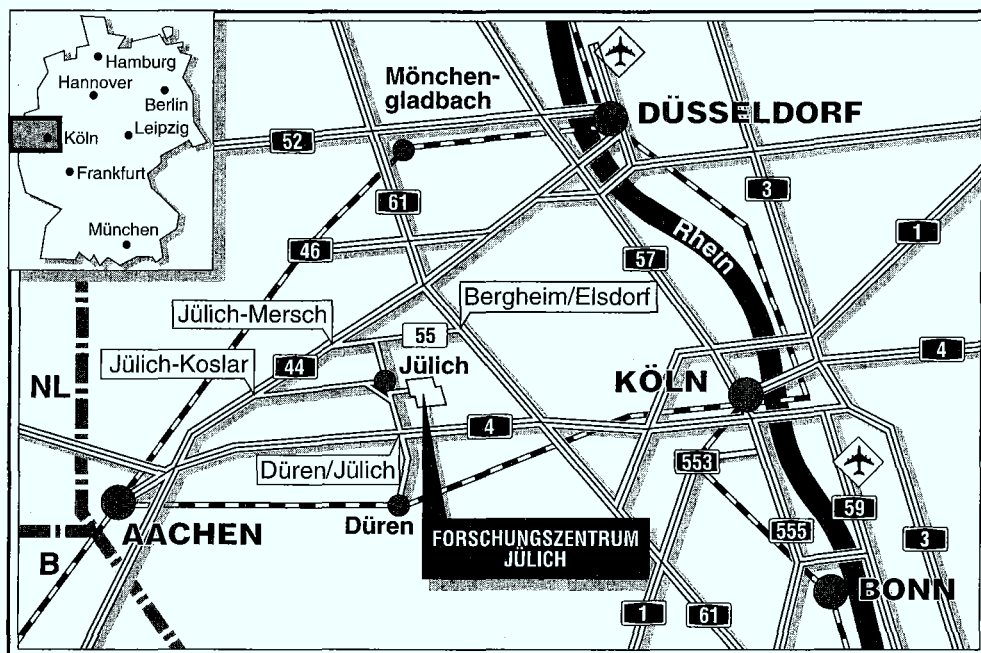


Institut für Schicht- und Ionentechnik

**Dynamische Eigenschaften und
Wechselwirkungen von Hochtemperatur
Josephson-Kontakten**

Gerhard Kunkel



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3192

ISSN 0944-2952

Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-3192

D468 (Diss. BUGH Wuppertal)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Dynamische Eigenschaften und Wechselwirkungen von Hochtemperatur Josephson-Kontakten

Gerhard Kunkel

Abstract

The dynamic properties and mutual interactions of high-temperature Josephson junctions have been investigated.

The direct observation of Josephson oscillations is one of the best methods to investigate the dynamics of Josephson junctions. The Josephson radiation from different types of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) thin film junctions, including step-edge, SNS with $N = \text{Au}$ or $N = \text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, bieptaxial and bicrystal junctions, has been analyzed, therefore. The radiation was detected using a nonresonant radiometer system with a receiving frequency of 11 GHz. Most junctions exhibited a large emission peak at a voltage which was related to the detection frequency by the second Josephson relation. Typically, for high temperatures, and, therefore, small critical currents, the measured radiation linewidth agreed well with theoretical predictions. In this temperature range, the Josephson junction could be considered as an electrically short junction ($w/\lambda_j \leq 4$). At lower temperatures, the experimental linewidths typically deviated from the theoretical values based on the RSJ - model. It is suggested that in the so called long junction limit ($w/\lambda_j > 4$), flux motion is responsible for additional noise.

The mutual interactions were, in a first step, studied by the phase locking of two YBCO step-edge Josephson junctions. The junctions were coupled by a feedback loop consisting of an inductor and a resistor. The results showed phase synchronization up to 500 GHz, only limited by the time constant of the feedback loop. This interaction was observed up to 50 K. Simulations based on the rsj - model, with parameter values extracted from the experimental data, confirmed the dc measurements. Strong Fiske resonances in medium damped Josephson junctions enhanced the locking strength by an order of magnitude.

In a second step, microwave circuits using small 1-dimensional junction arrays have been developed. In these circuits, up to ten parallel-biased YBCO Josephson junctions were utilized to demonstrate phase-locking for applications such as oscillators. The basic cell consisted of two Josephson junctions enclosed in a microstrip resonator which provides voltage-locking and low dynamic resistance in the current-voltage characteristic. Synchronization of all ten junctions was observed up to 45 K and up to 1 THz. The power generated by a five junction array was measured with a detector junction on-chip. The Josephson oscillations of a ten junction array were directly detected with a radiometer between 70 and 124 GHz. Power and linewidth showed clear evidence for the mutual interactions in these parallel-biased circuits.

In conclusion, phase locking of up to ten high-temperature Josephson junctions has been demonstrated. Strong resonances, induced by a coplanar microstrip resonator, produced very strong coupling between the junctions and low radiation linewidths. These arrays are promising candidates for on-chip applications in the mm- and sub-mm-wave region.

1. Einleitung.....	1
2. Grundlagen.....	3
2.1. Der Josephson Effekt.....	3
2.2. Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes.....	4
2.3. Die Dynamik des Josephson - Kontaktes.....	6
2.3.1. Das RSJ-Modell.....	6
2.3.2. Die Strom - Spannungs - Kennlinien.....	7
2.3.3. Der Josephson - Kontakt unter Mikrowellenabsorption.....	11
2.3.4. Die Hochfrequenzemission des Josephson - Kontaktes.....	13
2.4. Wechselwirkung des Josephson - Kontaktes mit Resonatoren.....	14
2.4.1. Wechselwirkungen mit internen Resonatoren (Fiske - Resonanzen).....	15
2.4.2. Wechselwirkungen mit externen Resonatoren.....	17
2.5. Phasensynchronisation mehrerer Josephson - Kontakte.....	20
2.6. Eindimensionale Arrays.....	23
2.7. Hochtemperatursupraleiter - Josephson - Kontakte.....	25
3. Probenherstellung und Meßaufbau.....	27
3.1. Probenherstellung.....	27
3.1.1. Der Stufenkontakt.....	27
3.1.2. Der YBCO/Au/YBCO (SNS) Stufenkontakt.....	31
3.2. Meßapparaturen und Meßelektronik.....	35
3.2.1. Der "KFA" - Meßstab.....	35
3.2.2. Der "NIST" - Meßstab.....	39
3.3. Meßfehler.....	40
4. Eigenschaften einzelner Josephson - Kontakte.....	43
4.1. Der Stufenkontakt.....	44
4.2. Der SNS - Stufenkontakt.....	50
4.3. Der SNS - Rampenkontakt.....	53
4.4. Der biepitaktische Kontakt.....	56
4.5. Der Bikristall - Kontakt.....	58

5. Wechselwirkung in Systemen aus zwei Josephson - Kontakten	62
5.1. Layout	62
5.2. Wechselwirkungen von zwei Stufenkontakten ohne einer induktiven Goldschleife	64
5.3. Wechselwirkungen von zwei Stufenkontakten über einer induktiven Goldschleife	67
5.4. Wechselwirkungen von zwei Stufenkontakten mit Resonanzen ohne eine induktiven Goldschleife	71
5.5. Wechselwirkungen von zwei Stufenkontakten mit Resonanzen und mit einer induktiven Goldschleife	76
6. Serienschaltung mit Parallelspeisung	83
6.1. Schaltungsentwurf und Funktionsprinzip	83
6.2. Die elektrische Charakterisierung des parallelen Speiseschema	86
6.3. Experimente mit 4 und 6 Josephson - Kontakten	94
6.4. Experimente mit Array und Detektorkontakt	100
6.5. Direkte Messung der Josephson - Strahlung	105
7. Zusammenfassung und Ausblick	108
Literaturverzeichnis	116

1. Einleitung

Die Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter (HTSL) Ende der 80er Jahre führte zu einem Wiederbeleben der Supraleiteraktivitäten. Besonders für die Keramiken, die eine Sprungtemperatur oberhalb des Siedepunktes von Stickstoff besitzen, schienen mögliche Anwendungen nun einfacher und mit weniger technischem Aufwand realisierbar zu sein. Auch für das Grundelement der Kryoelektronik, dem Josephsonkontakt, gab die neue Supraleiterfamilie neuen Anschub. Der Josephsonkontakt, basierend auf den nach Brian D. Josephson benannten Josephson - Gleichungen, findet z. B. erfolgreich Anwendung in HTSL- "Superconductive Quantum Interference Device" (SQUID) zur Magnetfeldmessungen. Aufgrund der im Vergleich zu den konventionellen Supraleitern höheren Energielücke und der damit verbundenen höheren charakteristischen Frequenzen sind die HTSL Josephson - Kontakte vor allem auf den Gebieten der schnellen Signalverarbeitung sowie der Mikrowellengeneration von Interesse. Josephson - Kontakte aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ können theoretisch als spannungssteuerbare Oszillatoren mit einer Frequenz von bis zu 10 THz verwendet werden. Ein einzelner Josephson - Kontakt ist für praktische Anwendungen aber nur wenig geeignet, da er aufgrund des kleinen Widerstandes nicht effektiv an eine äußere Last angepaßt ist und zu wenig Leistung mit zu großer Linienbreite emittiert. Einen Ausweg bietet die Herstellung von Arrays aus Josephson - Kontakten, die unter bestimmten Bedingungen alle gleichphasig schwingen. In diesem synchronisierten Zustand erhöht sich die Leistung und reduziert sich die Linienbreite entsprechend der Anzahl der Kontakte. Weiterhin kann die Anpassung an Auskoppelstrukturen gezielt eingestellt werden.

Die Bedingung für das Auftreten von phasenkohärenten Schwingungen wurden bei eindimensionalen Arrays ausführlich theoretisch und auch experimentell auf der Basis konventioneller Supraleiter untersucht. In Übersichtsartikeln von Jain et al. [JAI84], Bindslev Hansen und Lindelof [BIN84] sind sowohl theoretische, als auch experimentell Untersuchungen ein- und zweidimensionaler Arrays vorgestellt. Erst kürzlich wurden von Booi und Benz [BOO95c] an ausgedehnten eindimensionalen Arrays aus $2000 \text{ Nb}/\text{AlO}_x/\text{Nb}$ - Kontakten, eingebettet in $l = \lambda/2$ Streifenleitern, Leistungen von 0.87 mW bei 260 GHz beobachtet.

Die Realisierung ähnlicher Schaltungen mit Kontakten aus HTSL ist erstrebenswert, da die Schaltungen wesentlich einfacher umgesetzt werden können als mit Tunnelkontakten, die noch einen zusätzlichen externen Parallelwiderstand benötigen. Durch die Verwendung der neuen Materialien läßt sich der Aufwand für die Kosten der Kühlung deutlich verringern. Die technologische Schwierigkeit bei der reproduzierbaren Herstellung ist der Nachteil aller HTSL Josephson - Kontakte. So ist es gegenwärtig nicht möglich, die für klassische Reihenschaltung notwendigen Streuungen in den kritischen Strömen von weniger als 10 % zu erreichen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es neue Schaltungen zu untersuchen und die Realisierbarkeit mit derzeitiger Kontakttechnologie zu zeigen.

Die Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut. Im Kapitel 2 werden die Grundlagen des Josephson-effektes, soweit sie für das Verständnis relevant sind, dargestellt. Das anschließende Kapitel 3 umfaßt die Prozeßschritte zur Herstellung, der am meisten verwandten Kontakttypen. Es wird dabei näher auf den Stufenkontakt eingegangen, der im Institut für Schicht- und Ionentechnik (ISI), KFA - Jülich hergestellt wurde. Ein Teil der Arbeit wurde am National Institute of Standards and Technology (NIST) in Boulder, Colorado durchgeführt. Deshalb wird der dort hauptsächlich hergestellte SNS - Stufenkontakt ebenfalls ausführlich beschrieben. Auch die Meßplätze zur Probencharakterisierung werden getrennt nach KFA und NIST aufgeführt. Im vierten Kapitel werden die hochfrequenten Eigenschaften einzelner Josephson - Kontakte anhand ihrer Emissionsspektren analysiert. Die Synchronisation zwischen zwei Josephson - Kontakten bildet den Kern des fünften Kapitels. In diesem Kapitel werden die grundsätzlichen Mechanismen der gegenseitigen Wechselwirkung dargestellt. Im sechsten Kapitel wird der Entwurf und die Experimente an einem neuartigen HTSL Array behandelt. Zusammenfassung und Ausblick schließen die Arbeit ab.

2. Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen für die vorliegende Arbeit behandelt. Zunächst wird der Josephson Effekt beschrieben und ein einfaches Ersatzschaltbild angegeben. In den darauf folgenden Abschnitten werden die Eigenschaften bzw. die für die Charakterisierung wichtigen Messungen eines einzelnen Josephson - Kontaktes vorgestellt. Im Abschnitt 2.4 werden die Einflüsse und Auswirkungen von Resonatoren auf dem Josephson - Kontakt behandelt. Danach wird die Phasensynchronisation mehrerer Josephson - Kontakte und den daraus folgenden Konsequenzen diskutiert. Der letzte Teil von Kapitel 2 beschäftigt sich mit den Hochtemperatursupraleiter (HTSL) - Josephson - Kontakten.

2.1. Der Josephson Effekt

Der Josephson Effekt, 1962 von B. D. Josephson [JOS62] vorausgesagt, hat seinen Ursprung in der "schwachen Kopplung" der makroskopischen Wellenfunktionen von zwei eng benachbarten Supraleitern. Diese Kopplung verursacht eine feste Phasenbeziehung zwischen den benachbarten supraleitenden Materialien. Für ein solches System, das in Abb. 2.1 schematisch dargestellt ist, führte B. D. Josephson die Gleichungen (2.1) und (2.2) auf, die das fundamentale Verhalten eines idealen Josephson - Kontaktes beschreiben. Details dieser quantenmechanischen Gleichungen gibt es in [JOS69], [LIK86] und [FEY92].

$$I_s = I_c \sin \phi \quad (2.1)$$

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{2eV(t)}{\hbar} \quad (2.2)$$

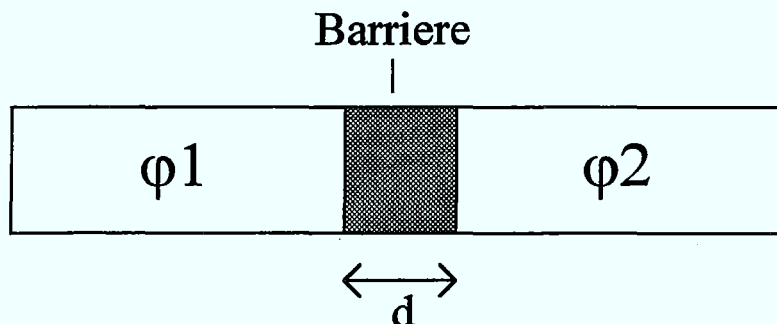


Abb. 2.1: Skizze eines Josephson - Kontaktes. Die makroskopische Wellenfunktion von zwei Supraleitern sind gekennzeichnet durch ihre Phase ϕ_1 und ϕ_2 und gekoppelt über eine Schwachstelle (hier als Barriere angedeutet).

In diesen Josephson Gleichungen stellt I_s den Cooper - Paarstrom durch den Kontakt dar. I_c ist der kritische Strom, $\phi = \phi_1 - \phi_2$ ist die Phasendifferenz über dem Kontakt, V die am Kontakt abfallende Gleichspannung, $\hbar$ die Plancksche Konstante und e die elektrische Ladung eines Elektrons.

Gleichung 2.1 gibt die Existenz eines zur Phasendifferenz proportionalen Suprastromes mit maximaler Amplitude von I_c an. Gleichung 2.2 verbindet die zeitliche Änderung der Phasendifferenz mit der Spannung am Kontakt. Diese Gleichungen zusammen beschreiben zwei wichtige und charakteristische Eigenschaften eines Josephson - Kontaktes. Zum einen existiert bei konstanter Phasendifferenz ϕ ein Suprastrom, ohne daß eine Spannung über dem Kontakt abfällt und zum anderen oszilliert der Suprastrom mit einer Frequenz proportional zur Spannung V , wenn der Strom durch die Schaltung I_c überschreitet und der Kontakt in den spannungsbehafteten Zustand schaltet. Die zweite Gleichung ist von primärer Bedeutung für mögliche HF - Anwendungen. Die Proportionalitätskonstante zwischen Spannung und Frequenz beinhaltet nur Naturkonstanten $\hbar/2e$ und ergibt 483.6 GHz/mV. Diese direkte Beziehung macht den Josephson - Effekt zu einem interessanten Kandidaten als gleichspannungsgesteuerter Höchstfrequenzoszillator.

2.2. Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes

Im allgemeinen wird die Phasendifferenz ϕ über die Breite w des Josephson - Kontaktes variieren. Die typische Längenskala dieser Variation ist die Josephson - Eindringtiefe λ_j [BAR82a]. Im Grenzfall vergleichsweise großer Elektrodendicke $d \gg \lambda$ (Londonsche Eindringtiefe) wird λ_j durch das Eigenfeld, der über den Kontakt fließenden Josephson - Ströme beeinflusst. Ohne eine Grundplatte verteilt sich der Strom in einer supraleitenden Leitung fast völlig entlang den Rändern. Für den Josephson - Kontakt bedeutet das, daß der Strom nur an den Rändern eingespeist wird. In diesem Fall der Randstromspeisung (in - line - Geometrie) ergibt sich [KAU94]:

$$\lambda_j = w \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi L I_c}} \quad (2.3)$$

Φ_0 ist das Flußquantum ($2.07 \cdot 10^{-15}$ Weber) und $L = w\mu_0$ [COH69] die Induktivität des Kontaktes abgeschätzt auf der Basis einer "slot line". Typische Werte eines Josephson - Kontaktes von $w = 10 \mu\text{m}$ und $I_c = 2 \text{ mA}$ ergeben eine Induktivität von $L = 12.5 \text{ pH}$ und eine Josephson - Eindringtiefe von $\lambda_j = 1.1 \mu\text{m}$. Für homogene Stromverteilungen erhält man den Ausdruck für einen Tunnelkontakt [BAR82a]:

$$\lambda_j = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 j_c (2\lambda + d)}} \quad (2.4)$$

Hierbei ist j_c die kritische Stromdichte und d die Barrierendicke (Abb. 2.1). λ_j ist ein Maß für die Längenskala über der sich Josephson - Ströme ändern. Dies führt zu einem Auftreten von inhomogenen Stromverteilungen in Kontakten mit Dimensionen größer als λ_j , auch wenn kein äußeres Magnetfeld angelegt wurde. Daraus folgen zwei Typen von Kontakten [LIK79] [WAL70]: kleine Josephson - Kontakte ($l < 4\lambda_j$) mit homogener Stromverteilung, da Eigenfeldeffekte vernachlässigt werden können und lange Josephson - Kontakte ($l > 4\lambda_j$), in welchen die Ströme auf die Ränder konzentriert sind.

Mit einer homogenen Stromverteilung ergibt sich für die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes, analog zur Beugung an einem Spalt in der Optik, das in Abb. 2.2 dargestellte Fraunhofer - Beugungsmuster.

$$I_c(H) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\pi H / H_0)}{\pi H / H_0} \right| \quad (2.5)$$

$$H_0 = \frac{\Phi_0}{(2\lambda + d)w\mu_0}$$

Für $\lambda = 140 \text{ nm}$ und $w = 10 \text{ }\mu\text{m}$ ergeben sich Nullstellen des kritischen Stroms im Abstand von $7.3 \cdot 10^{-4} \text{ Tesla} = 7.3 \text{ Oe}$.

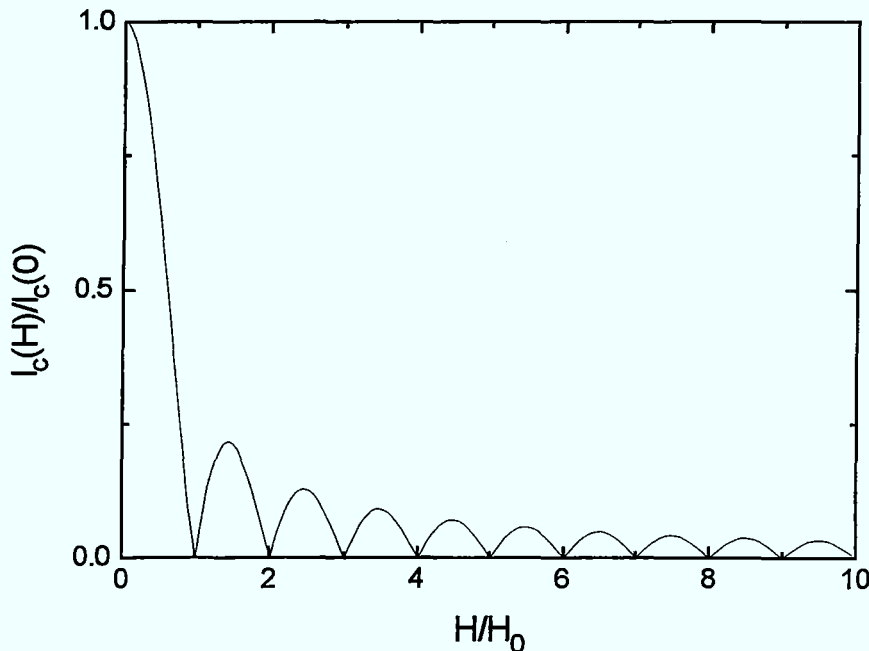


Abb. 2.2: Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes eines Josephson - Kontaktes (Fraunhofer - Beugungsmuster)

Wenn die Kontaktabmessungen λ_j übersteigen, spielen Eigenfeldeffekte eine Rolle, d. h. das Maximum im kritischen Strom tritt nicht mehr bei $H = 0$ auf. Die Ausbildung von Josephson - Flußfäden schmiedt den gesamten Verlauf des Fraunhofer - Beugungsmusters aus und es treten

keine Nullstellen im kritischen Strom mehr auf [PAG91]. Auch können räumliche Fluktuationen in der kritischen Suprastromdichte ein Ausschmieren hervorrufen [YAN70]. Eine detaillierte Darstellung der $I_c(H)$ - Abhängigkeiten findet sich in [BAR82b]. Es bleibt festzustellen, daß der Verlauf von $I_c(H)$ besonders wichtige Informationen über die Stromdichteverteilung im Kontakt gibt.

2.3. Die Dynamik des Josephson - Kontaktes

2.3.1. Das RSJ-Modell

Zur Beschreibung des dynamischen Verhaltens von Josephson - Kontakten haben W. C. Stewart [STE68] und D. E. McCumber [MCC68] ein phänomenologisches Modell vorgeschlagen, das sog. Resistively Shunted Junction - (RSJ) - Modell.

