
(Springer-Verlag, Berlin, 1963)
- 52 Bauer, W.; Giordano, S.; Hahn, H.
Measured frequency dependence of the surface resistance
of superconducting niobium
J. Appl. Phys. 45 (1974), S. 5023
- 53 Turneaure, J.P.; Weissmann, I.
Microwave surface resistance of superconducting niobium
J. Appl. Phys. 39 (1968), S. 4417
- 54 Bostock, J.; Agyeman, K.; Frommer, M.H.; Mac Vicar, M.L.A.
Determining accurate superconducting tunneling energy gaps:
Anisotropy in single-crystal Nb
J. Appl. Phys. 44 (1973), S. 5567
- 55 Klapwijk, T.M.; van den Bergh, J.N.; Mooij, J.E.
Radiation-Stimulated Superconductivity
J. Low Temp. Phys. 26 (1977), S. 385
- 56 Pfister, H.
Superconducting cavities
Cryogenics 16 (1976), S. 17
- 57 Passow, C.
private Mitteilung