In diesem Modell wird der Josephson - Kontakt durch folgende Stromkomponenten beschrieben. Neben dem Suprastrom (2.1) sind ein normalleitender Stromanteil, verursacht durch die Quasiteilchen $I_N = V/R$, und ein Verschiebungsstrom $I_V = C(\partial U/\partial t)$ zu berücksichtigen. Letzterer tritt auf, obwohl Josephson - Kontakte eine nur geringe Kapazität besitzen (Größenordnung pF), aber wegen der hohen Frequenz des Josephson - Wechselstroms im allgemeinen nicht vernachlässigt werden kann. Eine weitere Stromkomponente stellt der Fluktuationsstrom I_R dar, der das thermische Rauschen angibt, und vor allem bei höheren Temperaturen von Bedeutung ist. I_R hängt somit nur von der Temperatur wie folgt ab [LIK79]

$$I_R = \frac{2ek_B T}{\hbar}. \quad (2.6)$$

k_B ist die Boltzmann Konstante. Mit den Konstanten e und $\hbar$ eingesetzt ergibt sich $I_R[\mu A] \sim 0.042 T [K]$, was dazu führt, daß der Einfluß des thermischen Rauschen für $I_c > 100 \mu A$ kaum

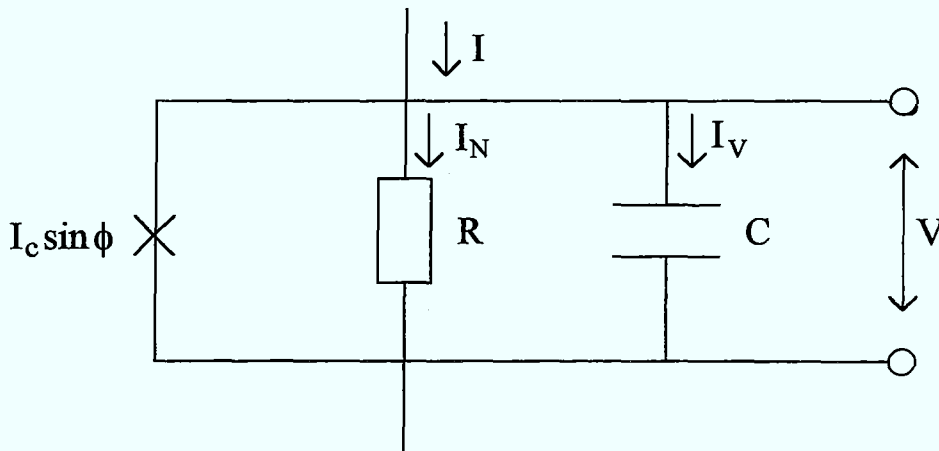


Abb. 2.3: Ersatzschaltbild eines Josephson - Kontaktes im RSJ - Modell

feststellbar ist. Zunächst soll deshalb der Fluktuationsstrom vernachlässigt werden, was zu einem Ersatzschaltbild wie in Abb. 2.3 führt:

Unter der Annahme, daß nur ein Gleichstrom $I = I_{DC}$ eingespeist wird, erhält man folgende Strombilanz:

$$I_{DC} = C \frac{dV(t)}{dt} + \frac{V(t)}{R} + I_c \sin \phi(t). \quad (2.7)$$

Ersetzt man $V(t)$ mit (2.2), so läßt sich (2.7) in eine dimensionslose Form bringen:

$$i = \beta_c \frac{d^2 \phi}{d\tau^2} + \frac{d\phi}{d\tau} + \sin \phi. \quad (2.8)$$

Hierbei wird der Strom i in Einheiten von I_c angegeben, τ ist definiert als

$$\tau = 2\pi f_c t$$

mit der charakteristischen Frequenz f_c

$$f_c = \frac{I_c R}{\Phi_0}. \quad (2.9)$$

Der McCumber - Parameter β_c gibt den Einfluß des Verschiebungsstroms an

$$\beta_c = \sqrt{\frac{2\pi I_c R^2 C}{\Phi_0}}. \quad (2.10)$$

Mit der aus (2.8) berechneten Phase läßt sich über die zweite Josephson - Gleichung (2.2) die Spannung für einen bestimmten Stromwert ermitteln. Gleichung (2.2) ergibt in den dimensionslosen Einheiten

$$v = \frac{d\phi}{d\tau},$$

wobei $v = V/V_c$ und $V_c = I_c R$, die charakteristische Spannung. Da sich die Spannungen auf der Zeitskala von ps ändern, ergeben sich die im Experiment gemessenen Spannungen aus der zeitlichen Mittelung von $v(\tau)$.

$$\bar{v} = \frac{1}{T} \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T v(\tau) d\tau.$$

Bem.: Im folgenden wird bei allen zeitgemittelten Größen wie V und f auf den Überstrich verzichtet und nur dann, wenn es für das Verständnis von Bedeutung ist, mit angegeben.

2.3.2. Die Strom - Spannungs - Kennlinien

Die weite Verbreitung des RSJ - Modells begründet sich zum einen in dessen Einfachheit und zum anderen in der Tatsache, daß bessere Modelle fehlen. Abb. 2.4a zeigt eine Strom - Spannungs - Kennlinie, die bei vernachlässigbarer Kapazität nach dem RSJ - Modell berechnet

wurde. Nach Überschreiten des kritischen Stromes nähert sich die Kennlinie dem normalleitenden Widerstand des Kontaktes an. Bis zu einem $\beta_c \sim 0.8$ werden keine Hysteresen beobachtet. Oberhalb dieses Wertes steigt der kapazitive Anteil am Stromtransport deutlich an und die Kennlinie springt nach Erreichen von I_c auf einen Spannungswert, der ungefähr der charakteristischen Spannung entspricht und nähert sich rasch der ohmschen Gerade. Ein Beispiel für eine Kennlinie mit Hysterese ($\beta_c = 5$) ist in Abb. 2.4b. eingezeichnet. Man teilt

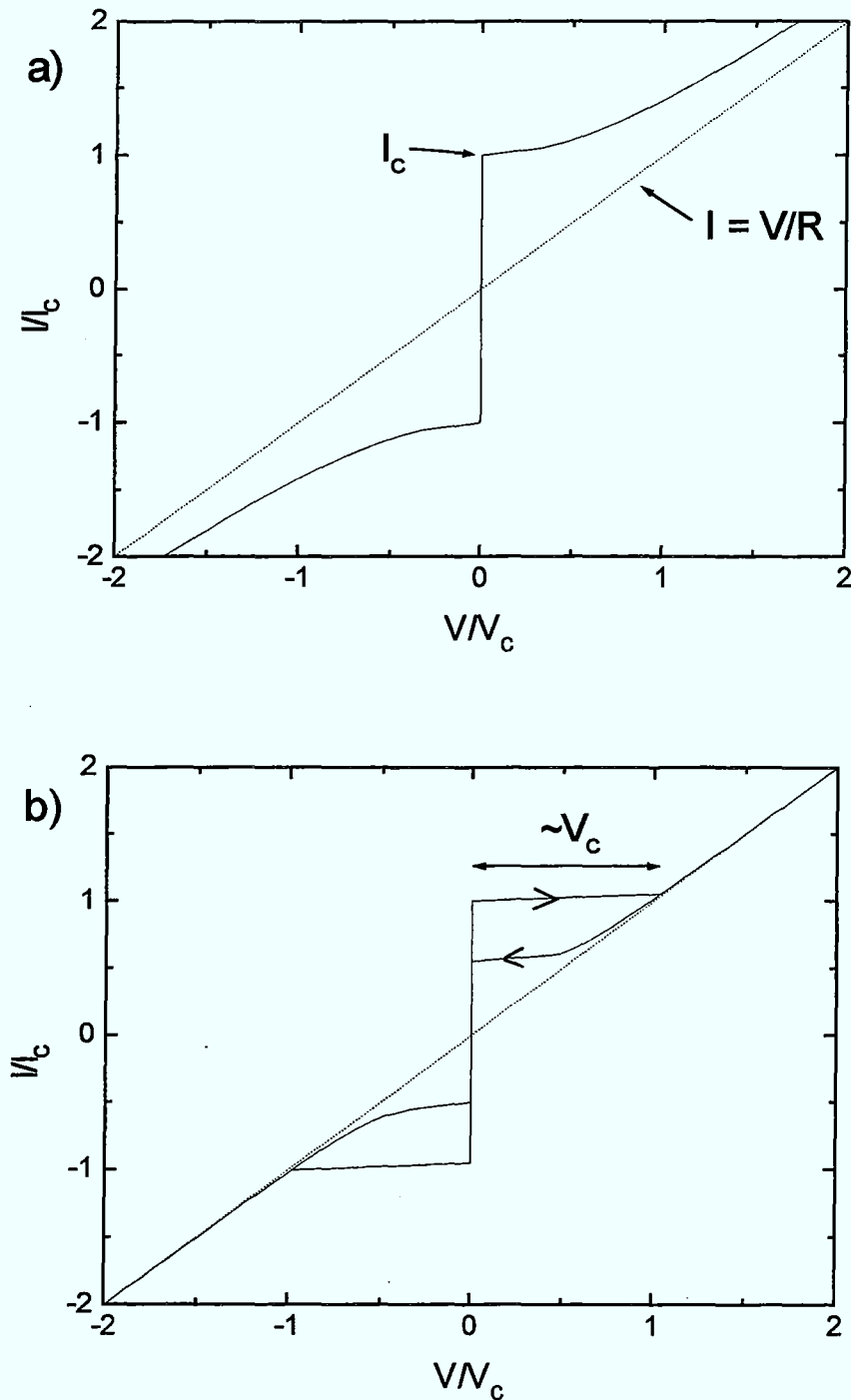


Abb. 2.4: Strom - Spannungs - Kennlinien für einen überdämpften Fall a) $\beta_c = 0$ und einen unterdämpften Fall b) $\beta_c = 5$

deshalb die Josephson - Kontakte in drei Kategorien ein. Den Fall $\beta_c \ll (>) 1$ bezeichnet man als überdämpft (unterdämpft) und den Zwischenbereich als mittel gedämpft. Dazu ist es nützlich sich die Gl. 2.7 oder Gl. 2.8 in linearisierter Form ($\sin\phi \rightarrow \phi$) zu betrachten. In diesem Fall stellt die Gleichung einen Schwingkreis dar und der McCumber - Parameter ist ein Maß für die Güte.

Generell ist mit festzustellen, daß die Schärfe des Übergangs vom supraleitenden in den spannungsbehafteten Zustand vom Rauschen abhängt und durch die Unterdrückung von I_c je nach Intensität des Rauschens verschmiert.

Josephson - Kontakte mit hohen Stromdichten ($\geq 10^5$ A/cm²) zeigen einen anderen charakteristischen Strom - Spannungsverlauf. Im Gegensatz zu den in Abb. 2.4. gezeigten Kennlinien, die im spannungsbehafteten Zustand eine positive Krümmung aufweisen, ist hier die Krümmung negativ. Ähnliche Kennlinien treten bei Stromdichtemessungen an reinen epitaktischen Filmen ohne Schwachstellen auf. Sie werden durch Bewegungen der Abrikosov - Flußfäden [ABR57], [ABR88] verursacht, die durch das Eigenfeld des Speisestroms angetrieben werden. In einem Josephson - Kontakt hängt die Dynamik entscheidend von der charakteristischen Länge λ_j ab. Wie bereits angedeutet hängt im Fall langer Josephson - Kontakte die Phasendifferenz $\phi(x,t)$ auch vom Ort ab. Josephson - Flußfäden dringen in die Barriere ein wobei die Dynamik durch die Sine - Gordon Gleichung beschrieben wird.

$$\frac{d^2\phi}{d\tau^2} + \eta \frac{d\phi}{d\tau} = \frac{d^2\phi}{d\zeta^2} - \sin\phi + \beta \quad (2.11)$$

Dabei ist $\eta = 1/\omega_j RC$ die dimensionslose Dämpfungskonstante, ζ die Raumkoordinate in Einheiten von λ_j und $\beta = j/j_c$ die dimensionslose Transportstromdichte. Diese Beschreibung ist nur gültig, wenn sich die Phase ϕ langsam über Längen der Londonschen Eindringtiefe λ ändert. Ändert sich jedoch ϕ über Längenskalen, die viel kleiner als λ sind, wird Gleichung 2.11 nichtlokal [GUR92]. Die charakteristische Länge l_c ist nun durch $l_c = \lambda_j^2 / \lambda$ gegeben [GUR93] (Tab. 2.1). Im Fall $\lambda < l_c$ bilden sich Josephson - Flußfäden aus und die Dynamik beschreibt Gl. 2.11. Im anderen Fall $\lambda \geq l_c$ ($\lambda_j \leq \lambda$) ergibt weder die Beschreibung mit Josephson - Flußfäden noch Abrikosov - Flußfäden ein korrektes Bild. Das Ergebnis der nichtlokalen Sine - Gordon Gleichung ist die Entstehung von Abrikosov - Flußfäden mit einem stark anisotropen Josephson Kern. Die Ausdehnungen des Kerns sind viel größer als die der Abrikosov - Flußfäden. Es handelt sich um den Übergang zwischen Abrikosov - und Josephson - Flußfäden (AJ - Flußfäden). Die Strom - Spannungs - Kennlinie solcher AJ - Flußfadenbewegungen, ohne Flußfadenverankerung, läßt sich für den Fall starker Dämpfung durch

$$V = \frac{R_{AJ} I}{\sqrt{1 - I^2 / I_c^2}} \quad (2.12)$$

beschreiben [GUR93]. Für $I \ll I_c$ ist der Verlauf linear mit einem Widerstand R_{AJ} . Die Abhängigkeit ist in Abb. 2.5 aufgetragen. Es zeigt sich eine negativ gekrümmte Kennlinie.

Defektstellen, Zwillingsgrenzen, Versetzungen und Korngrenzen im Film stellen mögliche Verankerungszentren für Flußschläuche dar, d. h. die Anlagerung der Flußfäden an solche Stellen ist energetisch günstig. Um die Flußfäden von den Verankerungszentren loszureißen ist eine bestimmte Kraft, die Flußfadenverankerungskraft, notwendig. So ist zum Beispiel die effektivste Flußfadenverankerung, die elementare Flußverankerungskraft [CAM72] umgekehrt proportional zum Kerndurchmesser des Flusses. In Tab. 2.1 sind die Kerndurchmesser der verschiedenen Flußfäden aufgelistet. Es zeigt sich, daß kristalline Defekte die normalleitenden Kerne der Abrikosov - Flußfäden am effektivsten verankern, während die AJ - und Josephson - Flußfäden nur schwach verankert werden.

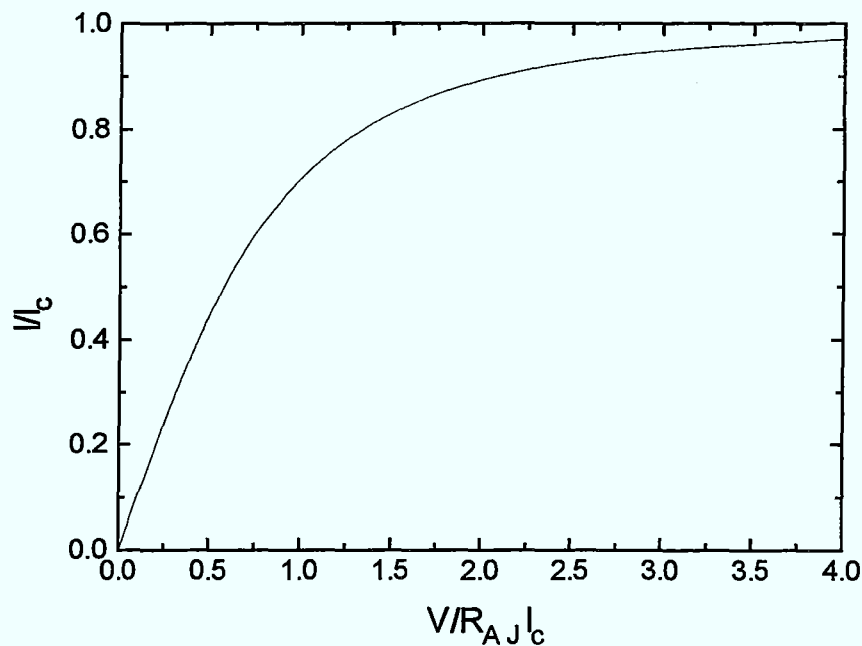


Abb. 2.5: Strom - Spannungs - Kennlinie eines AJ Flußfadens mit hoher Dämpfung $\eta \gg 1$ nach Gl. 2.12

Tabelle 2.1: Eigenschaften und charakteristische Längen des Abrikosov, AJ und Josephson - Flußfadens

Flußwirbelart	Kerndurchmesser	Kerneigenschaft
Abrikosov	Kohärenzlänge ξ	normalleitend
AJ	λ_j^2 / λ entlang des Kontaktes ξ senkrecht zur Kontaktbreite	supraleitend
Josephson	λ_j	supraleitend

Frequenzspektrum der Josephson - Oszillationen:

Das Frequenzspektrum der Josephson - Oszillationen hängt sehr stark von dem jeweiligen Speisepunkt ab. Für Ströme knapp über I_C , oder was gleichbedeutend ist, für $v \ll 1$ ist das Spektrum reich an Oberwellen und der zeitliche Verlauf ist pulsformig. Geht man zu höheren Strömen über, so ähnelt der zeitliche Verlauf immer mehr einer spektralreinen, sinusförmigen Schwingung. Dieses Verhalten ist in Abb. 2.6 noch einmal verdeutlicht. Aufgetragen ist die Phase eines Josephson - Kontaktes gegen die "linearisierte Phase" $\theta = 2\pi f t$ bei verschiedenen Werten der normierten Spannung. Die linearisierte Phase ist der lineare Anteil der Josephson - Phase $\phi(t)$. Für den Grenzfall $v \rightarrow \infty$ ist die Abhängigkeit linear, d. h. die Schwingung ist sinusförmig. Für den umgekehrten Grenzfall $v \rightarrow 0$ ist der Verlauf "rechteckförmig" und die Schwingung ist reich an Oberwellen. Für die Amplitude ε der n-ten harmonischen Oszillation ergibt sich im Fall vernachlässigbarer Kapazität [LUK90]

$$\varepsilon^{(n)} = \bar{V}_0 \frac{2\bar{v}}{\left[\sqrt{1+\bar{v}^2} + \bar{v}\right]^n}.$$

Für hohe Spannungen fällt ε wie v^{-n} ab.

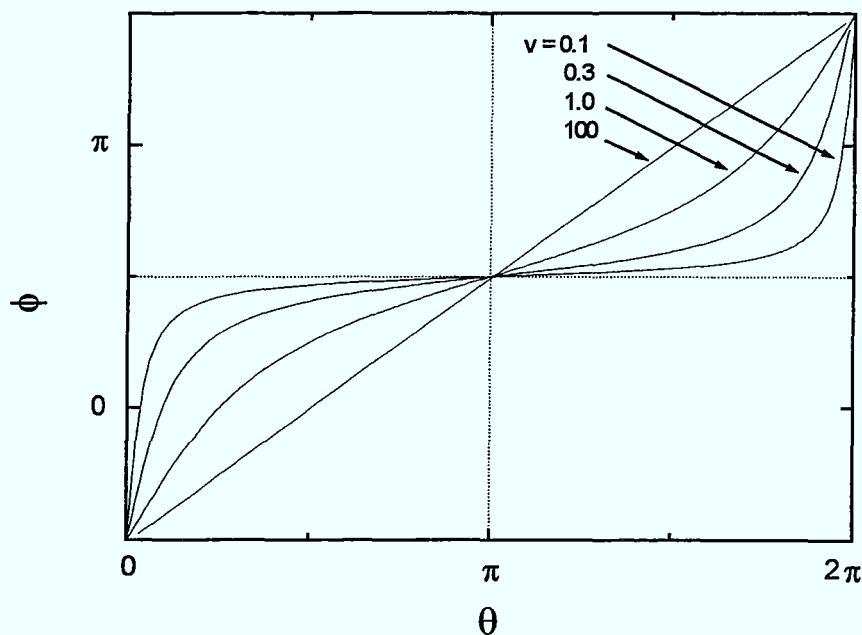


Abb. 2.6: Phasendifferenz über dem Josephson - Kontakt ϕ in Abhängigkeit von der linearisierten Phase θ für verschiedene Parameter der normierten Spannung v . Für steigende Werte von v nähert sich der zeitliche Verlauf immer mehr einer spektralreinen Schwingung.

2.3.3. Der Josephson - Kontakt unter Mikrowellenabsorption

Setzt man den Kontakt einer hochfrequenten elektromagnetischen Strahlung aus, kommt es zu Kopplungseffekten. Der Josephson - Kontakt wird durch die externe Frequenz f_{ext} synchronisiert und es zeigen sich Stufen bei Spannungen $V = n(h/2e)f_{\text{ext}}$ (Shapiro - Stufen) [SHA63] in der Strom - Spannungs - Kurve. Der Parameter n steht für die n -te Shapirostufe. In dem RSJ - Modell wird dieser Zusammenhang durch einen zusätzlichen Wechselstrom I_{AC} in der Gl. 2.7 berücksichtigt. Es ergibt sich nun:

$$I_{\text{DC}} + I_{\text{AC}} \cos(2\pi f_{\text{ext}} t) = C \frac{dV(t)}{dt} + \frac{V(t)}{R} + I_c \sin \phi(t)$$

Die Simulationen zeigen, daß das Verhalten der Shapiro - Stufen ganz entscheidend von dem Verhältnis $\Omega = f_{\text{ext}}/f_c$ abhängt. Ein charakteristisches Merkmal ist in allen Fällen, daß die Shapiro - Stufenhöhen $I_{s,n}$ mit steigender Mikrowellenleistung oszillieren. Diese Oszillationen können im Grenzfall $\Omega > 1$ durch Besselfunktionen beschrieben werden [KAU85].

$$\frac{I_{s,n}}{I_c} = |J_n(x)|$$

$$x = i_{\text{AC}} \Omega^{-1} (1 + \Omega^2 \beta_c)^{-1/2}$$

Einen Verlauf der nullten und ersten Shapiro - Stufenhöhe (der kritische Strom wird als Shapirostufe mit dem Index $n = 0$ angesehen) für den Fall $\Omega = 1$ zeigt Abb. 2.7. Wenn der

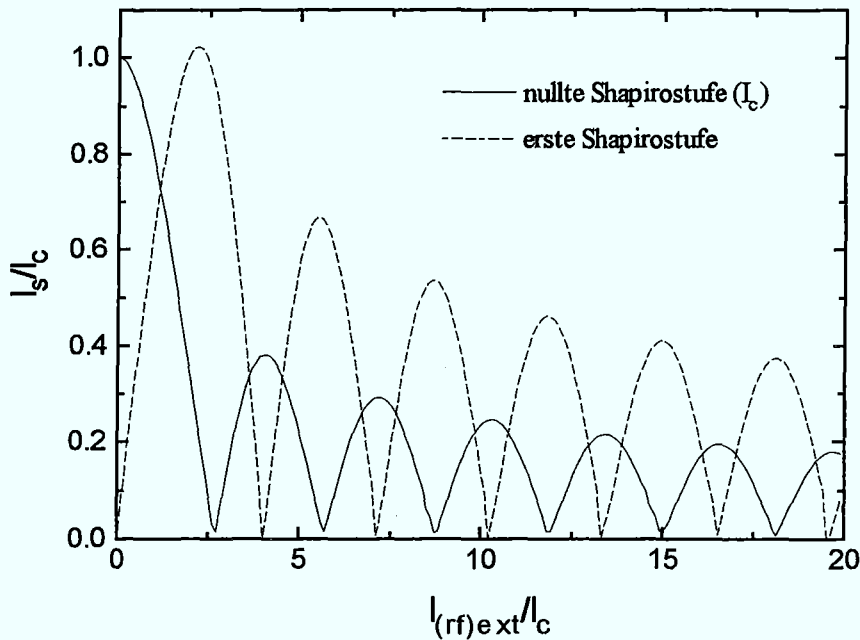


Abb. 2.7: Verlauf der Shapiro - Stufenhöhe der nullten und ersten Stufe in Abhängigkeit der Amplitude einer externen Hochfrequenzquelle für $\Omega = 1$

Parameter Ω bekannt ist, kann man durch einfaches Messen der Stufenhöhen auf die Leistung der Mikrowelle im Kontakt schließen. Das Verfahren wird im späteren Verlauf dieser Arbeit zu Nutze gemacht, um Leistungen mit einem Josephson - Kontakt on-chip zu detektieren.

Der Einfluß des thermischen Rauschens führt zu einer Verrundung der Stufen und damit zu einer Verringerung der Stufenhöhe. Dies führt, zum einen zu einer kleineren, maximalen Stufenhöhe und zum anderen zu einer Verbreiterung der Minima in der in Abb. 2.7 gezeigten Abhängigkeit [KAU92], [BUS93].

2.3.4. Die Hochfrequenzemission des Josephson - Kontaktes

Einen direkten Beweis der Josephson - Oszillation liefert die Detektion der abgestrahlten elektromagnetischen Welle [YAN65]. Vor allem die Linienbreite der Strahlung gibt wichtige Hinweise auf die Eigenschaften der Josephson - Kontakte [KUN94a], [KUN94b] zu deren Charakterisierung hauptsächlich diese Methode angewandt wird. Die abgestrahlte Leistung der Grundschiwingung eines einzelnen Josephson - Kontaktes für $v > 1$ in eine angepaßte Last ($R = R_L$) ist (Anhang A):

$$P_E = \frac{1}{8} I_c^2 R \quad (2.13)$$

Bei kleineren Spannungen ergeben sich im Rahmen des RSJ - Modells [JAI84]

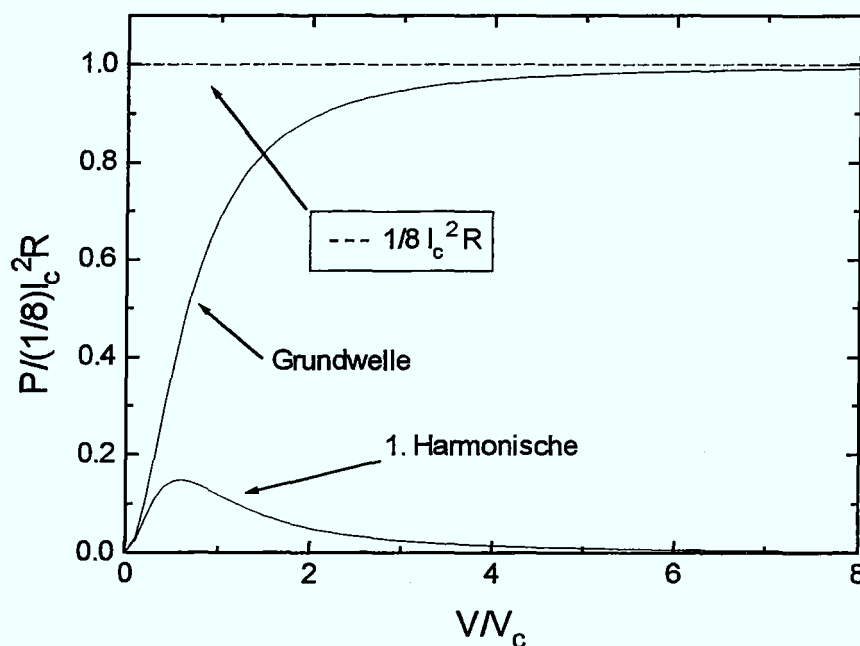


Abb. 2.8: Die emittierte Leistung der Grundschiwingung und der ersten Harmonischen eines idealen Josephson - Kontaktes, in Einheiten der maximalen Leistung, in Abhängigkeit der angelegten Spannung

$$P_E = \frac{1}{2} I_c^2 R \left\{ \bar{v} \left[\sqrt{1 + \bar{v}^2} - \bar{v} \right] \right\}^2 \quad (2.14)$$

Der Verlauf in Abb. 2.8 zeigt, daß bei höheren Spannungen das Frequenzspektrum der Strahlung immer spektralreiner wird und die optimale Leistung (gestrichelte Linie in Abb. 2.8) abgestrahlt wird. Zum Vergleich ist die Leistung mit eingezeichnet, die vom Kontakt als erste Harmonische abgestrahlt wird.

Bei 4 K liefert ein einzelner Josephson - Kontakt mit einem $I_c = 1$ mA, $R = 1$ Ω und einer Detektionsfrequenz von 10 GHz ($v = 0.02$) nach Gl. 2.14 eine Leistung von $P_E \sim 8$ nW. Die real empfangene Leistung ist in der Regel viel niedriger, da die niederohmigen Josephson - Kontakte nur schlecht an die meist hochohmigen (~ 100 Ω) Auskoppelstrukturen angepaßt werden können.

Die theoretische Linienbreite, gegeben durch die volle Halbwertsbreite (3dB Linienbreite) wird durch das niederfrequente Spannungsrauschen über [LIK72] $\Delta f = 2(\pi / \Phi_0)^2 S_v(0)$ bestimmt. Für den Fall $v > 1$ ist das niederfrequente Spannungsfrequenzspektrum durch $S_v(0) = R_d^2 S_I(0)$ gegeben und unter der Annahme eines rein thermisches Rauschens $S = 2k_B T / \pi R$ erhält man

$$\Delta f = \frac{4\pi}{\Phi_0^2} \frac{R_d^2}{R} k_B T \quad (2.15)$$

R_d ist der differentielle Widerstand im Speisepunkt und k_B die Boltzmann Konstante. Nach der letzten Formel ergibt sich eine Abschätzung für die Linienbreite für $R_d = R$ mit 40 MHz pro Ohm Kontaktwiderstand und pro Kelvin absoluter Temperatur.

Für kleine Spannungen $v < 1$ kann auch das hochfrequente Spannungsrauschen, das über die Josephson - Oszillation heruntergemischt wird, einen zusätzlichen Beitrag zur Linienbreite geben. Einen analytischen Ausdruck für die Linienbreite gibt das RSJ - Modell für stark gedämpfte Kontakte [VYS73]:

$$\Delta f = \frac{4\pi}{\Phi_0^2} \frac{R_d^2}{R} k_B T \left(1 + \frac{I_c^2}{2I^2} \right) \quad (2.16)$$

Die Gleichungen 2.15 und 2.16 sind nur gültig, wenn die Linienbreiten viel kleiner sind als die Frequenz der Josephson - Oszillationen $\Delta f \ll f_J$. Sie geben eine untere Abschätzung der Linienbreiten an, da sie nur thermische Rauschbeiträge berücksichtigen. Zusätzliche Rauschbeiträge, vor allem bei niedrigen Frequenzen, kann z. B. das 1/f - Rauschen liefern. Sehr schmalbandige Emissionen, an Fiske - Resonanzen (Kap. 2.4.1), im Bereich von 150 kHz (bei 76 GHz), 1 MHz bei 140 GHz und 2 MHz (bei 280 - 330 GHz) wurden in langen, ungedämpften Josephson - Kontakten (flux - flow Oszillatoren) beobachtet [UST93], [KOS94], [ZHA93].

2.4. Wechselwirkung des Josephson - Kontaktes mit Resonatoren

2.4.1. Wechselwirkungen mit internen Resonatoren (Fiske - Resonanzen)

Betrachten wir einen Tunnelkontakt mit der Länge l (Abb. 2.9). Der Tunnelkontakt ist dadurch charakterisiert, daß die beiden supraleitenden Elektroden durch eine Isolationsschicht getrennt sind. Durch die Reflektion an den Enden verhält sich der Tunnelkontakt wie ein Streifenleitungsresonator in dem sich selbstresonante Moden ausbreiten können. Für einen offenen Streifenleitungsresonator gilt für die stehende Welle der n -ten Mode (entspricht der n -ten Resonanzfrequenz f_n) folgender Zusammenhang mit der Länge l des Resonators.

$$f_n = \frac{n\bar{c}}{2l} \quad (2.17)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit $\bar{c}$ der elektromagnetischen Welle im Tunnelkontakt ist

$$\bar{c} = \frac{1}{\sqrt{L'C'}} \quad (2.18)$$

wobei L' und C' die Induktivität bzw. Kapazität per Länge in der als verlustfrei angenommenen Streifenleitung ist [RAM67]. Ein typischer Wert der Wellengeschwindigkeit ist etwa 5 % der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

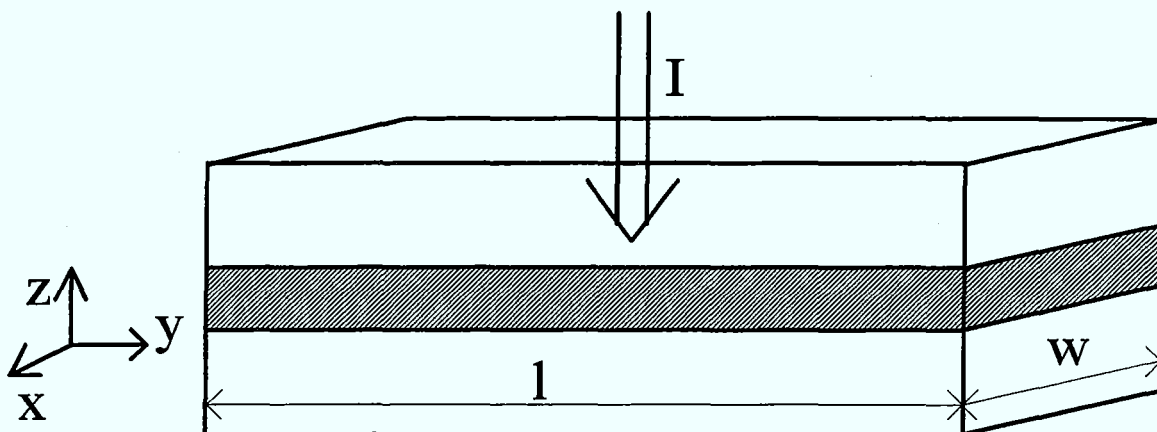


Abb. 2.9: Skizze eines Josephson - Tunnelkontaktes mit Länge l und Breite w . Der schattierte Bereiche stellt die Isolationsschicht dar.

Wenn nun über dem Josephson - Kontakt eine endliche Spannung abfällt wird nach Gl. 2.2 ein Wechselstrom mit der Frequenz $f = (2e/h)V$ erzeugt und in den Kontakt abgestrahlt. Dies regt die resonanten Moden der Streifenleitung an, welche ihrerseits mit dem Kontakt wechselwirken. Diese nichtlineare Wechselwirkung zwischen dem Streifenleitungsresonator und dem Josephson - Kontakt führt zu dem Auftreten von Stromstufen wenn die Josephson - Frequenz gleich f_n ist. Diese Stufen wurden erstmals von Fiske [FIS64] beobachtet und

werden allgemein als Fiske - Stufen bezeichnet. Um eine möglichst große Wechselwirkung zu erreichen, muß der Josephson - Strom in der y - Richtung räumlich moduliert sein. Für kleine Kontakte ($l \ll \lambda_j$) kann dies nur durch ein äußeres Magnetfeld erreicht werden, welches senkrecht zur Modulationsrichtung liegt (x - Richtung in Abb. 2.9). Die Fiske - Stufe erreicht den maximalen Wert, bei einem gegebenen Magnetfeld, wenn die abfallende Spannung die Bedingung $\omega / k = \bar{c}$ erfüllt [LIK86]. Das heißt, die Phasengeschwindigkeit der Josephson-Stromdichteverteilung entspricht der Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle im Kontakt.

Der Josephson - Kontakt eines Hochtemperatursupraleiters läßt sich in der Regel nicht wie ein konventioneller Tunnelkontakt behandeln (Kapitel 2.7), jedoch lassen sich auch hier bei tiefen Temperaturen Fiske - Stufen beobachten. Der Grund liegt in der meist inhomogenen Stromverteilung, die sich eher mit einer Parallelschaltung verschiedener Strompfade beschreiben läßt [EAR93] (also ein Modell eines stark "geschunteten" Tunnelkontaktes). Doch gerade dies entspricht einem Ersatzschaltbild eines Streifenleiters wie in Abb. 2.10 dargestellt.

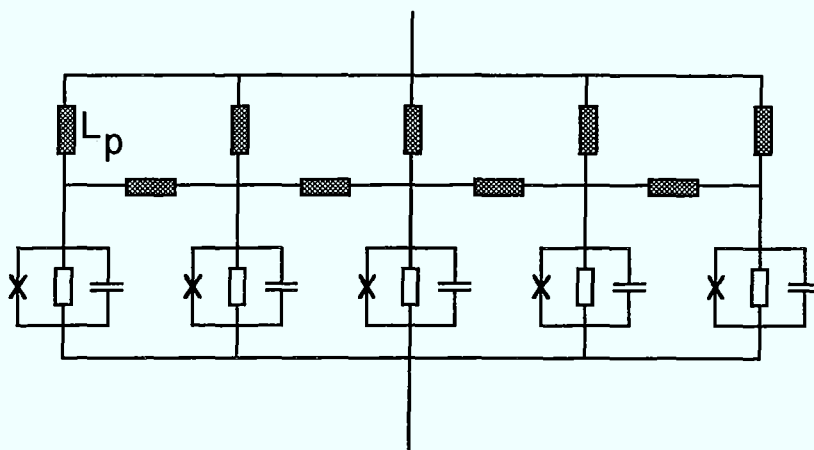


Abb. 2.10: Ersatzschaltbild eines Josephson - Kontaktes für den Fall $1/\lambda_j > 1$. Er stellt eine Parallelschaltung mehrerer Josephson - Kontakte verknüpft mit der Induktivität L_p dar.

Eine typische Strom - Spannungscharakteristik simuliert nach obigen Modell [DAR94] mit fünf parallelgeschalteten Josephson - Kontakten zeigt Abb. 2.11. Die Stufen sind ausgeschmiert durch die im allgemeinen hohe Dämpfung der HTSL - Josephson - Kontakte. Für die Simulation wurde ein $\beta_c = 2$ angenommen, was dem Grenzfall mittlerer Dämpfung entspricht. Die Resonanzen, für ein solches Modell, treten bei folgenden Spannungen auf [VAN94]:

$$V_m = \frac{2}{\sqrt{\beta_c \beta_1}} \left| \sin \frac{m\pi}{2N} \right| \quad (2.19)$$

β_1 ist die dimensionslose Induktivität in Einheiten von $2eI_c L / \hbar$, m die m -te Fiske - Stufe und N die Anzahl der parallelgeschalteten Kontakte. Abb. 2.11 zeigt die nach Gl. 2.19 berechneten Spannungen der ersten zwei Fiske - Stufen.

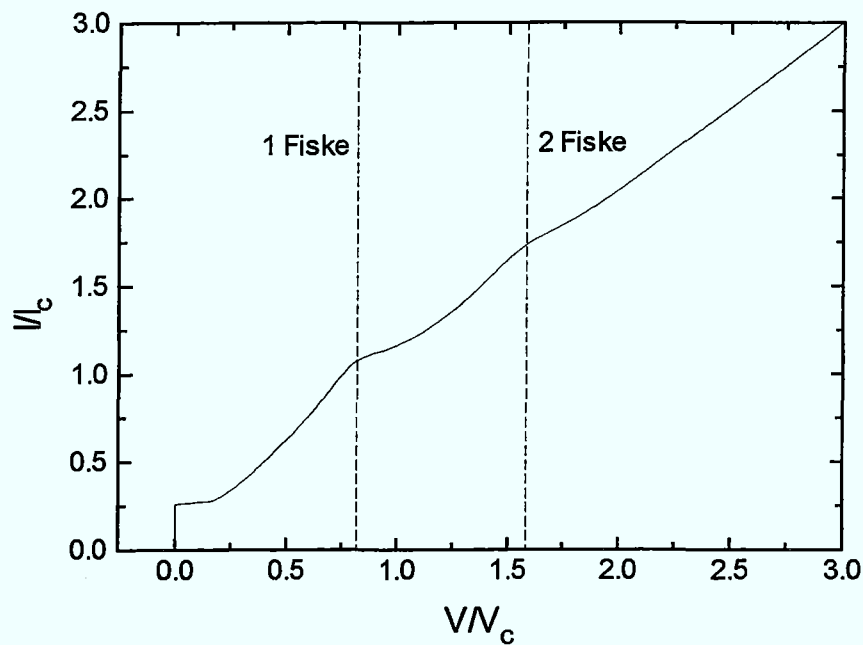


Abb. 2.11: Strom - Spannungskurve eines nach Abb. 2.10 simulierten Schaltkreises mit fünf Josephson - Kontakten. Die Dämpfung wird durch den McCumber - Parameter $\beta_c = 2$ bestimmt. Das angelegte Magnetfeld in jeder Schleife ist $0.18 \phi_0$ (nach [DAR94]).

2.4.2. Wechselwirkungen mit externen Resonatoren

Die Wechselwirkung zwischen Josephson - Kontakt und einem externen Resonator manifestiert sich wie im Kap. 2.4.1. durch das Auftreten einer Stromstufe in der Strom - Spannungscharakteristik der Resonanzfrequenzen. Der Unterschied zu den Fiske - Resonanzen ist, daß bei den Resonanzfrequenzen unabhängig von einem äußeren Magnetfeld eine erhöhte Ankopplung der Strahlung zum bzw. vom Kontakt besteht. Ein einfaches Beispiel für einen

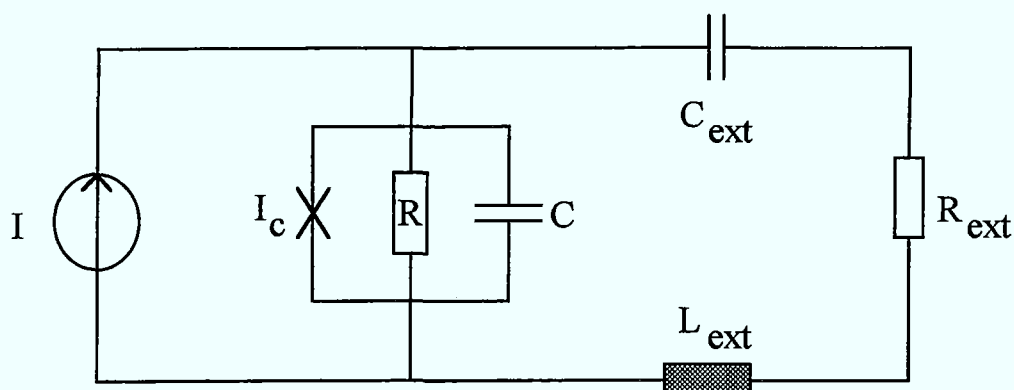


Abb. 2.12: Ersatzschaltbild eines resonatorgekoppelten Josephson - Kontaktes. Die Resonanzen werden durch ein L-C-R- Glied erzeugt.

resonatorgekoppelten Josephson - Kontakt zeigt Abb. 2.12. Der Kontakt ist mit einem in Reihe geschalteten L-C-R Glied verbunden.

Für ein solches System ist die Resonanzfrequenz durch $\omega_{\text{res}} = (L_{\text{ext}} C_{\text{ext}})^{-1/2}$ und die Güte durch $G = (L_{\text{ext}} / C_{\text{ext}})^{1/2} / R_{\text{ext}}$ gegeben [LON79]. Eine I - V Kennlinie mit $\omega_c = \omega_{\text{res}} = 1$, $G = 100$ und $R = R_{\text{ext}}$ für zwei verschiedene Werte der Kapazität zeigt Abb. 2.13. Deutlich sichtbar ist die Auswirkung des Resonators auf den Kennlinienverlauf. Bei der Resonanzfrequenz des Resonators kommt es zu einer Stromstufe, deren Höhe und Steilheit von den Parametern des externen Resonators abhängt.

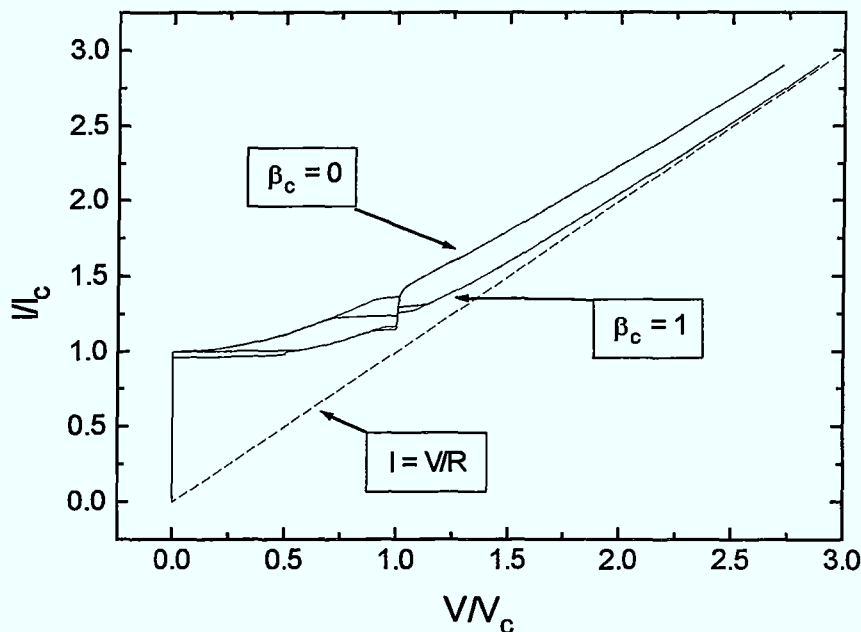


Abb. 2.13: Strom - Spannungs - Kennlinien eines resonatorgekoppelten Josephson - Kontaktes. Die Resonanzfrequenz ist gleich der charakteristischen Frequenz $f_{\text{res}} = f_c$. Die beiden Verläufe entsprechen unterschiedlichen Kontaktkapazitäten β_c mit gleicher Güte Q . Zusätzlich ist die ohmsche Gerade des Kontaktes als gestrichelte Linie aufgetragen.

Beide Kennlinien zeigen Hysteresen, welche vor allem im Fall $\beta_c = 0$ von der Kapazität im Schwingkreis herrühren. Die Höhe der Resonanz in Abhängigkeit des Verhältnisses R_{ext}/R mit $Q = 100$ zeigt Abb. 2.14a. Der Einfluß von R_{ext} kann man sich folgendermaßen erklären. Im Fall vernachlässigbarer Kapazität wird der Gesamtstrom nur von den Cooper - Paaren und Quasiteilchen getragen. Der Anteil der Quasiteilchen ist $I_N = V/R$ (siehe Abb. 2.4a), der Rest wird von den Cooper - Paaren übernommen. Wie aus Abb. 2.4a ersichtlich, hängt dieser supraleitende Anteil stark von der Spannung ab. Eine Erhöhung der Spannung führt zu einem kleineren Cooper - Paarstrom. Bei konstanter Spannung erreicht man einen kleineren Cooper - Paarstrom durch Verringerung von $V_c = I_c R$. Im Resonanzfall verhält sich R_{ext} (Reaktanz = 0) wie ein parallelgeschalteter Widerstand und verringert den normalleitenden Widerstand und

somit V_C des Kontaktes. Dies wiederum führt zu einem kleineren Cooper - Paarstrom und so zu einer Stromstufe. Die Höhe der Stromstufe hängt empfindlich von R_{ext} ab und kann im Extremfall für $R_{\text{ext}} \rightarrow 0$ den gesamten supraleitenden Anteil betragen. Abb. 2.14b zeigt die Abhängigkeit der Stufe von Q bei $R_{\text{ext}}/R = 1$. Es wird deutlich, daß die Steilheit der Stufe von der Güte bestimmt wird, jedoch die Stufenhöhe unbeeinflusst bleibt.

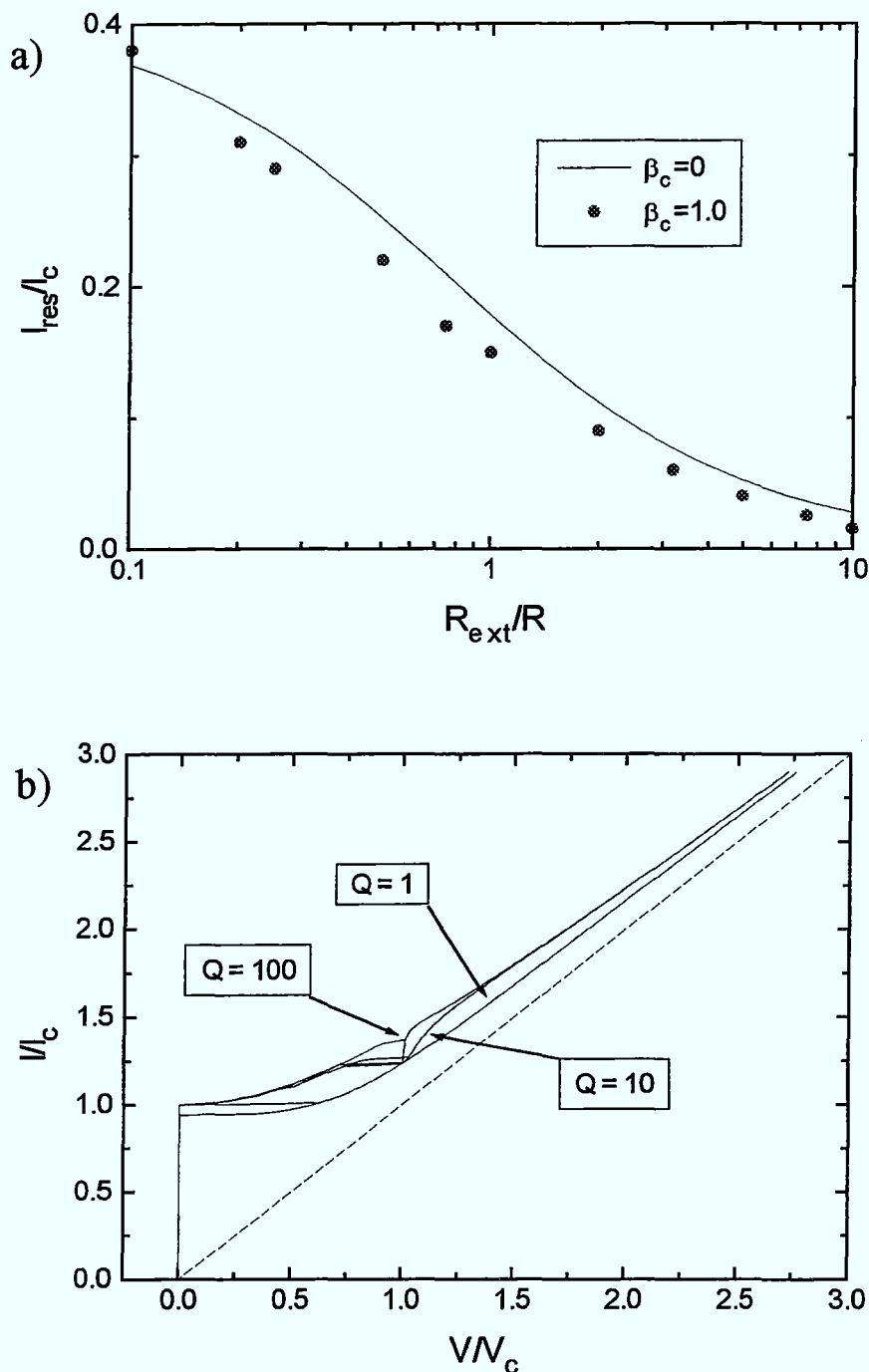


Abb. 2.14: a) Abhängigkeit der Resonanzstufenhöhe von R_{ext} für verschiedene Werte von $\beta_C = 0$ und $\beta_C = 1$. b) Auswirkung des Gütefaktors Q auf die Steilheit der Resonanz für konstantes $R_{\text{ext}}/R = 1$ und $\beta_C = 0$.

Die maximale Leistung, die vom Josephson - Kontakt in den Resonator eingekoppelt werden kann, ist für $v \ll 1$ $P_{\max} = (\pi/2)/(2\pi) I_C V$ und wird für niedrige Werte von R_{ext} erzielt $(R_{\text{ext}}/R)_{\text{opt}} = 4(\pi/2)/\pi \cdot f_j/f_c$ [LIK86].

2.5. Phasensynchronisation mehrerer Josephson - Kontakte

Dieser Abschnitt behandelt die Physik der Wechselwirkung zwischen den intrinsisch nichtlinearen Josephson - Kontakten (Arrays). Eine der außergewöhnlichen Eigenschaften miteinander wechselwirkender Josephson - Kontakte ist die Existenz eines "mutuell synchronisierten" oder "phasenkohärenten" Zustands. Im phasenkohärente Zustand oszillieren alle Kontakte mit der gleichen Josephson - Frequenz und die Phasen der Kontakte stehen in einem festen Verhältnis zueinander. Dieser gegenseitig synchronisierte Zustand basiert auf Frequenz - "pulling" und - Synchronisationseffekten aufgrund der Wechselwirkung von hochfrequenten Josephson - Oszillationen mit Signalen anderer HF - Quellen.

Es gibt im Prinzip zwei Möglichkeiten um ein synchronisiertes Verhalten eines aus Josephson - Kontakten bestehendes Array zu erreichen. Erstens, die Kopplung über eine starke monochromatische, externe Hochfrequenzquelle, wie im Abschnitt 2.3.3 behandelt wird. Die zweite Möglichkeit eine Phasenkopplung zu erzwingen, erfolgt über eine ausreichend starke elektromagnetische Wechselwirkung, die intern von den Josephson - Kontakten generiert wird. (Der Fall der Wechselwirkung über Quasipartikel oder Ordnungsparameter wird nicht diskutiert, da diese Art von Wechselwirkung in den Experimenten der vorliegenden Arbeit keine Rolle spielen).

Der mutuell phasengekoppelter Zustand in einem Array aus N Kontakten ist wie folgt definiert: [LIK86]

$$\bar{f}_1 = \bar{f}_2 = \dots = \bar{f}_N = \bar{f} \quad (2.20)$$

mit $\bar{f}_k = \bar{V}_k / \Phi_0$ und

$$2\pi f_1 = 2\pi f_2 = \dots = 2\pi f_N = \dot{\theta} \quad (2.21)$$

wobei

$$\dot{\theta}_k = \frac{d\hat{\phi}_k}{dt} \quad (2.22)$$

Gleichung 2.21 verlangt zusätzlich zur Gleichheit der gemittelten Josephson - Frequenzen in Gl. 2.20, daß die Oszillationen über eine kurze Zeit auch gleich sein müssen. Das Dach in Gl. 2.22 kennzeichnet eine Zeitmittelung über eine Periode Δt ,

$$(1/\bar{f}) \ll \Delta t \ll (1/\Delta f) \quad (2.23)$$

wobei Δf die Linienbreite der Josephson - Oszillation ist.

Die instantanen Frequenzen $2\pi f(t) = \dot{\phi}(t)$ eines Josephson - Kontaktes oszillieren sehr schnell (ps-Bereich) sodaß man die Gleichheit dieser Frequenz nicht verlangen kann. Die im Abschnitt

2.3.2 eingeführte linearisierte Phase θ_k definiert die Phasen der harmonischen Josephson - Oszillationen und deshalb ist ihre Gleichheit eine notwendige und hinreichende Bedingung für die Phasenkopplung zwischen Josephson - Kontakten.

Im gekoppeltem Zustand müssen die Spannungen laut Gl. 2.20 an jedem Kontakt gleich sein. Mit einfachen DC - Messungen läßt sich somit nachprüfen, ob die zeitlich gemittelten Spannungen an allen Kontakten gleich sind. Diese Methode eignet sich nur für Schaltungen mit wenigen Josephson - Kontakten. Abb. 2.15 zeigt nach dem RSJ - Modell berechnete

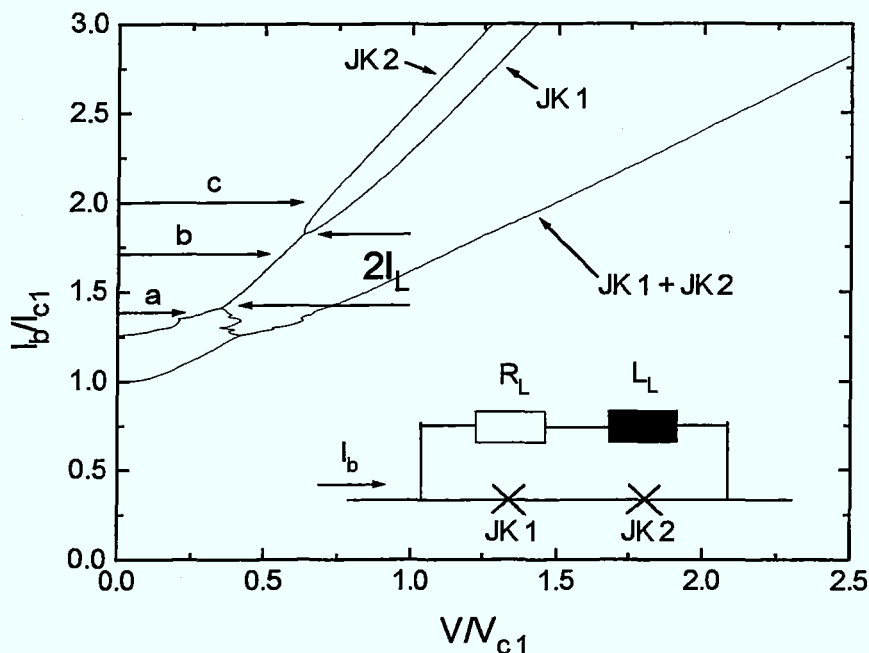


Abb. 2.15: Strom - Spannungs - Kennlinien einer Reihenschaltung von zwei Josephson - Kontakten JK 1 und JK 2 verbunden über einen Widerstand R_L und eine Induktivität L_L . Strom und Spannung sind auf JK 1 normiert. Der Synchronisationsbereich ist mit $2I_L$ gekennzeichnet.

Kennlinien einer Reihenschaltung von zwei Josephson - Kontakten. Der aufgetragene Strom entspricht dem Gesamtstrom durch die Schaltung. Die einzelnen Äste entsprechen der Kennlinie von Kontakt 1 und Kontakt 2 sowie der am Array abfallenden Gesamtspannung. Die Wechselwirkung wird über eine Schleife, bestehend aus einem Widerstand und einer Induktivität, ausgetauscht (Einschub in Abb. 2.15). Die Simulationsparameter sind in Tabelle 2.2 zusammengestellt. Weiter wurde der zeitliche Verlauf der Spannung für verschiedene, feste Stromwerte berechnet. Abb. 2.16a zeigt die Oszillationen bei einem festen Stromwert, der unterhalb des Synchronisationsbereiches liegt. Die Phasendifferenz der beiden Kontakte ändert sich mit der Zeit, weil die Spannungen unterschiedlich sind. In Abb. 2.16b herrscht für einen Stromwert im Kopplungsbereich eine starre Phasenbeziehung zwischen den Kontakten, während Abb. 2.16c für einen Strompunkt oberhalb des Synchronisationsbereiches das gleiche Bild wie in Abb. 2.16a liefert. Der Kopplungsbereich $2I_L$ in Abb. 2.15 wird für größere

Unterschiede im I_c immer kleiner. Die maximale Streuung die eine Reihenschaltung (siehe Kap. 2.6) zuläßt ohne die Synchronisation zu verlieren, ist stark von der Kopplungsschleife abhängig. Bei einer optimalen Kopplung können Abweichungen im I_c bei $\beta_c = 0$ und $T = 0$ K bis zu 30 % toleriert werden [LIK86].

Tabelle 2.2: Parameter der Josephson - Kontakte, normiert auf den ersten Kontakt JK 1, der Simulationen in Abb. 2.15 und Abb. 2.16. Die Kopplungsschleife besteht aus einem Widerstand $R_L/R_1 = 2$ und einer Induktivität $\beta_L = 10$.

Kontakt	I_c/I_{c1}	R/R_1	β_c
JK 1	1	1	0.5
JK 1	1.0675	1/1.0675	0.5

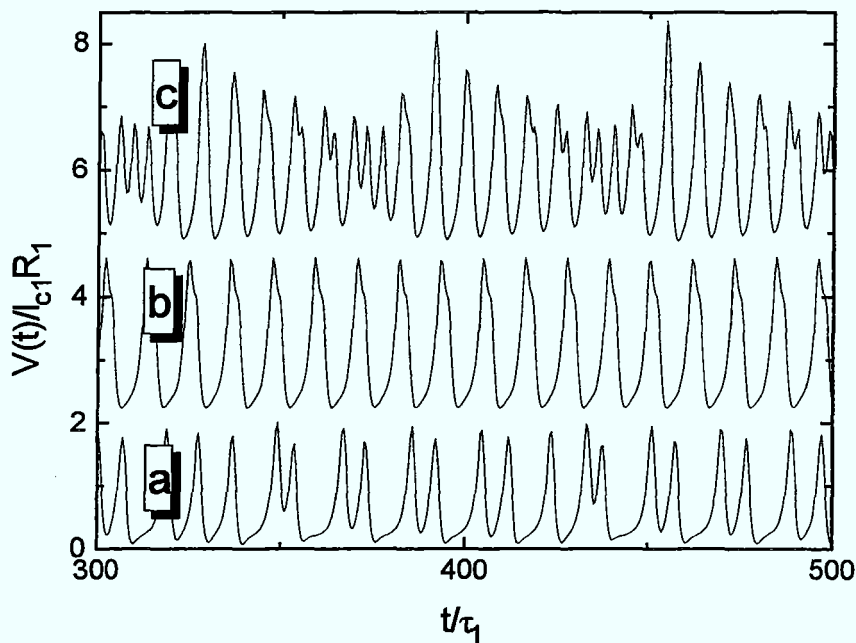


Abb. 2.16: Der zeitliche Verlauf der Spannung von JK 1 und JK 2 für drei verschiedene Stromspeisepunkte, entsprechend gekennzeichnet in Abb. 2.15. Im Fall a) ist $I_b/I_{c1} = 1.39$, also unterhalb des Synchronisationsbereiches. Der zeitliche Verlauf der Gesamtspannung zeigt deutlich die unterschiedlichen Frequenzen. Im Fall b) $I_b/I_{c1} = 1.7$ befindet sich das System im gekoppeltem Zustand. Die Amplitude ist ca. $2V_{c1}$. Im letzten Fall c) ist $I_b/I_{c1} = 2.0$. Die Kurve zeigt den zeitlichen Verlauf oberhalb des Kopplungsbereiches.

Auswirkungen der Phasensynchronisation auf die emittierte Leistung und Linienbreite:

Gekoppelte Josephson - Kontakt - Arrays haben einen Vorteil in Bezug auf Leistung, Impedanzanpassung und Linienbreite gegenüber einzelner Kontakte. Die Leistung wächst mit der Anzahl N der Kontakte im angepaßten Fall proportional an.

$$P_A = NP_E \quad (2.24)$$

Der gesamte Widerstand eines Arrays wächst ebenfalls entsprechend der Anzahl der beteiligten Kontakte an. So können in Arrays die niederohmigen Einzelkontakte an üblichen $50 \, \Omega$ Auskoppelstrukturen angepaßt werden. Die Linienbreite eines synchronisierten Arrays skaliert mit dem inversen der Anzahl von Kontakten [JAI84], [BEN91], [BOO94].

$$\Delta f_A = \frac{1}{N} \Delta f_E \quad (2.25)$$

Der Mechanismus dieser Linienbreitenreduzierung kommt in erster Linie von dem reduzierten differentiellen Widerstand des synchronisierten Arrays [LUK90]. Eine weitere Reduzierung der Linienbreite kann durch das Auftreten von resonanten Strukturen geschehen [BOO94].

2.6. Eindimensionale Arrays

Die einfachste Anordnung eines Arrays besteht aus einer Reihenschaltung von Josephson - Kontakten wie in Abb. 2.17 dargestellt. Im Fall identischer Kontakte ist die Stabilität des phasensynchronisierten Zustandes eines eindimensionalen Arrays neutral. Diese neutrale Stabilität wird durch die Rückkopplung des Hochfrequenzsignals über eine Impedanz Z gebrochen und Phasenkopplung induziert [HAD87][HAD88a][HAD88b][HAD89]. Es treten jedoch auch Hysteresen und Chaos über gewisse Strombereiche auf [HAD87]. Trotz der Tatsache, daß die Phasenkopplung von eindimensionalen Arrays sehr stark von Z abhängt, ist im allgemeinen die Frequenzsteuerbarkeit und der Kopplungsbereich für induktive Lasten am größten [JAI84][HAD88a][HAD88b].

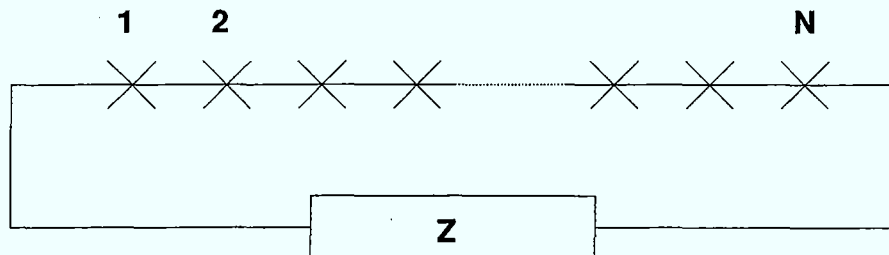


Abb. 2.17: Eindimensionales Array aus N Josephson - Kontakten gekoppelt über eine Impedanz Z .

In der Praxis erschweren die Variationen der Parameter, vor allem des kritischen Stromes, die Phasenkopplung. Wie bereits erwähnt, synchronisieren die Kontakte mit induktiver Last am stärksten und dementsprechend sind die Toleranzen in diesem Fall am größten und erlauben mit 30 % ($I_{cmax} = 0.3 I_{cmin}$) die größten Parameterstreuungen. Eine geeignete Möglichkeit, Streuungen der kritischen Ströme zu kompensieren ist die in Abb. 2.18 gezeigte Schaltungsvariante. Jeweils zwei Josephson - Kontakte bilden über eine Induktivität L_s einen SQUID. Der Gleichstrom verteilt sich auf Grund der Schleifen derart, daß über allen Kontakten die gleiche Spannung abfällt. Diese Variante der Stromspeisung ist in Bezug auf niedrige Frequenzen eine Parallelschaltung der Kontakte, während sich für hohe Frequenzen die Wechselspannungen in Serie aufaddieren. Die erste praktische Realisierung mit diesem Typ der Stromspeisung, mit Anzeichen von Synchronisation, wurde von Lindelof u. a. [LIN78] erreicht. Später untersuchte Jain u. a. [JAI80] eine modifizierte Version mit erfolgreicher Phasensynchronisation von bis zu 100 Kontakten.

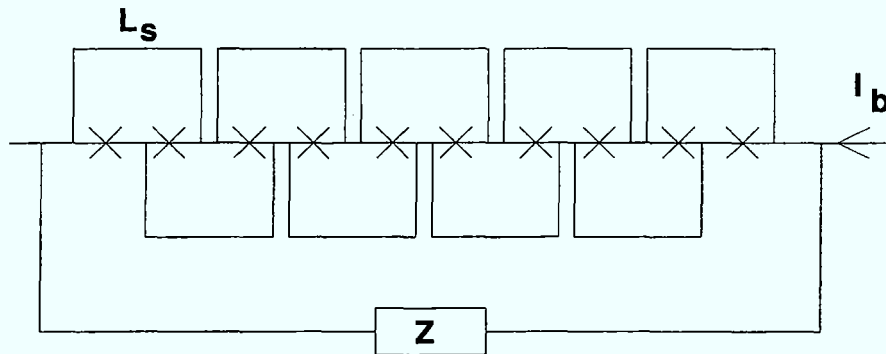


Abb. 2.18: Modifiziertes paralleles Stromspeiseschema nach Jain mit Kopplungsimpedanz Z [JAI80].

Abb. 2.18 zeigt die in [JAI80] verwendete Schaltung. Alle Leitungen sind supraleitend, d. h. die Gleichspannungen über dem Kontakt besitzen stets den gleichen Absolutwert, wechseln sich aber in der Polarität ab. Die Induktivitäten der Schleifen L_s müssen groß sein, so daß die HF - Spannungen über den Kontakten nicht kurzgeschlossen werden. Weiterhin ist wichtig, daß die induktive Beeinflussung zwischen benachbarten Schleifen klein ist, da sonst alle Induktivitäten der Zuleitungen sich Verhalten als ob sie parallel verbunden wären. Für große Arrays würde die gesamte Impedanz der Schleifen immer kleiner werden. In der Abwesenheit einer Hochfrequenz - Kopplungsschleife werden die relativen Phasen der Kontakte durch die zufällige Anordnung der Flußfäden in den SQUID - Schleifen bestimmt. Kleinste Veränderungen zerstören sofort die Phasenkohärenz. Es wurde jedoch gezeigt, daß eine starke hochfrequente Kopplung Z (Abb. 2.18) solche Zufallsverteilungen in der Phase korrigiert, so wie sie die zufälligen Variation der Josephson - Oszillationen in einfachen Reihenschaltungen korrigiert [JAI84]. Der Effekt der zufälligen Phasenverteilung ist vergleichbar mit den Streuungen im I_c in ungekoppelten Reihenschaltungen. Man erhält somit Variationen im I_c von der Größenordnung Φ_0 / L_s . Die effektiven Parameterstreuungen sind also $\Phi_0 / (L_s I_c)$, d. h.

mit typischen Werten von $I_c = 1$ mA und einer Schleifeninduktivität von 500 pH ergeben sich effektive Streuungen, die kleiner als 1 % sind. Die Phasendifferenz zwischen zwei Josephson - Kontakten in einem SQUID - Ring ist näherungsweise $2\Phi_0 / (L_s I_c)$ also für den bereits diskutierten Fall praktisch Null.

2.7. Hochtemperatursupraleiter - Josephson - Kontakte

Die meisten künstlichen Josephson - Kontakte werden aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) hergestellt. Nach der Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter im Jahre 1986 [BED86] wurde bereits im darauf folgenden Jahr $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [WU87] gefunden. Dieses Material zeigt sich durch eine Sprungtemperatur T_c von 93 K aus und läßt sich gut epitaktisch aufwachsen. Anstelle des Yttriums können fast alle Seltenen Erden verwendet werden, wobei das T_c zwischen 88 K und 94 K liegt. Verbindungen mit diesem Aufbau werden 1-2-3 - Supraleiter bezeichnet.

Auffallend an den Hochtemperatursupraleitern ist die große Anisotropie der supraleitenden Eigenschaften. Es wird angenommen, daß sich die Supraleitung hauptsächlich in den CuO - Ebenen abspielt. Der chemische Aufbau dieser Materialien wird durch die Stapelfolgen dieser Ebenen charakterisiert. Die in dieser Arbeit verwandte Verbindung $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ besitzt eine orthorhombische Kristallstruktur. Einige Daten sind in Tabelle 2.3 und Tabelle 2.4 zusammengestellt.

Tabelle 2.3: Kristallographische Daten von YBCO; a,b,c: Ausdehnungen der Elementarzelle [JOR90]

Material	a (nm)	b (nm)	c (nm)
YBCO	0.38227	0.38872	1.1682

Tabelle 2.4: Kohärenzlängen ξ und magnetische Eindringtiefen λ von YBCO [BAT 91]

Material und Richtung	ξ (nm)	λ (nm)
YBCO (ab)	1.4	140*
YBCO ($\perp$ ab)	0.15 - 0.3	840

*[FIO88]

Wegen den kleinen Kohärenzlängen bilden sich an Korngrenzen (Bereiche in dem der Ordnungsparameter reduziert ist = schwache Kopplung) Josephson - Kontakte aus [PET89]. Diese Tatsache wird ausgenützt, um in epitaktisch aufgewachsenen, einkristallinen Schichten künstliche Korngrenzen zu erzeugen und somit gezielt einen Josephson - Kontakt herzustellen. Abb. 2.19 zeigt verschiedene Methoden wie dies erreicht werden kann.

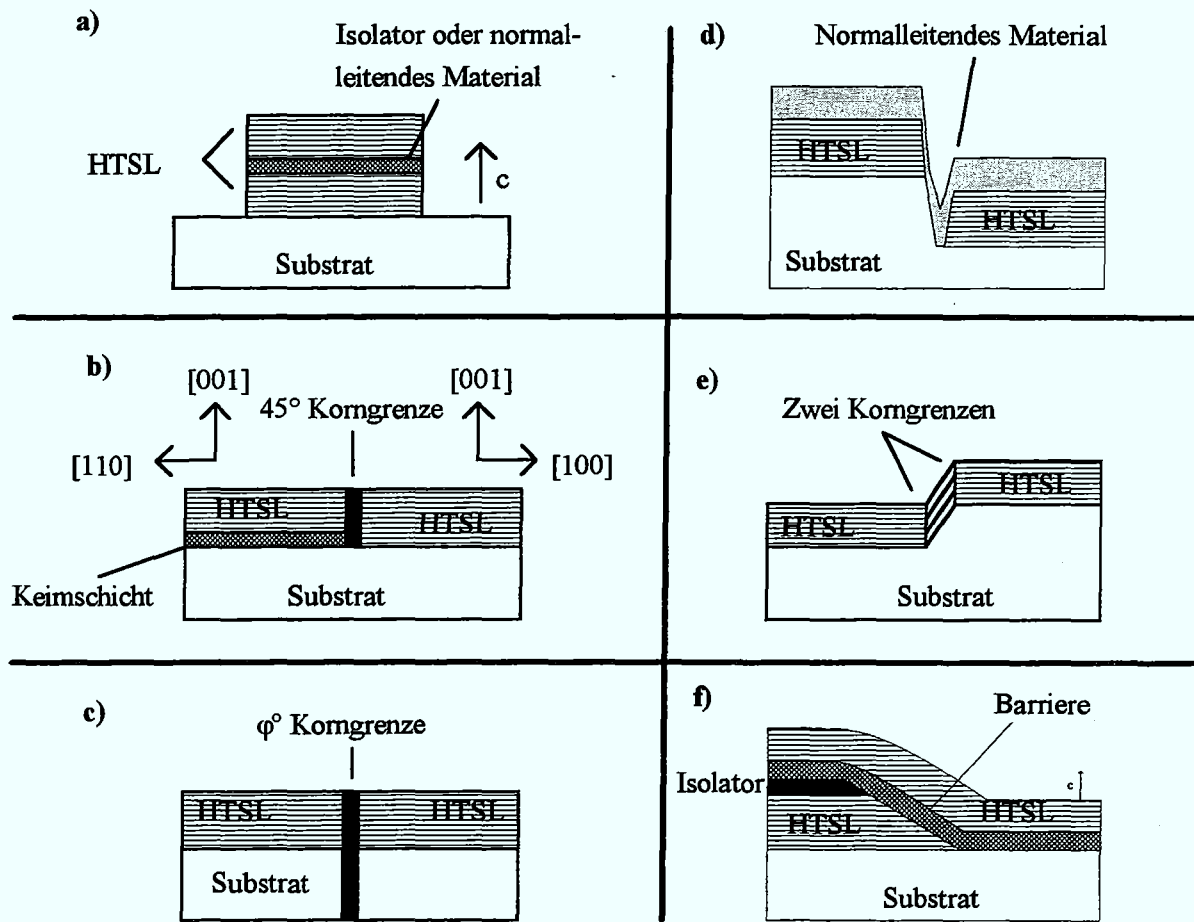


Abb. 2.19: Verschiedene Typen von Josephson - Kontakten: a) planarer Kontakt, b) biepitaktischer Kontakt, c) Bikristall - Korngrenzenkontakt, d) SNS - Stufenkontakt, e) Stufenkontakt und f) Rampenkontakt

Einen aus dem tieftemperatursupraleitenden Bereich stammender Kontakttyp stellt der planare Kontakt a) dar. Er wird vor allem in der Ausführung mit Nb-AlO_x-Nb und einer isolierenden Barriere hergestellt. Die Korngrenze kann entweder durch ein Verdrehen der epitaktischen YBCO - Schicht [CHA91a], [CHA91b] b) oder des Substrates [GRO90], [GRO91] c) generiert werden. Kontakte bei denen die supraleitende Elektrode durch ein normalleitendes Metall getrennt werden, nennt man SNS - Kontakte d) und f). Beim Stufenkontakt e) entstehen durch eine andere Filmwachstumsrichtung an der Stufe zwei Josephson - Kontakte [HER95]. Nicht gezeigt sind Kontakttypen, bei denen durch lokale Beschädigungen, Bereiche mit unterdrückter supraleitenden Eigenschaften entstehen. Die Beschädigung kann durch Ionenbeschuss, einen Elektronenstrahl [PAU93], [TOL93] oder das "Vergiften" bestimmter Bereiche (z. B. Diffusion von Al ins YBCO) entstehen.

3. Probenherstellung und Meßaufbau

In diesem Kapitel werden zuerst die Herstellungsschritte der HTSL - Josephson - Kontakte vorgestellt, wobei der hauptsächlich in Jülich hergestellte Stufenkontakt, sowie der SNS - Stufenkontakt Vom NIST, separat aufgeführt sind. Im Abschnitt 3.2 werden die verwandten Meßapparaturen beschrieben und im Anschluß daran die Meßelektronik erläutert. Der Abschluß dieses Kapitels bildet eine Analyse der Meßgenauigkeit.

3.1. Probenherstellung

3.1.1. Der Stufenkontakt

Der Stufenkontakt zeigt sich vor allem durch seine vergleichsweise einfache und flexible Herstellung aus. Eine epitaktisch aufgewachsene HTSL - Leiterbahn wird über eine Substratstufe gelegt und strukturiert (Abb. 2.19e). Dabei bilden sich entlang der Stufe ein oder mehrere Korngrenzen aus, die als Josephsonkontakte arbeiten können [SIM91], [HER91], [HER95]. Der Stufenkontakt wird erfolgreich in Anwendungen für SQUIDs eingesetzt [ZHA92], [GLY92].

Der erste Schritt zur Herstellung des Stufenkontaktes ist das Ätzen der Stufe ins Substrat. In dieser Arbeit werden meist Substrate aus LaAl_2O_3 (LAO) verwendet. Das liegt zum einen an der einfachen kommerziellen Verfügbarkeit und zum anderen an einer nicht zu großen dielektrischen Konstante von 24.5 bis in den THz - Bereich [GRO94]. Die Strukturierung des Substrates wird mittels Photolithographie auf verschiedene Art und Weise durchgeführt. In der ersten Version benutzt man eine Metallmaske und sputtert eine 70 nm dicke Niobschicht auf das vorher gereinigte Substrat. Es folgte der photolithographische Standardprozeß, bestehend aus den folgenden Einzelschritten:

1. Aufschleudern des Photolackes AZ 5214 mit der Lackschleuder bei 4000 Umin^{-1} ergibt eine $1.4 \mu\text{m}$ dicke Lackschicht
2. Trocknen der Lackschicht für 5 min. bei 90°C
3. Entlackung des erhöhten Randes durch Belichtung mit UV-Licht im Kontaktbelichter
4. Belichtung der Struktur durch eine Chrommaske ($P: 60 \text{ W/m}^2$)
5. Entwickeln des Photolackes in AZ 312 MIF im Verhältnis 1:1,25 mit Wasser verdünnt (in der Regel beträgt die Entwicklungszeit zwischen 50 und 55 s)

Die wichtigsten Parameter sind in Tabelle 3.1 noch einmal zusammengefaßt.

Tabelle 3.1 Photolithographische Parameter für den "KFA" - Photolackprozeß

Photolack	schleudern (s/ kUpm)	trocknen Temp. (°C)	trocknen Zeit (s)	Wellen- länge (nm)	Leistungs- -dichte (W/m ²)	Ent- wickler	Entwick- lungszeit (s)
5214	30/4	90	300	365	60	312 MIF	50-55

Alternativ kann die Strukturierung des Lackes über einen Umkehrprozeß geschehen, der hauptsächlich eingesetzt wird, wenn nur sehr kleine Bereiche im Lack offengelegt werden müssen. Dazu wird nach dem ersten Belichten ein Hartbacken eingeschoben und dann das ganze Substrat belichtet. Die veränderten Parameter sind in Tabelle 3.2 aufgelistet.

Tabelle 3.2: Photolithographische Parameter für den "KFA" - Umkehrprozeß

Parameter	Strukturdefinition	Nachbacken	Flutbelichtung
Wellenlänge (nm)	365		365
Nachbacken (s/°C)		90/115	
Belichtungszeit (s)	3.5		10

Die oben angegebenen Zeiten für Belichtung und Entwicklung hängen empfindlich von der Beschaffenheit des Lackes (Alterung des Lackes, nicht konstante Luftfeuchtigkeit) und der Lampe am Belichter (ebenfalls Alterungserscheinungen) ab. Dies erschwert zusätzlich die Reproduzierbarkeit des Ätzprozesses. Die erwähnten Schritte sind in Abb. 3.1a) noch einmal verdeutlicht. Durch reaktives Ionenätzen (RIE) wird der Nb - Film mit einem SF₆ - Ätzgas dort entfernt, wo kein Photolack mehr ist. Nach dem Entfernen des restlichen Lackes erfolgt das Ionenstrahlätzen. Der Ar⁺ Ionenstrahl fällt dabei senkrecht auf die rotierende Probe, die auf einem gekühlten (-8 °C) Probenhalter mit Vakuumfett befestigt ist. Standardmäßig werden Stufenhöhen von 300 nm verwendet, was einer Ätzdauer von 30 min. entspricht. Dabei wird in Intervallen von 40 s Pause und 20 s Strahlzeit geätzt, um ein Aufheizen des Photolackes zu vermeiden (Abb. 3.1b). Die Ionen besitzen eine Energie von 500 eV, eine Strahldichte von 5 A/m² in einem Kammerdruck von 1 10⁻⁴ Pa.

In der zweiten Version wird auf das Aufputtern des Niobs verzichtet, da teilweise Schwierigkeiten beim Niob - Ätzen auftraten (es zeigten sich zum Teil noch Niobreste auf dem Substrat). Es wird nur mit einer Lackmaske gearbeitet, was auf den photolithographischen Prozeß keinen Einfluß hat. Es stellen sich aber bei der Belichtung zusätzliche Schwierigkeiten dar, da die Substrateigenschaften (Oberflächenbeschaffenheit und daraus resultierenden unterschiedlichen Reflexionsvermögen) stärker zu Tage treten. Eine dünne (20 nm),

aufgedampfte Goldschicht deckt das Substrat ab [BEU95] und beugt chemischen Reaktionen des Lackes mit der Substratoberfläche vor. Der nächste Schritt der Laserablation ist für beide Versionen derselbe.

Auf dem jetzt strukturierten Substrat wird eine 200 nm dicke $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Schicht mittels Laserablation von J. Schubert und W. Zander [STR90] deponiert (Abb. 3.1c). Bei der Laserablation wird der Strahl eines Excimer - Lasers auf ein stöchiometrisches $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Target gerichtet. Mit Pulsen von 2 Hz wird ein Plasma erzeugt, das bei geeigneter Geometrie, Substrattemperatur ($T = 600 - 750 \text{ }^\circ\text{C}$) und Sauerstoffdruck (einigen hundert Pascal) Filme hoher Qualität ($T_c > 90 \text{ K}$) ergibt. Die Depositionsraten liegen bei 100 nm/min und erlauben eine wesentlich kürzere Prozeßdauer als das Kathodenzerstäuben (Sputtern). Details des

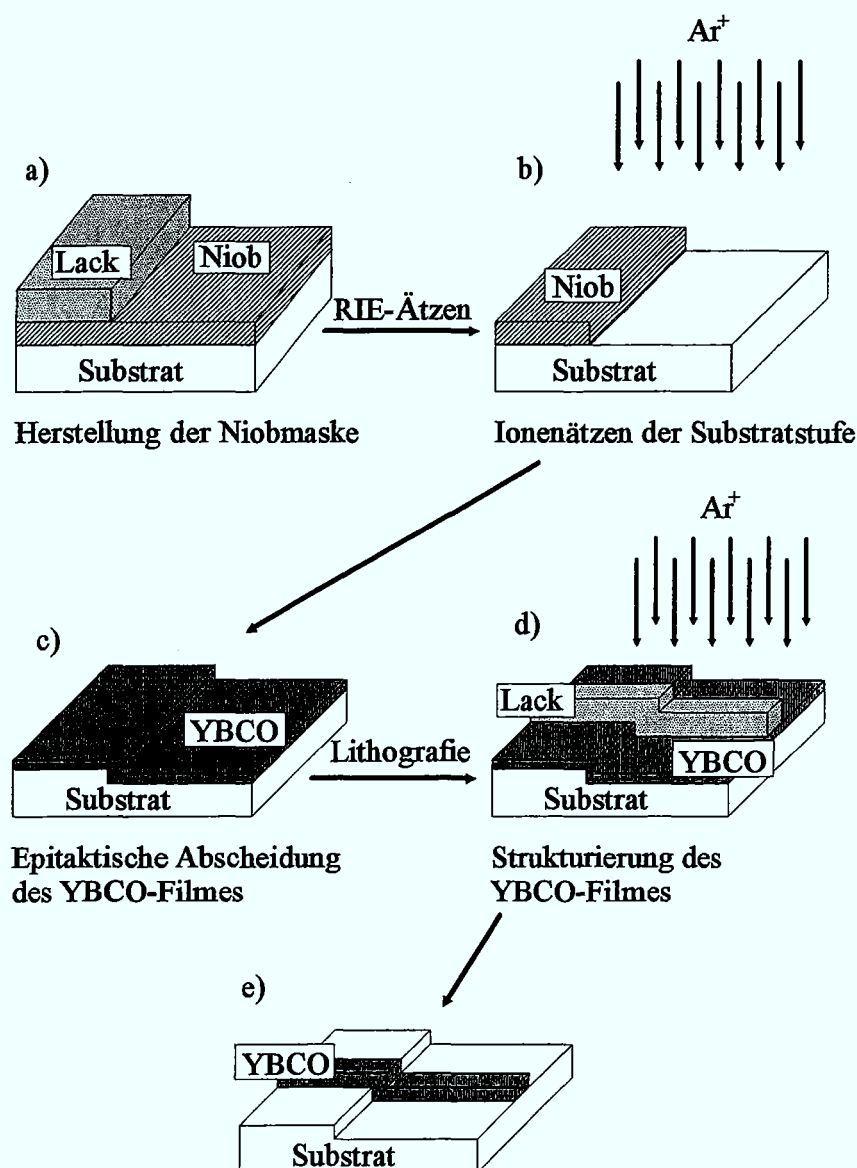


Abb. 3.1: Die verschiedenen Prozeßschritte der Herstellung eines Stufenkontaktes mit Niob - Maske

Laserablationsprozesses findet man in [KRÜ90], [STR90]. Als Nachteil weisen die mit Unebenheiten von 10 - 20 nm recht glatten Filmen kugelförmige Ausscheidungen von ca. 0.5 µm Durchmesser auf. Diese erschweren das Aufbringen von Multilagen, insbesondere von Isolationsschichten (siehe Kap. 6).

Die Strukturierung der Mikrobrücke wird wieder mit Ar^+ Ionenstrahlätzen durchgeführt, Abb. 3.1d und 3.1e. Dazu wird dem Supraleiterfilm eine Lackmaske aufgeschleudert und mittels dem photolithographischen Standardprozeß (s. oben) strukturiert. Die Durchführung und Parameter beim Ionenstrahlätzen sind die selben wie beim Stufenätzen. Die Ätzrate beträgt 16 nm/min, was eine Gesamtätzdauer von 12.5 min. bei 200 nm dicken Standardfilmen bedeutet. Es wird wiederum in Intervallen von 40 s Pause und 20 s Strahlzeit geätzt um den Film nicht aufzuheizen. Es wurden mit dieser Strukturierungsmethode Mikrobrücken mit einer Breite von $\geq 1 \mu\text{m}$ [LEH90] hergestellt. Die Strukturierung und die damit verbundene Berührung mit dem alkalischen Entwickler sowie die Randschädigung des Films durch das Ionenätzen kann durch den sogenannten Inhibitprozeß vermieden werden.

Dabei wird wie im bereits beschriebenen Fall eine Lackmaske mit der späteren $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -Struktur direkt auf das Substrat aufgebracht. Nach der Lithographie erfolgt eine räumliche Trennung zwischen der Struktur und dem übrigen Substrat durch Tieferätzen mittels Ionenstrahl, Abb. 3.2. Anschließend wird eine 30 nm dicke Inhibitschicht aus SiO_2 aufgedampft, die mit dem Fotolack lift - off - strukturiert wird. Auf diese Weise erfolgt eine räumliche Trennung der Inhibit - von der Wachstumsebene [COP92]. Als letzter Schritt erfolgt die Deposition des ganzflächigen YBCO - Filmes mittels Laserablation. Auf den tiefergeätzten und mit SiO_2 bedampften Gebieten diffundiert wegen der hohen Depositionstemperatur Silizium in den $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -Film, so daß dieser im Gegensatz zu den anderen Gebieten dort isolierend wird. Mit dieser Methode wird durch vorhergehendes Strukturieren ein Kontakt des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ mit dem Entwickler vermieden, es entstehen keine Kanten, an denen die ab-Ebenen des Supraleiters mit der Luft in Berührung kommen. Nach der Schichtherstellung wird nicht mehr ionenstrahlgeätzt. Lediglich die Goldanschlußflächen müssen in einem folgenden Lithographieschritt aufgebracht werden. Doch dabei sind die empfindlichsten Stellen, die Josephsonkontakte, mit Lack abgedeckt, und nur in den Außenbezirken des Substrates erfolgt ein Kontakt mit dem Entwickler.

Bei allen Methoden wird vor dem Aufdampfen der Goldschicht die degradierte Oberfläche mit der in der Aufdampfanlage eingebauten Ionenkanone für ca. 10 s gereinigt, wobei die Stromdichte der Ionen ca. $0,5 \text{ mA/cm}^2$ beträgt.

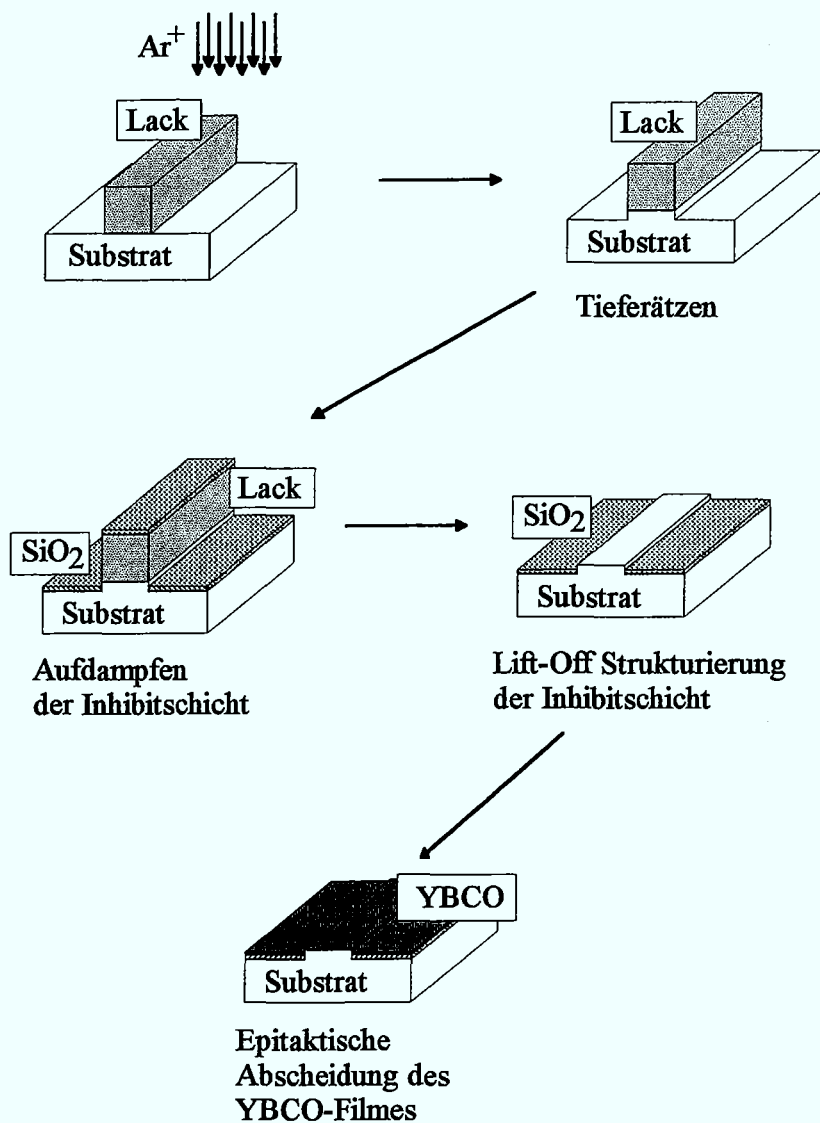


Abb. 3.2: Die Inhibitstrukturierungsschritte

3.1.2. Der YBCO/Au/YBCO (SNS) Stufenkontakt

Die Technik der Herstellung von SNS - Kontakten über eine Substratstufe wurde von DiIorio u. a. 1991 demonstriert [DII91]. NIST folgte bald danach mit einem leicht modifizierten Prozeß, wo im Gegensatz zur "off - axis" Sputtertechnik ein YBCO - Film unter einem Winkel mit Hilfe von Laserablation abgeschieden wurde [ONO91]. Die von NIST entwickelte Methode der SNS - Stufenkontaktherstellung ist in Abb. 3.3 skizziert und wird im folgenden beschrieben.

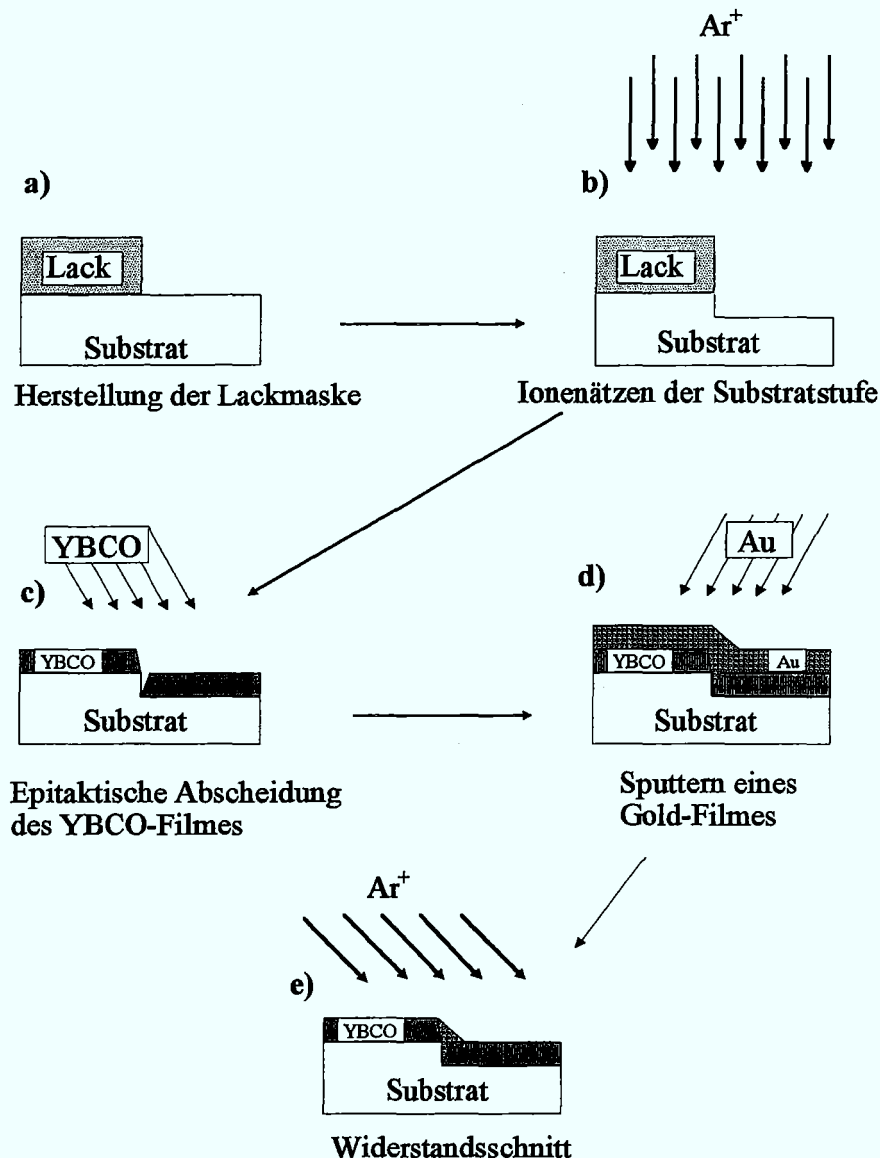


Abb. 3.3: Die einzelnen Prozeßschritte zur Herstellung eines SNS - Stufenkontaktes

Der photolithographische Prozeß ist in Tabelle 3.3 stichpunktartig dargestellt. Es wird entweder der Photolack SHIPLEY AZ 5218E oder SHIPLEY 1400-31 benutzt. Die Belichtungszeit wird vor jedem Prozeß folgendermaßen bestimmt. Es wird die Leistungsdichte der Lampe für die bestimmte Wellenlänge gemessen und dann die Belichtungszeit so eingestellt, daß die vorgegebene Energiedichte erreicht wird. Die Leistungsdichte bei 320 nm beträgt in der Regel um 100 W/m^2 und bei 405 nm um 30 W/m^2 . Damit werden Alterungserscheinungen und Leistungsschwankungen der Quecksilberlampe des Belichters korrigiert.

Tabelle 3.3 Photolithographische Parameter für den "NIST" - Photolackprozeß

Photolack	schleudern (s/ kUpm)	trocknen Temp. (°C)	trocknen Zeit (s)	Wellen- länge (nm)	Energie- dichte (W/m ²)	Ent- wickler	Entwick- lungszeit (s)
5218E	30/4	95	60	320	2000	AZ 400K*	60
1400-31	30/5	85	225	405	700	CD 30	45

*im Verhältnis 1:4 mit destilliertem Wasser verdünnt

AZ 5218E besitzt außerdem die Fähigkeit, im Umkehrprozeß benutzt werden zu können. Die Daten des am NIST verwendeten Umkehrprozesses sind in Tabelle 3.4 aufgelistet. Die Entwicklung der Probe erfolgte in einer im Verhältnis 15:100 gemischten Lösung aus destilliertem Wasser und AZ 400K. Die Entwicklungszeit beträgt in der Regel 75 s.

Tabelle 3.4: Parameter für den "NIST" - Umkehrprozeß

Parameter	Strukturdefinition	Nachbacken	Flutbelichtung
Wellenlänge (nm)	320		405
Nachbacken (s/°C)		45/130	
Dosis (J/m ²)	110		180

AZ 5218E erzeugt steile Flankenprofile im Photolack. Da eine direkte Korrelation zwischen dem Stufenprofil im Lack und dem resultierenden Profil der geätzten Stufe besteht, wird dieser Photolack ausschließlich als Maske für das Stufenätzen benutzt (Abb. 3.3a).

Das Ätzen der Stufen ins LAO - Substrat erfolgt mit Ar⁺ Ionenstrahlen (Abb. 3.3b). Die Ionenquelle ist eine Kaufman 5 cm Ionenkanone. Die Ionenstrahleinstellungen für den Prozeß sind Beschleunigungsspannung 300 V, Ionenstromdichte am Target 5 A/m² in einer Argonatmosphäre. Der Argonfluß wird so eingestellt, daß der Druck in der Kammer 1.4 10⁻⁴ Torr (18.7 mPa) beträgt. Die Probe wird auf einem rotierenden Kupferblock mit Klemmen befestigt. Der Kupferblock ist wassergekühlt und um 45° relativ zur Ionenquelle geneigt. Diese Modifikation führt zu Substrat - Ätzzeiten von fast 180 nm/min und reduziert die Redeposition des Substrates entlang der Stufe. Als Ergebnis des verfeinerten Prozesses können Stufen mit einem Winkel von 65° - 75° in einer reinen Ätzzeit von 5 min. hergestellt werden. Durch 3 min. Pausen während eines 5 min. Ätzzyklus verlängert sich die Gesamtätzzeit dementsprechend. Der YBCO - Film wird mit einer Laserablationsanlage von LAMBDA PHYSIK 305icc abgeschieden. Die Standardoperationsparameter sind in Tabelle 3.5 aufgelistet.

Tabelle 3.5 Standardoperationsparameter der "NIST" YBCO Abscheidung

Material	Wellenlänge (nm)	Energie- dichte (kJ/m ²)	Pulsrate (Hz)	Substrat- temperatur (°C)	Sauerstoff- druck (mTorr)	Depositions- rate (nm/min)
YBCO	248	20	10	790	800	90

Die hohen Filmabscheidetemperaturen ($> 700\text{ °C}$) stellen ein Problem für Probenbefestigung und Temperaturkontrolle dar. Ein Pt/Rh Thermometer befindet sich in einem Loch im Heizblock, um guten thermischen Kontakt mit dem Heizblock sicherzustellen. Das Substrat wird mit Leitsilber auf den Heizblock geklebt und 45 min. unter einer Infrarotlampe getrocknet, bevor es in die Abscheidekammer eingebaut wird. Nach einem Abpumpen auf 10^{-5} Torr ($\sim 1.3\text{ mPa}$) beginnt der Prozeß mit einer Heizrate von 25 °C/min auf 500 °C , wo die Probe 10 Minuten für thermische Stabilisierung und Ausgasungen verweilt. Eine zweite Rampe mit gleicher Heizrate bringt das Substrat auf die gewünschte Abscheidetemperatur. Jetzt wird der Kammer Sauerstoff zugeführt und der korrekte Druck eingestellt. Gewöhnlich wird 10 min. gewartet bevor die Deposition startet, um die, durch das Ionenätzen, geschädigte Substratoberfläche auszuheilen. Nach einer Predeposition von 60 s Dauer wird der YBCO - Film unter einem Winkel von -40° aufgewachsen, um einen Filmabriß an der Stufenkante zu bekommen (Abb. 3.3c). Unmittelbar nach der Filmabscheidung beginnt der Abkühlprozeß mit einer Rate von 25 °C bis 470 °C , wo nach 5 min. Verweilzeit der Heizblock abgeschaltet wird. Während des ganzen Abkühlens wird die Anlage mit einer Sauerstoffrate von $1000\text{ cm}^3/\text{s}$ geflutet bis der Normaldruck erreicht wird. Hat das Substrat eine Temperatur von 100 °C erreicht wird der Sauerstofffluß unterbunden und die Kammer für 3 min. erneut abgepumpt ($\sim 5 \cdot 10^{-5}$ Torr). Nun wird die Anlage mit Argon mit einem Druck von 20 mTorr (2.7 Pa) geflutet. Nachdem der Substrathalter (Heizblock) von -40° auf 0° gedreht wird, sputtert man zuerst für 1 min. Gold auf die Probe und weitere 2 min. nach einem Drehen auf $+30^\circ$. Die DC Magnetron Sputterkanone mit einer Leistung von 50 W liefert eine Depositionsrate von 35 nm/min . Wie in Abb. 3.3d zu sehen ist hat sich an der Stufe ein YBCO/Au/YBCO Josephsonkontakt ausgebildet. Routinemäßig wird ein Verhältnis von Stufenhöhe zu Filmdicke von 1:1 gewählt, welches Josephsonkontakte mit hohen kritischen Strömen liefert (i. a. $> 1\text{ mA}$ bei 4 K).

Für den YBCO - Ätzschritt wird die Strukturierung mit SHIPLEY 1400-31 (s. Tabelle 3.3) vorgenommen. Die Ar^+ Ionenstrahlätzraten für Gold sind 42 nm/min und für YBCO $18\text{--}20\text{ nm/min}$. Die Probe wird anschließend einer O_2 Plasma - Veraschung unterworfen, um den gehärteten Lack aufzuweichen und die geschädigten YBCO - Randbereiche mit Sauerstoff zu beladen. Die Parameter des 5 min. Veraschungprozesses sind $50\text{ cm}^3/\text{s}$ Sauerstofffluß, 420 mTorr (56 Pa) Kammerdruck und eine Leistung von 50 W. Im weiteren kann durch einen erneuten Ätzschritt unter 45° , die Goldschicht auf dem YBCO entfernt werden, so daß das

Gold nur noch zwischen den beiden Elektroden vorhanden ist (Abb. 3.3e). Es läßt sich der Widerstand des Kontaktes um bis zu einen Faktor 10 steigern ohne den kritischen Strom stark zu verändern.

Eine ausführliche Beschreibung des SNS - Kontaktherstellungsprozesses befindet sich in [REI94a].

3.2. Meßapparaturen und Meßelektronik

3.2.1. Der "KFA" - Meßstab

Für Messungen zur Probencharakterisierung in der KFA - Jülich wurde ein Meßstab angefertigt, mit dem es möglich ist, gleichzeitig DC -Effekte (Strom - Spannungs - Kennlinien) und AC - Effekte (Mikrowellenemission und Absorption) zu messen. Dies hatte den Vorteil, daß alle notwendigen elektrischen Messungen des Josephsonkontaktes durchgeführt werden konnten, ohne die Probe umzubauen, d. h. aufzuwärmen müssen. Der Meßstab (Abb. 3.4) besteht aus einem innen vergoldeten X - Band - Hohlleiter aus Edelstahl, an dessen Ende ein Horn montiert ist. Das Horn dient dazu, den Raumwinkel der einfallenden Josephson - Strahlung zu verbessern. Damit kann fast die Hälfte der Strahlung empfangen werden. An der Unterseite des Horns wird die Probe so befestigt, daß der Josephson - Strom durch den Kontakt parallel zur schmalen Seite (10.16 mm) des Rechteckhohlleiters fließt. Das entspricht der Feldlinienrichtung der führenden TE_{10} - Mode [JAC62] des Hohlleiters. Das Substrat selbst ist in einer Vertiefung auf einer Platine untergebracht. Feine Aluminiumdrähte werden von den Goldkontaktflächen der Probe zur Kupferleiterbahnen der Platine gebondet und via 100 μ m dicken Kupferdrähten zum, außerhalb der Heliumkanne befindlichen, Verteilerkasten weitergeleitet. Die Zuleitungen wurden paarweise verdreht und in Teflonschläuche nach unten geführt. Alle 24 Probenleitungen sind durch Tiefpässe mit einer Abschneidefrequenz von ca. 100 kHz dicht am Substrathalter gegen externe Störsignale gefiltert. Zusätzlich wird eine Cryopermabschirmung zum Schutz von äußeren elektromagnetischen Strahlen verwendet. Zur Messung der Temperaturabhängigkeit der Kontakteigenschaften ist ein Ge - Temperatursensor (Fa. Lakeshore) am Horn auf Probenhöhe angebracht. Eine beliebige Temperatur zwischen 4.2 K und T_c kann über das Temperaturprofil in der Heliumkanne eingestellt werden. Die Eichkurve des Temperatursensors wurde in den Rechner eingegeben und jeweils vor Beginn und am Ende der Messung ein Temperaturwert ausgelesen [KUN93].

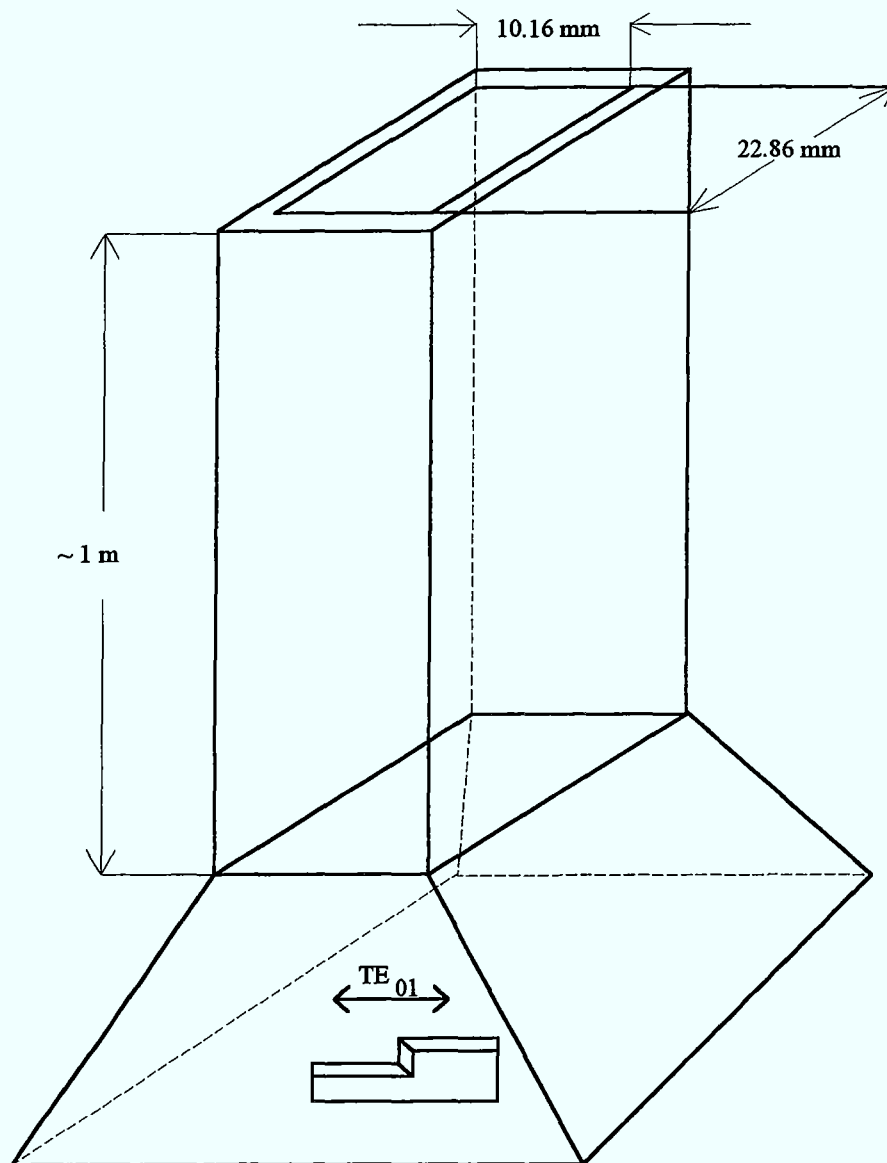


Abb. 3.4: Schemazeichnung des Meßstabes; nicht maßstäblich.

Das Blockschaltbild des Meßplatzes ist in Abb. 3.5 wiedergegeben. Als Stromquelle dient ein, über den Rechner, ansteuerbarer Stromgeber für Ströme bis 100 mA. Der Spannungsabfall der Probe und ein zum Speisestrom proportionales Spannungssignal werden über Digitalvoltmeter (HP 34401a) dem Rechner zugeführt. Alle Messungen wurden mit Vierpunkttechnik aufgenommen. Abb. 3.5 zeigt die zwei möglichen Meßkonfigurationen einmal für Mikrowellenemission und zum anderen für Mikrowellenabsorption.

Für Emissionsmessungen wird der Probenstrom langsam durchgeföhren und die abgestrahlte Leistung in Abhängigkeit der Kontaktspannung gemessen. Beim hier verwendeten "Total - Power - Radiometer" wird die gesamte empfangene Leistung innerhalb der Auflösebandbreite von 30 MHz aufintegriert. Manchmal zeigt sich dabei, daß kleine unvermeidliche Verstärkungsschwankungen den Hintergrund verschieben. Diese Schwankungen, ausgelöst durch Temperaturschwankungen und Versorgungsspannungsschwankungen (Netzbrumm),

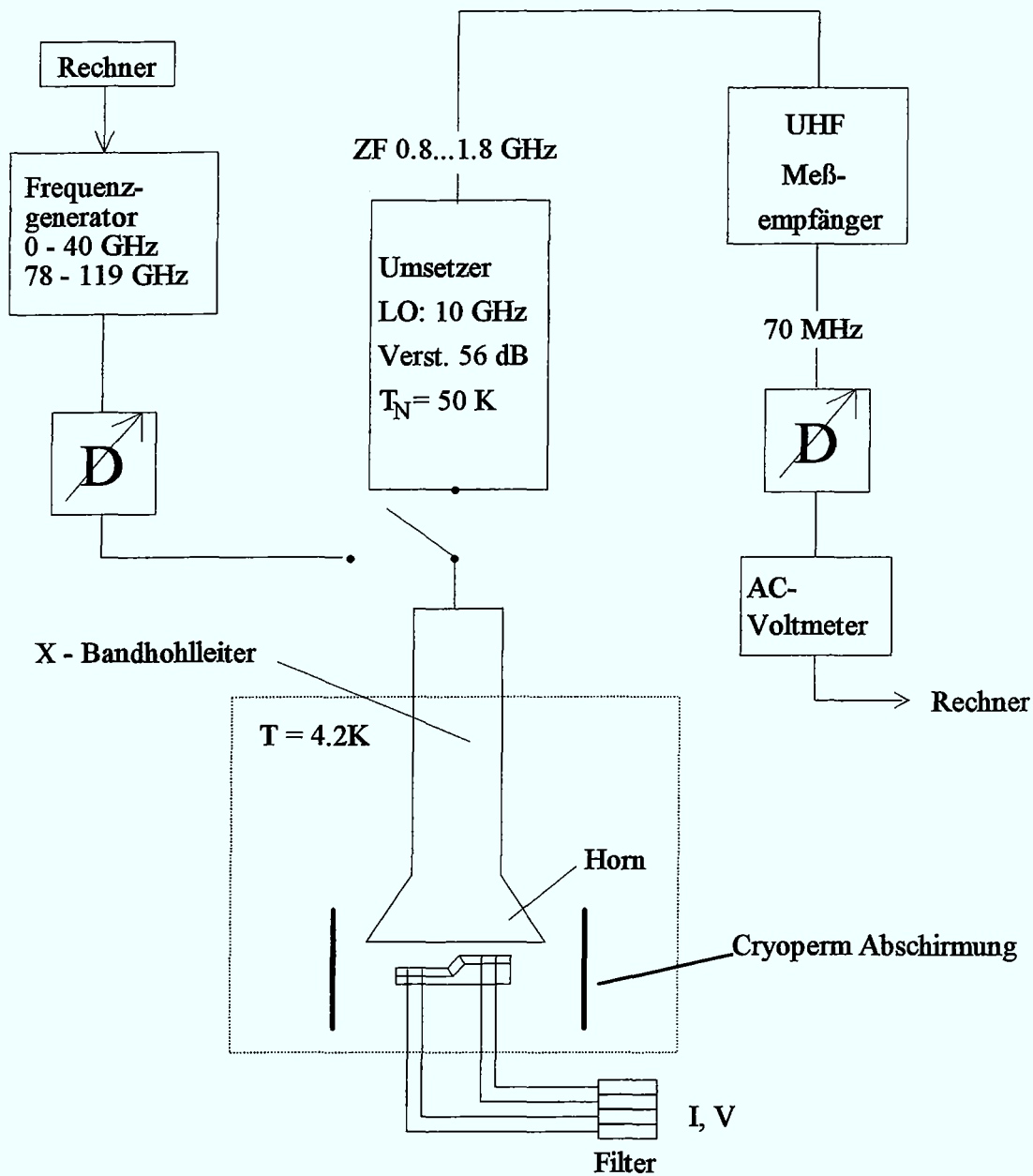


Abb. 3.5: Blockschaltbild des Meßplatzes

äußern sich in einem Wegdriften des Untergrunds. Ist der Drift zu stark, genügt es in den meisten Fällen die Aufnahme einfach zu wiederholen. Wie in Abb. 3.5 ersichtlich, gelangt die vom Kontakt emittierte Strahlung über ein Horn und einen X - Bandhohlleiter (8.2 - 12.4 GHz) zum Frequenzumsetzer. Der Umsetzer hat eine Rauschtemperatur von $T_e = 50$ K und 56 dB Verstärkung. Die um 10 GHz verminderte Zwischenfrequenz gelangt in den nachfolgenden Meßempfänger (UHF), wo das Signal noch einmal um 13 dB verstärkt und auf 70 MHz gemischt wird. Die Überlagerungssoszillatorfrequenz des Meßempfängers kann man über eine Konstantspannungsquelle einstellen, so daß Zwischenfrequenzen von 0.8 bis 1.8 GHz detektiert werden können. Zur Eichung der empfangenen Leistung wird ein schaltbares Dämpfungsglied (Auflösung 0.1 dB) verwendet, wo nach das Signal über ein digitales

Voltmeter zum Rechner gelangt. Die Nachweisempfindlichkeit des Radiometers beträgt -160 dBm (0.1 aW) in einer Bandbreite von 30 MHz. Die Gesamtrauschktemperatur des Systems wurde mit der sogenannten y - Methode (Anhang B) zu 180 K bestimmt. Daraus folgt mit $P_{\text{Sens}} = k_B T \Delta f_{\text{Ver}}$ die Sensitivität zu 2.5 pW, wobei $\Delta f_{\text{Ver}} = 1$ GHz die Bandbreite des Verstärkers ist. Abb. 3.6 zeigt eine typische Meßkurve eines SNS - Josephsonkontaktes [KUN94a]. Kennlinie und Emission werden simultan aufgezeichnet. Durch die nichtresonante Detektionsapparatur ist es möglich, die Linienbreiten aus den Aufnahmen über Gl 2.2 zu bestimmen.

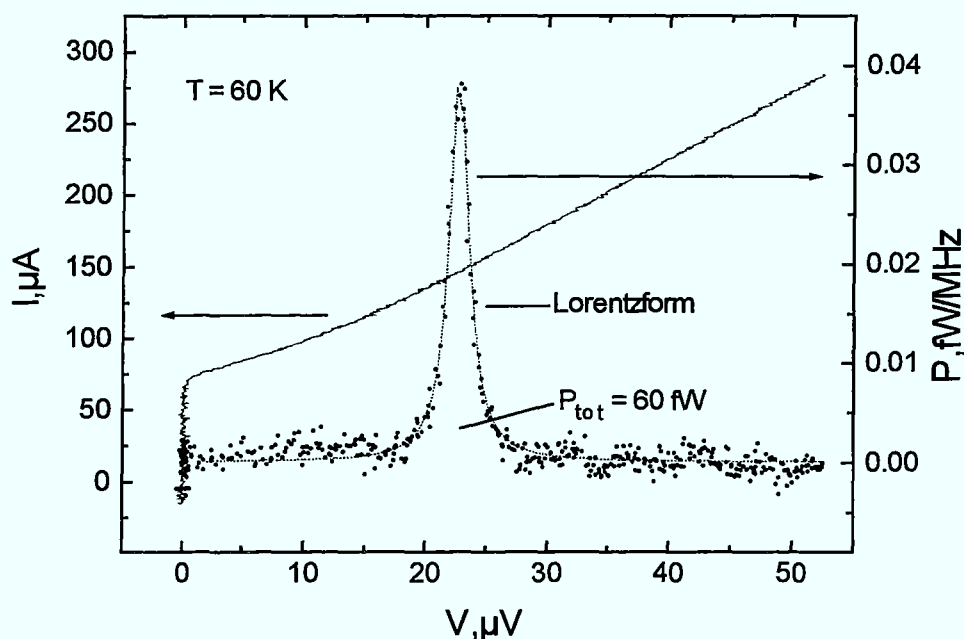


Abb. 3.6: Eine typische radiometrische Aufnahme eines SNS (N = Au) Kontaktes bei 11 GHz.

Für Emissionsmessungen im W - Band steht ein Dicke - Radiometer [GYC94] russischer Bauart zur Verfügung. Beim Dicke - Radiometers werden die Verstärkerschwankungen weitgehend eliminiert. Der Empfängereingang wird zwischen der Antenne und einem Abschlußwiderstand, der sich auf einer konstanten Temperatur befindet, hin- und hergeschaltet. Die jeweiligen Detektorausgangsspannungen werden voneinander abgezogen. Die Grenzemfindlichkeit des Dicke - Radiometers ist um den Faktor 2 schlechter als beim Total - Power - Radiometer, weil unter anderem das Meßobjekt nur zur Hälfte der gesamten Integrationszeit auf den Empfänger geschaltet wird. Die Funktionsweise des W - Band Empfängers ist ähnlich dem X - Band Radiometer, außer, daß die Bandbreite der Zwischenfrequenz 0.2 - 1.3 GHz von beiden Seitenbändern ohne nachgeschalteten Filter aufgenommen wird. Die Auflösebandbreite des Radiometers ist deshalb 2.2 GHz, die Systemrauschktemperatur ~ 5000 K.

Alternativ kann statt des Umsetzers ein SMA - X - Band - Adapter ans Ende des Hohlleiters geschraubt werden. Als Mikrowellengeneratoren stehen ein von 10 MHz bis 40 GHz durchstimmbarer Oszillator (Hewlett Packard (HP)) mit einer maximalen Leistung von 40 mW und ein Wanderfeld - Oszillator mit einem Arbeitsbereich von 78 bis 119 GHz (maximal 40 mW) zur Verfügung. Die Einkopplung erfolgt über den Hohlleiter mit einer Dämpfung von 1.6 dB. Leistung und Frequenz können im Falle des HP - Generators direkt vom Rechner aus über eine Schnittstelle eingestellt werden. Eine Leistungsabhängigkeit der erzeugten Shapiro - Stufe wird somit voll automatisch und in kürzest möglicher Zeit aufgenommen. Eine typische Kennlinie eines Bikristall - Kontaktes im Meßmodus Mikrowellenabsorption zeigt Abb. 3.7.

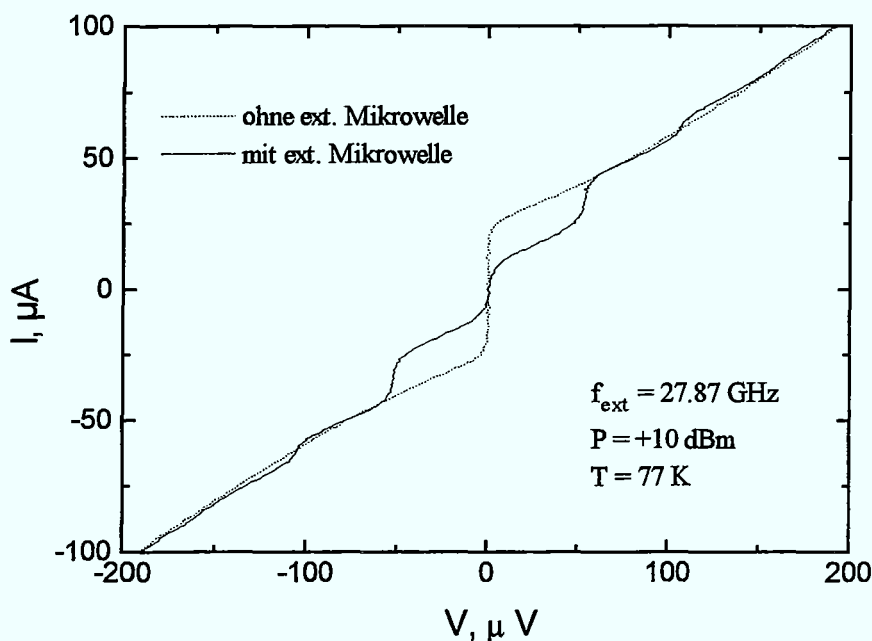


Abb. 3.7: Strom - Spannungs - Kennlinie eines Bikristall - Josephson - Kontaktes ohne externe Mikrowelle (gestrichelte Linie) und mit 27.87 GHz (durchgezogene Linie).

3.2.2. Der "NIST" - Meßstab

Am NIST stehen mehrere selbstangefertigte Meßstäbe für DC und AC - Messungen zur Verfügung. Der Hauptunterschied zu dem "KFA" - Meßstab besteht in der Probenkontaktierung. Der am meisten benutzte Meßstab [REI94a] hat 20 Anschlüsse. Damit ist es möglich federgespannte, vergoldete Kupfer-Berylliumstifte "pogo" zu benutzen, die auf eine Platine gelötet waren. Diese Platine mit den Kontaktstiften wird nun vorsichtig auf das Substrat aufgedrückt und festgeschraubt. Für komplexere Schaltkreise mit mehr Kontaktflächen wurde ein Meßstab [BOO95] mit 52 Anschlüssen benutzt. In diesem Fall war die Kontaktierung mit den "pogo" Stiften nicht möglich. Die Zuleitungen auf der Platine sind

am Ende nicht mit dieser befestigt, sondern etwas weggebogen und bilden eine Art freitragenden Arm (Abb. 3.8).

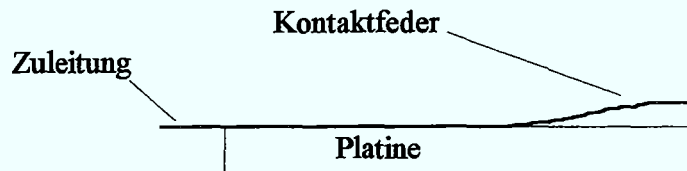


Abb. 3.8: Skizze einer Zuleitung des 52 - Kontakt - Meßstabes

Diese Platine wird auf die Probe gepreßt und so elektrischer Kontakt mit dem YBCO - Schaltkreis hergestellt. Die Art der Kontaktierungen haben den Vorteil, daß sehr schnell bis zu 52 Anschlußflächen verbunden werden können.

Der Meßstab mit den 20 Anschlüssen ist zusätzlich mit einem Widerstandsheizter versehen. Mit manuellem Einstellen der Stabhöhe über dem flüssigem Heliumspiegel und rückgekoppelten Regler ist es möglich die gewünschte Temperatur zu halten. Die Daten der Messungen werden mit einem Rechner gesteuerten Aufnahmesystem [REI94a] direkt gespeichert. Die Aufnahme- und Kontrollsoftware lieferte National Instruments (Labview) und wird in Verbindung mit einer hochpräzisen A/D Wandlerkarte mit 16 Bit Auflösung betrieben. Um die Störungen zwischen Rechner bzw. A/D Wandlerkarte und Probe zu minimieren, wird eine Isolierung mit eingebauten Verstärkungsstufen (NI SCXI) verwendet. Zusätzlich werden mit zwei 4 Hz Tiefpaßfiltern externe Störsignale abgeschwächt.

3.3. Meßfehler

Temperaturmessung

Der Widerstand der Diode im KFA - Meßstab wird in einer Vierpunktmessung bestimmt und über eine von Lakeshore gelieferte Eich-tabelle in einen Temperaturwert umgerechnet. Die Temperaturbestimmung erfolgt nach einigen Minuten Wartezeit jeweils am Anfang und am Ende der Messung. Dadurch kann der Temperaturdrift während der Aufnahme festgestellt werden, der bei den zeitintensiven, radiometrischen Aufnahmen bis zu 0.5 K betragen konnte. Außerdem kann eine Temperaturdifferenz zwischen Probe und Sensor von 1 K aufgrund der unterschiedlichen Lage nicht ausgeschlossen werden.

Der "NIST" - Meßstab mit Temperaturregler läßt aufgrund der schnellen Rückkopplung einen nur unmerklichen Temperaturdrift zu. Die Anordnung des Sensor ist so beschaffen, daß die Temperatur an der Probe auf 0.1 K genau bekannt ist.

Bestimmung der kritischen Ströme

Die Kennlinien der Josephsonkontakte zeigen teilweise Asymmetrien auf Grund von Eigenfeldeffekten und des eingeschlossenen magnetischen Flusses. Darum wird aus dem negativen und positiven Wert des kritischen Stromes der Mittelwert gebildet. Bei mehrmaligen Durchfahren der Strom - Spannungs - Kennlinien streute der so bestimmte kritische Strom um weniger als 2 %.

Bestimmung des normalleitenden Widerstandes

Der normalleitende Widerstand wird mit Methoden bestimmt, bei denen der supraleitende Anteil an der Kennlinie stark unterdrückt ist. Dies geschieht zum einen durch das Anlegen eines Mikrowellenstromes oder eines externen Magnetfeldes. Auch nahe bei T_C erhält man zu höheren Spannungen hin nur noch den Anteil der Quasiteilchen. Die durch die verschiedenen Methoden bestimmten Widerstände weisen in der Regel eine Streuung von 10% auf, was der Genauigkeit entspricht.

Mikrowellendetektion

Die Eigenrauschtemperatur T_{sys} des Systems wird mit Hilfe der y - Methode (Anhang B) durch Vergleich der thermischen Strahlung bei 77 K bzw. Raumtemperatur gemessen. Sie beträgt 180 K ($\pm 20\text{K}$) und kann in eine Eigenrauschtemperatur des Umsetzers 50 K ($\pm 5\text{K}$) und des Hohlleitersystems 130 K ($\pm 15\text{K}$) aufgeteilt werden. Bei den Emissionsmessungen mit dem radiometrischen Empfänger wird der erhaltene Signalanstieg in dB umgerechnet. Die Umrechnung erfolgt durch eine Eichung, bei der der eingebaute Abschwächer stufenweise umgestellt und die daraus resultierende Spannungsänderung am Voltmeter abgelesen wird. Dieser Anstieg über der Eigenrauschzahl des Empfängersystems kann über

$$F(\text{dB}) = 10 \log_{10}(1 + T_r / 290) \quad (3.1)$$

in eine Temperaturerhöhung T_r umgerechnet werden, welche über das Plancksche Strahlungsgesetz in eine Leistung umgewandelt wird. Bei den detektierten Leistungsniveaus von bis zu einigen hundert Femtowatt, bewirkt dies einen Fehler von ca. 50 %, wegen den nicht genau bekannten Abstrahlflächen. Da die Kontakte zusammen mit ihren Antennen sehr komplizierte Formen besitzen, können über die tatsächlich von den Kontakten emittierten Strahlungsleistungen nur Abschätzungen gemacht werden.

Bestimmung der Linienbreite

Entspricht die Emission einer Lorentzform, so wird die Linienbreite über ein Fitprogramm ausgewertet. Wenn nicht wird die volle Breite der Linie bei halber Leistung abgelesen. Der

Fehler beträgt bei Linienbreiten > 1 GHz weniger als 10 %, während für schmale Linienbreiten durch die Fluktuationen der Voltmeter, die Auflösungsgrenze bei 50 MHz liegt. Für Linienbreiten im Bereich < 1 GHz steigt die Ungenauigkeit entsprechend an.

4. Eigenschaften einzelner Josephson - Kontakte

In diesem Kapitel werden verschiedene Josephson - Kontakttypen (Kap. 2.7) charakterisiert. Dabei wird der Schwerpunkt auf die Hochfrequenzeigenschaften gelegt. Eine sehr gute Möglichkeit, die Hochfrequenzeigenschaften auszuwerten, ist natürlich die direkte Messung der Josephson - Oszillationen. Sie gibt nicht nur Auskunft, ob der Kontakt Josephson - Ströme zeigt, sondern es lassen sich über die Linienbreite Rückschlüsse auf das Rauschverhalten des Kontaktes ziehen. Dazu wird die Linienbreite über den gesamten Temperaturbereich von 4 K - T_C aufgenommen.

Um die Abstrahlcharakteristiken zu verbessern werden die Kontakte in eine Antennenstruktur eingebettet. In der vorliegenden Arbeit wurden ausschließlich sogenannte Schmetterlingsantennen (bow tie), wie in Abb. 4.1 ersichtlich, verwendet [AMA92]. Der Hauptvorteil der Schmetterlingsantennen ist ihr einfaches Design und die breitbandige Impedanz. Die Struktur ähnelt zwei an ihrer Spitze verbundenen Dreiecke und ist mit einem nachfolgenden Tiefpaß ausgestattet. Die Länge der Antenne bewegt sich zwischen 5 und 6 mm, was auf LAO etwa einer Wellenlänge bei 11 GHz entspricht. Eine größere Ausführung ($\geq 2\lambda$) war aufgrund der Längenbeschränkung durch das Substrat nicht möglich. Das führt dazu, daß das Abstrahlmaximum nicht bei $\beta = 90^\circ$, sondern bei kleineren Winkeln ($\beta \leq 67^\circ$) liegt [COM87]. Bei Substraten mit hohen dielektrischen Konstanten wird zusätzlich ein Großteil der elektromagnetischen Strahlung ins Dielektrikum abgestrahlt. Eine weitere Schwierigkeit besteht in der Ankopplung der niederohmigen Josephson - Kontakte an den Hohlleiter. Die Impedanz der Schmetterlingsantenne ist abhängig vom Winkel α und beträgt in den vorliegenden Fällen $\sim 60 \Omega$. Damit treten erste Ankopplungsverluste des $\sim 1 \Omega$ ohmigen Josephson - Kontaktes und der Antenne auf. Die Strahlung wird dann mittels der Antenne in den freien Raum (377Ω) abgestrahlt. Dabei verliert man erneut Leistung aufgrund unterschiedlicher Impedanzen. Da ein sehr sensitives Radiometer benutzt wird, ist es in der Regel, trotz dieser hohen Verluste, kein Problem die Josephson - Strahlung aufzunehmen. Es kann also im Gegensatz zu früheren Detektionsexperimenten auf eine Impedanzanpassung

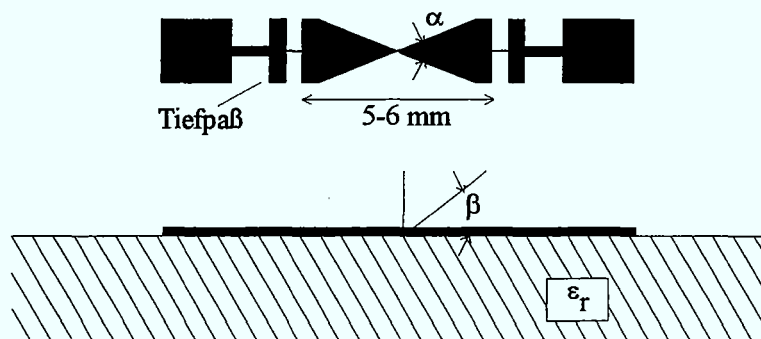


Abb. 4.1: Schmetterlingsantenne

mittels $\lambda/4$ - Transformatoren [SOE77] verzichtet werden.

4.1. Der Stufenkontakt

Wie in Abb. 2.19e zu ersehen ist, ergibt sich aus dem Aufbau des Stufenkontaktes die Frage, ob es sich um eine, zwei oder mehrere Korngrenzen handelt. Dies hängt entscheidend vom Winkel der geätzten Stufe ab. Eine umfangreiche Studie des Korngrenzenwachstums in Abhängigkeit vom Stufenwinkel findet man in [HER94]. Die in dieser vorliegenden Arbeit hergestellten Proben, die alle unter einem Winkel von 90° geätzt wurden, sollten demnach aus 2 Korngrenzen bestehen. Eine Kennlinie mit gleichzeitig aufgenommener Emissionsmessung des Kontaktes SU2 zeigt Abb. 4.2. Die Detektionsfrequenz $f_{\text{det}} = 11$ GHz entspricht über Gl. 2.2 einer Spannung von $22.75 \mu\text{V}$. Gleich nach dem Überschreiten des kritischen Stromes tritt bei $V = (h/2e)f_{\text{det}}$ ein ausgeprägtes Strahlungsmaximum auf, das den ersten Josephson - Kontakt widerspiegelt. Bei ungefähr 1.4 mA wird das I_c des zweiten Kontaktes überschritten. Dies äußert sich zum einen in einer Änderung der Steigung in der Kennlinie und zum anderen in dem zweiten Strahlungsmaximum des Stufenkontaktes. Die Lage des zweiten Maxima ist mit der Spannung, die über dem Kontakt abfällt, folgendermaßen korreliert. Subtrahiert man von dieser Gesamtspannung den Spannungsbeitrag, der von dem bereits resistiven ersten

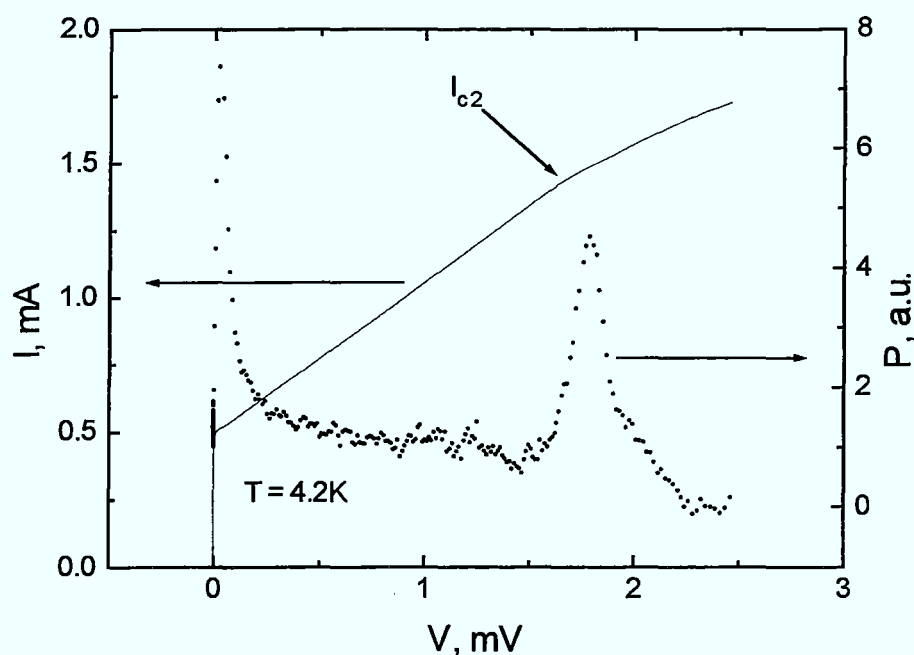


Abb. 4.2: Strom - Spannungs - Charakteristik und Strahlung der Probe SU2 bei 11 GHz und 4.2K. Die zweite Emissionsspitze kennzeichnet den in Serie geschalteten zweiten Josephson - Kontakt.

Josephson - Kontakt herrührt, so erhält man wieder einen Spannungswert entsprechend der zweiten Josephson - Gleichung (Gl. 2.2). Durch die nichtresonante Detektionsmethode lassen sich die Linienbreiten der Josephson - Oszillationen aus den Spannungen über $\Delta V = (h/2e)\Delta f$ direkt ablesen. Die größere Linienbreite des zweiten Maximums ist durch den zusätzlichen Spannungsbeitrag des ersten Kontaktes zu erklären.

Tabelle 4.1: Parameter der untersuchten Stufenkontakte

Probe	Breite (μm)	Stufen- höhe (nm)	Film- dicke (nm)	Maske	I_c (mA)	R (Ω)	Besonderheiten
SU2*	2	300	200	Nb	0.547	1.8	zwei Emissionsspitzen
SU32*	32	300	200	Nb	14.1	-	flux-flow Typ, sehr schmalbandige Emission bei 22.7 μV
ME4*	4	300	200	Nb	0.785	-	flux-flow Typ, breite schwache Emission
ME16*	16	300	200	Nb	12.1	0.03	flux-flow Typ, schmalbandige Emission
ME32*	32	300	200	Nb	17.2	-	flux-flow Typ keine Emission
VE2*	2	300	200	Lack	0.0076	113	keine Emission
VE4*	4	300	200	Lack	0.214	5.7	eine Emissionsspitze
VE16*	16	300	200	Lack	1.07	0.74	-
VE32*	32	300	200	Lack	2.68	0.25	eine Emissionsspitze
MA2	2	300	200	Lack	0.215	7.0	Substrat = NdGaO hysteretisch
MA32	32	300	200	Lack	0.973	1.25	Substrat = NdGaO hysteretisch
MAI4	4	150	50	Lack	0.0235	68	zwei Emissionsspitzen
MAI16	16	150	50	Lack	0.193	9.7	zwei Emissionsspitzen
MAI32	32	150	50	Lack	0.067	12.3	zwei Emissionsspitzen
RH32	32	150	50	Lack	0.298	13.25	eine Emissionsspitze
DO32	32	150	50	Nb	0.317	13.7	zwei Emissionsspitzen
SA20	20	300	200	Lack	1.1	0.74	eine Emissionsspitze

*Inhibit Prozeß

Es zeigen nicht alle Proben die zweite Emissionsspitze. Das heißt nicht, daß es keinen zweiten Josephson - Kontakt gibt. Eine mögliche Erklärung sind die hohen Parameterstreuungen, die

dazu führen, daß das zweite I_c bei viel höheren Werten liegt als das erste I_c . Einen Überblick über die untersuchten Stufenkontakte gibt Tab. 4.1. Sie gibt Auskunft über die wichtigsten geometrischen und elektrischen Größen der einzelnen Kontakte. Außerdem sind Besonderheiten, wie Kennlinientyp, anderes Substrat, mehrere Emissionsmaxima vermerkt. Wie bereits erwähnt, werden zur Charakterisierung der Kontakte die Emission im ganzen Temperaturbereich (4.2 K bis T_c) aufgenommen und die Linienbreiten bzw. Leistungen mit dem RSJ - Modell verglichen. Dabei werden für die theoretischen Berechnungen experimentell ermittelte Parameter wie R_d , I_c und der Stromwert I bei der Detektionsspannung benutzt. Bei den Berechnungen der Linienbreiten wird von einem rein thermischen Rauschen ausgegangen (Gl. 2.14). Einen typischen Verlauf der gemessenen Linienbreite (volle Halbwertsbreite), normiert auf die theoretische Linienbreite, in Abhängigkeit von dem Verhältnis Kontaktbreite zu Josephson - Eindringtiefe w/λ_j zeigt Abb. 4.3. Die Temperaturabhängigkeit ist in λ_j enthalten welche mit $I_c(T)$ über Gl. 2.3 verknüpft ist. Für tiefe Temperaturen, was im allgemeinen hohe kritische Ströme bedeutet, ergeben sich kleine λ_j und dementsprechend für w/λ_j große Werte. Bei hohen Temperaturen (nahe T_c) gilt der umgekehrte Fall, so daß w/λ_j kleine Werte annimmt. Es fällt auf, daß bis zu einem Verhältnis von $w/\lambda_j \sim 4$ die gemessene Linienbreite mit der berechneten übereinstimmt. Dies entspricht dem Grenzfall "kurzer" Josephson - Kontakt mit einer homogenen Stromverteilung über der Kontaktbreite. Oberhalb $w/\lambda_j > 4$ tritt eine Zunahme der Linienbreite gegenüber dem RSJ - Modell auf. Man befindet sich nun im Grenzfall langer Josephson - Kontakte und es bilden sich Flußfäden aus. Diese Flußfäden werden durch das Eigenfeld des Speisestromes über die Lorentzkraft in Bewegung versetzt und laufen durch den Kontakt. Die Spannung ist hier durch $V_n = n\phi_0 u / w$ (n : Zahl der propagierenden Flußfäden, u Geschwindigkeit der Flußfäden) gegeben. Die Josephson - Ströme oszillieren dabei mit einer Frequenz $f = nu / w$, d. h. die zweite Josephson - Gleichung (2.2) ist auch hier erfüllt. Zur Zeit existiert keine Theorie für Linienbreiten verursacht durch Flußfadenbewegung (flux-flow). Linienbreitenmessungen an einer flux-flow (FF) Stufe bei 4.2 K mit Tieftemperatursupraleiter - Tunnelkontakten [KOS95] zeigten zwar eine quadratische Abhängigkeit von R_d , um die Daten jedoch fitten zu können, mußte mit einer effektiven Temperatur T_{eff} von 32 K anstatt der physikalischen Temperatur gerechnet werden. Die effektive Temperatur ist also die Temperatur, die angenommen werden muß, um die gemessenen Linienbreite mit dem Modell für Tunnelkontakte erklären zu können. Das Modell für Tunnelkontakte unterscheidet sich von (2.15) nur dadurch, daß R durch den statischen Widerstand V/I am Detektionsort ersetzt wird.

Abb. 4.3 zeigt die effektive Temperatur des Stufenkontaktes #VE32, die nötig ist, um die gemessenen Linienbreiten nach dem RSJ - Modell erklären zu können. Sie ist im Bereich $w/\lambda_j > 4$ bis zu 7 mal höher als die physikalische Temperatur. Das Verhältnis T_{eff}/T_{phys} entspricht dem Verhältnis $\Delta f_{exp}/\Delta f_{theo}$, da zur Berechnung der theoretischen Linienbreite die experimentell bestimmten Werte wie R_d , I_c , und I benutzt werden.

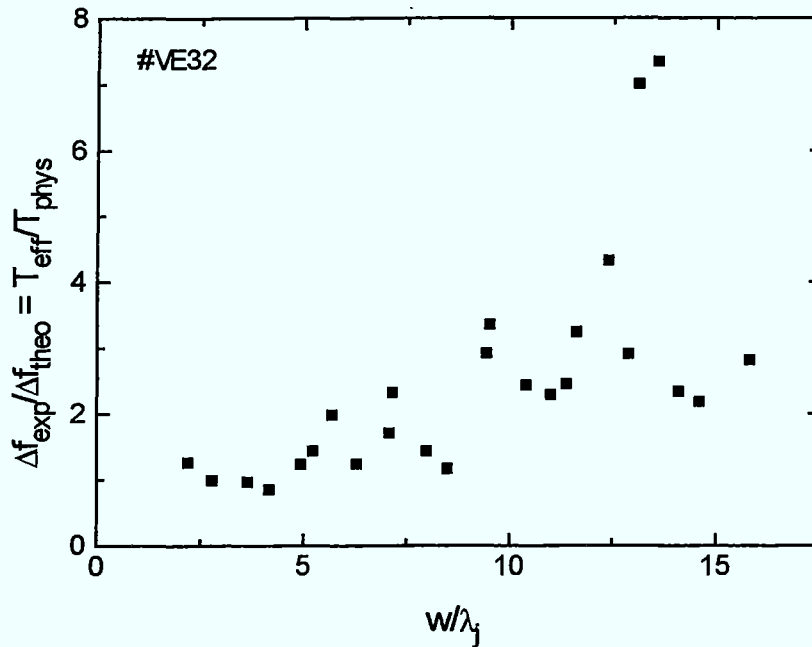


Abb. 4.3: Experimentelle Linienbreite in Einheiten der theoretischen Linienbreite aufgetragen gegen die Kontaktbreite w in Einheiten der Josephson - Eindringtiefe λ_J . Bis $w/\lambda_J \sim 4$ stimmen Theorie und Experiment über ein. Die verschiedenen Meßpunkte sind über die Temperaturabhängigkeit von $\lambda_J(T)$ eingestellt worden

Berücksichtigt man im RSJ - Modell die inhomogene Stromverteilung durch eine Parallelschaltung von Josephson - Kontakten und simuliert die sich aus homogenen Flußfadenbewegungen folgende Linienbreiten, ergeben sich keine zusätzlichen Rauschbeiträge [SOD93]. Das unerwartete und zusätzliche Rauschen der Flußfadenbewegung kann vielfältige Ursachen haben.

Die wahrscheinlichste Ursache der großen Linienbreite der Flußfadenoszillatoren könnten Fluktuationen in der Geschwindigkeit sein, mit der sich der Flußfaden entlang des Kontaktes bewegt. Die Gründe dafür wären Inhomogenitäten in der Barriere und/oder Störungen durch eingefangenen Fluß im supraleitenden Film in der Nähe oder in der Kontaktregion. Niederfrequentes Rauschen mit einer Abschnidefrequenz, die viel kleiner ist als die Breite der spektralen Linie ($0 \approx f_{\text{rausch}} \ll \Delta f$) z. B. externe Störungen (Stromversorgung, Temperaturfluktuationen, Brumm, $1/f$ Rauschen, usw.) werden direkt konvertiert und führen zu zusätzlichem Rauschen. Ein niederfrequentes Stromrauschen mit Amplitude I_f vergrößert die Linienbreite Δf_{nf} proportional zu R_d :

$$\Delta f_{\text{nf}} = \frac{2}{\Phi_0} I_f R_d \quad (4.1)$$

Den Verlauf von gemessener und theoretischer Linienbreite der Probe ME16 ist in Abb. 4.4 dargestellt. Es sei noch einmal betont, daß die theoretischen Werte mit den experimentell

ermittelten R_d , I_c und I über Gl 2.16 berechnet werden. Deshalb zeigen sich Unstetigkeiten im theoretischen Verlauf. Die Kennlinie der Probe zeigt flux-flow Verhalten im gesamten Temperaturbereich. Selbst bei hohen Temperaturen ist $w/\lambda_j > 4$ und das Zusatzrauschen ist im gesamten Bereich, insbesondere bei tiefen Temperaturen, präsent. Weiter ist zu beobachten, daß im Bereich tiefer Temperaturen sich die Linienbreite über einem Temperaturintervall von 2.5 K fast verdoppelt. Ein ähnliches Verhalten ist in Abb. 4.3 zu erkennen. Diese Bereiche mit hohen Linienbreiten ändern sich von Messung zu Messung und legen den Verdacht nahe, daß sich die Konfiguration und Dynamik von eingefrorenen Flußschläuchen ändert. Dies beeinflusst das Rauschniveau und resultiert in den beobachteten Änderungen der Linienbreiten.

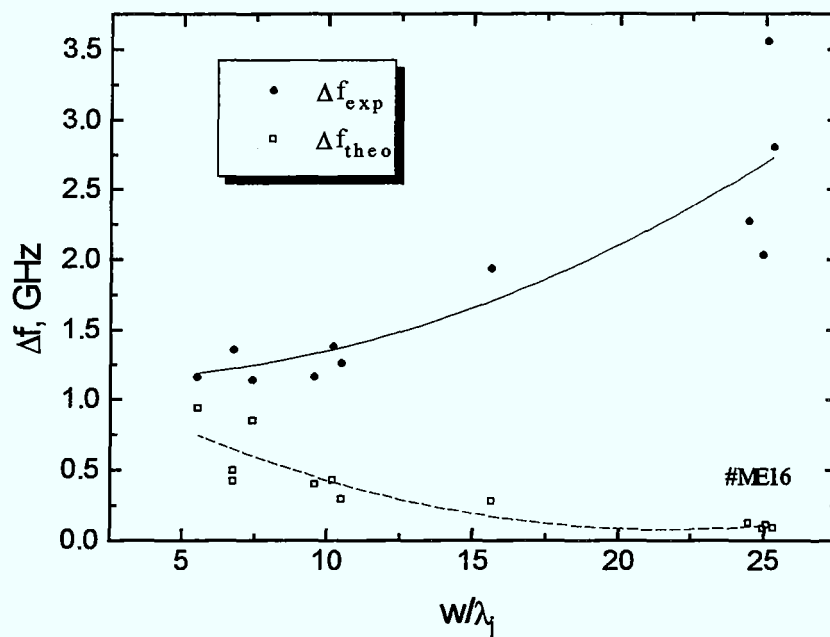


Abb. 4.4: Experimentelle und theoretische Linienbreite des Kontaktes #ME16 mit flux-flow artiger Kennlinie. Die durchgezogene bzw. gestrichelte Linie dient zum optischen Hervorheben des Verlaufs.

Um die Abhängigkeit der Linienbreite vom differentiellen Widerstand am Arbeitspunkt zu untersuchen, wird die Temperatur konstant gehalten und nur der kritische Strom geändert. Dies geschieht am einfachsten durch das Anlegen eines externen Magnetfeldes, welches I_c und damit R_d am Detektionsspannungspunkt ändert. In Abb. 4.5. ist eine Abhängigkeit der Linienbreite von R_d^2 für #SA20 gezeigt. R_d wird aus der $I - V$ Kennlinie, die simultan aufgenommen wird, bestimmt. Die Temperatur ist 65 K und das äußere Magnetfeld wird durch eine Kontrollleitung erzeugt. Die Messung zeigt, daß das Quadrat des differentiellen Widerstandes die Linienbreite bestimmt, wenn auch im Vergleich zur Theorie wieder ein Zusatzrauschen zu beobachten ist. Die gemessenen Linienbreiten liegen um den Faktor 2 über dem theoretischen Wert, der sich aus Gl. 2.16 ergibt. Die Gründe für diese Diskrepanz liegen wieder in dem Verhältnis w/λ_j , das für den Fall ohne externes Magnetfeld 4.6 ist. Es handelt

sich also um den Fall "langer" Josephson - Kontakt mit entsprechender Flußfadenbewegung. Weiterhin sind zwei Bereiche mit unterschiedlichen Steigungen auszumachen. Dies legt den Verdacht nahe, daß während der Messung im Magnetfeld sich die effektive Rauschtemperatur, z. B. durch eingeschlossenen Fluß, geändert hat. Der quadratische Verlauf der Linienbreite von R_d wird in allen Proben beobachtet. Niederfrequentes Rauschen (externe Störungen) spielen somit keine große Rolle.

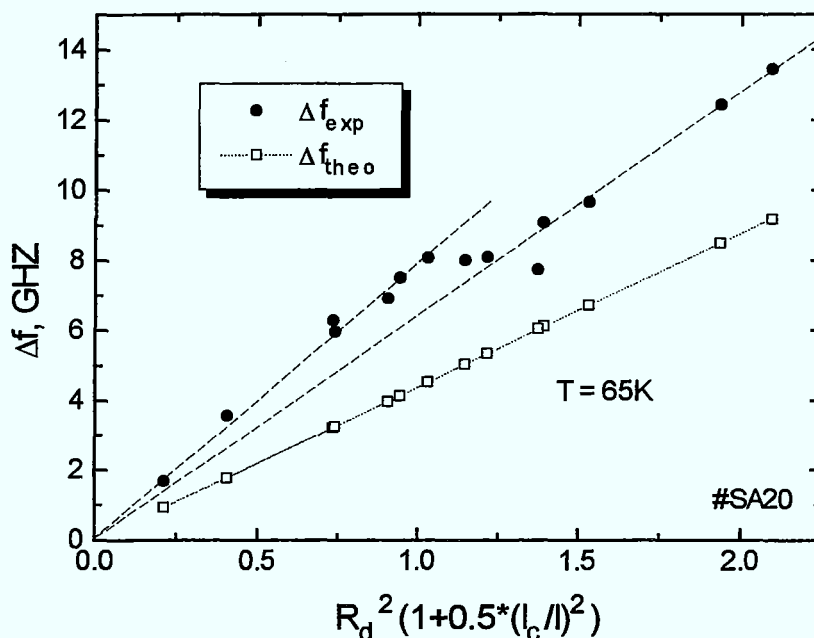


Abb. 4.5: Abhängigkeit der experimentellen • und theoretischen □ Linienbreiten von R_d^2 . Die Temperatur wird konstant gehalten und R_d über ein externes Magnetfeld geändert. Es zeigen sich zwei Bereiche (gestrichelte Linie) mit unterschiedlichen Steigungen, was unterschiedlichen T_{eff} s entspricht.

Bei Proben mit relativ hohem normalleitendem Widerstand und dementsprechend hohem R_d (bei $22.75 \mu V$), tritt besonders bei tiefen Temperaturen eine Verschiebung des Emissionsmaximums zu höheren Spannungen $V > 22.75 \mu V$ auf. Der Einschub in Abb. 4.6 zeigt die I - V Kennlinie mit zugehöriger Emission bei 30.3 K. R_d bewegt sich in der Größenordnung 100Ω und das Maximum der 11 GHz Strahlung liegt bei $200 \mu V$. Eine theoretische Beschreibung mit Gl 2.16 ist nicht möglich, da für den Fall $\Delta f > f_{det}$ der analytische Ausdruck nicht mehr gültig ist. Wie ist die Verschiebung des Maximums zu erklären? Zum einen läßt sich die Linienform nicht mit einer Lorentzform (eine ausführlichere Diskussion der Linienform ist in Kap. 4.2) vergleichen. Durch den hohen differentiellen Widerstand sollte das Frequenzspektrum sehr breitbandig und die Leistung, bei der Detektionsspannung $22.75 \mu V$, wegen $v < 1$ recht gering sein. Zu höheren Spannungen hin z. B. $200 \mu V$ (100 GHz) ist R_d am größten und das Frequenzspektrum so breitbandig, daß selbst bei 11 GHz noch elektromagnetische Wellen ausgesendet werden. Die totale Leistung steigt entsprechend Abb. 2.14 gegenüber der

Leistung bei 11 GHz an. Zu noch höheren Spannungswerten nähert sich R_d dem normalleitenden Widerstand d. h. die Strahlung wird schmalbandiger, so daß bei 11 GHz keine Emission mehr nachgewiesen werden kann. Eine quantitative Aussage kann in diesem Fall nicht gemacht werden. Zur Verdeutlichung ist in Abb. 4.6 die gemessene Halbwertsbreite der Spannungsspitze der gesamten Emission (s. Einschub) gegen die Temperatur dargestellt. Zu tiefen Temperaturen nimmt der differentielle Widerstand zu und die Verschiebung des Maximums bzw. die "totale" Linienbreite ist am größten.

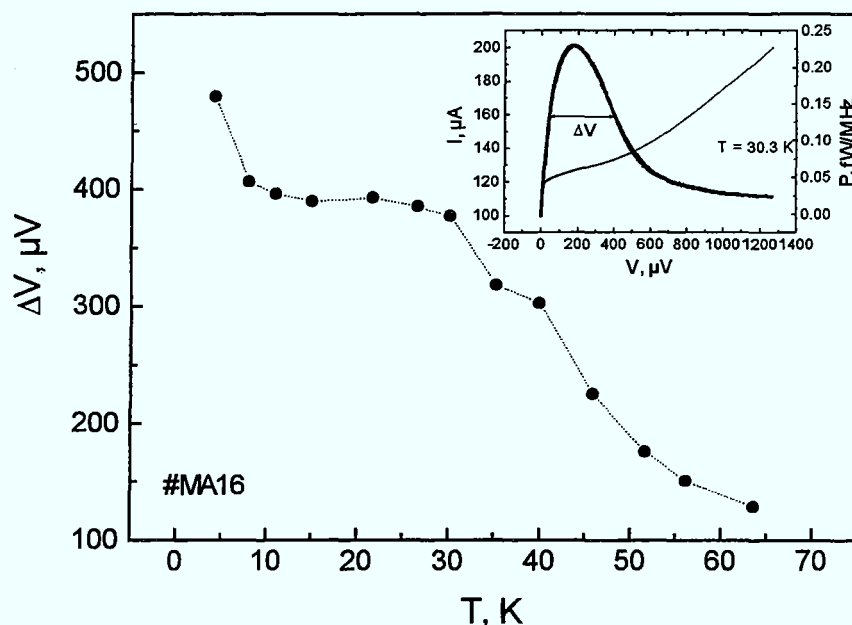


Abb. 4.6: Verlauf der Halbwertsbreite der Emission für einen Kontakt mit hohem normalleitenden (differentiellen) Widerstand. Die Definition der Halbwertsbreite ist im Einschub ersichtlich, wo die Emission (bei 11 GHz) und Kennlinie bei 30.3 K aufgetragen ist.

4.2. Der SNS - Stufenkontakt

Die SNS - Stufenkontaktproben mit Gold als metallischen Leiter zwischen den supraleitenden Elektroden wurden von M. Bode am ISI hergestellt. Eine detaillierte Beschreibung der Probenpräparation und den elektrischen Eigenschaften der SNS - Josephson - Kontakte findet man in [BOD95]. Die gemessenen Proben, deren Parameter in Tabelle 4.2 zusammengestellt sind, zeigten recht unterschiedliche Eigenschaften. Die Josephson - Strahlung im gesamten Temperaturbereich konnte nur von ND916 gemessen werden.

Tabelle 4.2: Parameter der untersuchten SNS - Stufenkontakte

Probe	Breite (μm)	Stufen- höhe (nm)	Film- dicke (nm)	Maske	I_c bei 4.2 K (mA)	R (Ω)	Besonderheiten
ND94	4	150	100	Lack*	0.077	1.3	schwache Emission
ND916	16	150	100	Lack*	0.477	0.218	Emission
LAM2	2	150	100	Lack*	0.068	7.1	hysteretisch

*s. [BOD95]

Eine radiometrische Aufnahme der Probe ND916 mit I - V Kennlinie bei 60 K zeigt Abb. 4.7. Die Detektionsfrequenz f_{det} beträgt 11 GHz. Das Maximum der Strahlung liegt bei der Spannung $V = (h/2e)f_{\text{det}}$ und die Linienform wird gut durch eine Lorentzform (gepunktete Linie) wiedergegeben. Das bedeutet die spektrale Leistungsdichte der Spannung $S_V(f)$ ist konstant im Bereich $0 \leq f \leq \Delta f$, mit anderen Worten das Rauschen ist breitbandig. Im Falle eines niederfrequenten Rauschens, wenn die Abschneidefrequenz viel niedriger als die Linienbreite ist, erhält man eine Gaußsche Linienform. Der Fit in Abb. 4.7 zeigt, daß externe Störquellen gut abgeschirmt werden.

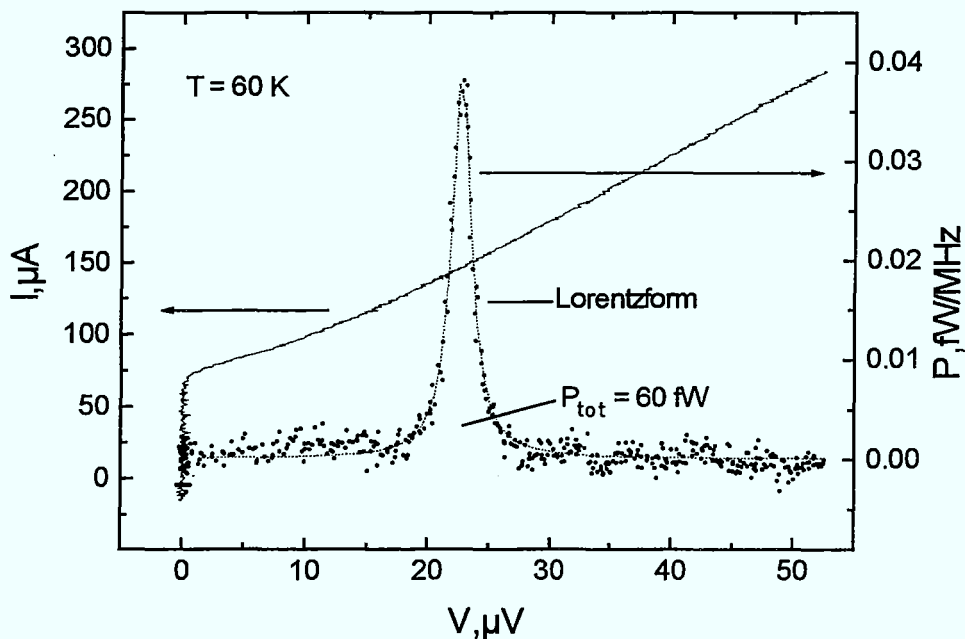


Abb. 4.7: Radiometrische Aufnahme und Strom - Spannungs - Kennlinie der Probe ND916 bei 60 K und $f_{\text{det}} = 11$ GHz.

Die totale empfangene Leistung des Kontaktes ist etwa 60 fW. Unter Verwendung von Gl. 2.14 berechnet sich die optimal ausgesandte Leistung zu 110 pW. Der Unterschied ist nicht

sehr erstaunlich, werden Anpassungsverluste, Verluste durch das Substratmaterial usw. berücksichtigt.

Abb. 4.8 zeigt das Verhältnis der experimentellen zur theoretischen Linienbreiten in Abhängigkeit von $w/\lambda_j(T)$. Im Grenzfall "kurzer" Josephson - Kontakt (homogene Stromverteilung) wird die gemessene Linienbreite gut mit dem rein thermischen Rauschen beschrieben. Im Bereich $w/\lambda_j > 4$ dagegen verursachen Flußfadenbewegungen ein zusätzliches Rauschen. Im Einschub sind die gemessenen und berechneten Linienbreiten gezeigt. Interessant ist der Bereich bei tiefen Temperaturen. In Abb. 4.8 zeigt sich über ein enges Temperaturintervall eine sprunghafte Vergrößerung der Linienbreite, die bei einer zweiten Messung, nach ein paar Tagen, fehlte. Die Linienform, in diesem engen Temperaturbereich, ist nicht mehr lorentzförmig sondern zeigt einen breiten Fuß zu kleineren Spannungen hin. Dies ist ein weiterer Indiz für momentane, instabile Verteilungen des magnetischen Flusses in der Nähe oder in der Barriere. In der zweiten Messung besitzt die selbe Probe, dagegen, einen monotonen Verlauf der Linienbreite in Abhängigkeit von der Temperatur.

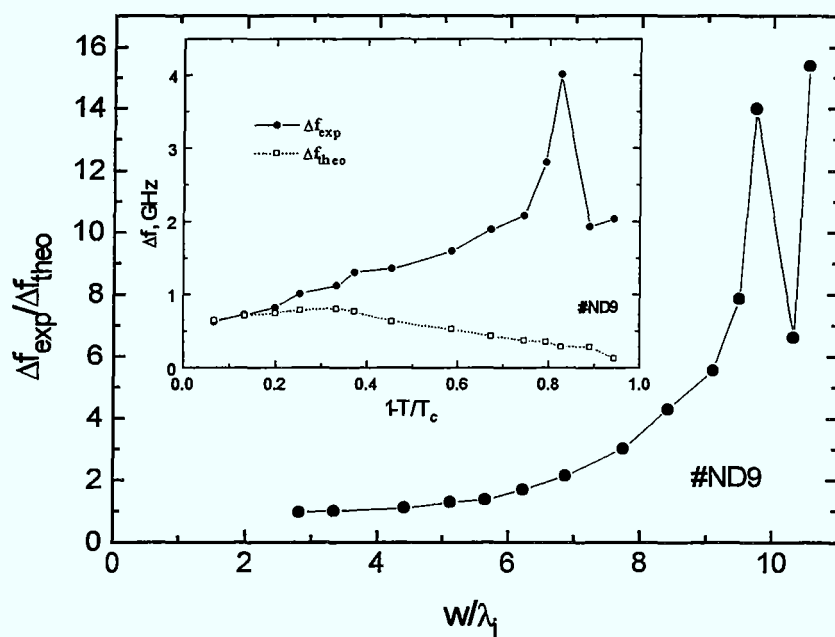


Abb. 4.8: Das Verhalten der Linienbreiten in Abhängigkeit von reduzierter Temperatur und w/λ_j .

Die in der zweiten Messung ausgewerteten Linienformen konnten ausschließlich mit einem Lorentzfit versehen werden. Deshalb wurde diese Meßserie ausgewählt um die total empfangene Leistung zu untersuchen. Dazu werden die Emissionsspitzen mit einer Lorentzlinie gefittet und die Gesamtfläche als Maß der empfangenen Leistung genommen. Der Temperaturverlauf der gemessenen Leistung ist in Abb. 4.9 als Punkte wiedergegeben. Die durchgezogenen Linie stellt einen theoretischen Leistungsverlauf dar, der mit den experimentellen Daten kritischer Strom und Widerstand nach Gl. 2.14 berechnet wird. Der

qualitative Verlauf wird gut durch das Modell beschrieben, während die absoluten Größen aus den bereits genannten Gründen abweichen.

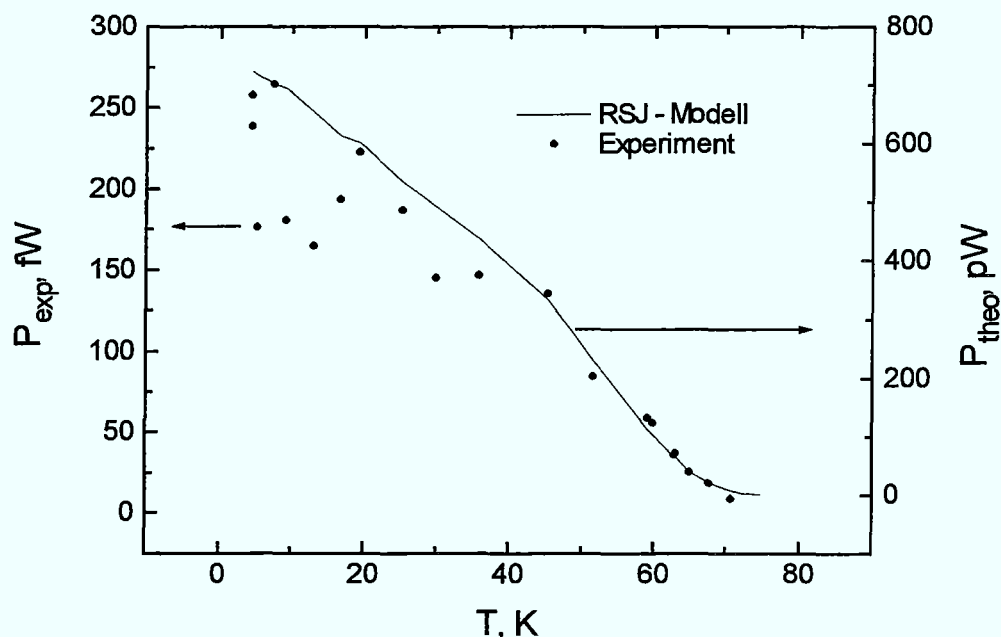


Abb. 4.9: Experimentell bestimmte Leistung und berechnete Leistung aus dem RSJ - Modell aufgetragen gegen die Temperatur.

4.3. Der SNS - Rampenkontakt

Der SNS - Rampenkontakt (Abb. 2.19f) stellt einen Kontakttyp mit epitaktischer Barriere dar. Der Vorteil besteht in der Einstellbarkeit der Barrierendicke und somit die Möglichkeit I_C , R einzustellen. Die verschiedenen Rampenkontakte, die in Tabelle 4.3 aufgelistet sind, wurden von M. Faley am IFF (KFA - Jülich) hergestellt. Herstellungsprozeß sowie elektrische Charakterisierung sind in [FAL93], [FAL94] beschrieben. Der normaleitende Widerstand wird nicht durch die Grenzfläche der supraleitenden Elektrode und des Barrierenmaterials $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (PBCO) bestimmt, sondern durch die Barriere selbst. In den vorliegenden Proben besitzt das PBCO im gesamten Temperaturbereich einen metallischen Verlauf. Die Kopplung der supraleitenden Elektroden erfolgt über die ab - Ebene (Abb. 2.19f).

Der Verlauf der I - V Kennlinien läßt sich in zwei Kategorien einteilen. Bei tiefen Temperaturen zeigt sich ein deutliches flux - flow Verhalten mit schmalen, hohen Emissionsspitzen. Dieser Bereich ist durch kohärente Flußfadenbewegungen zu beschreiben. Bei hohen Temperaturen (ab ~ 50 K) ändert sich die Kennlinie von flux - flow zu RSJ - artig. Der Rampenkontakt ist somit ein ausgezeichneter Kandidat um die beiden unterschiedlichen Kennlinientypen zu untersuchen.

Tabelle 4.3: Parameter der untersuchten SNS - Rampenkontakte.

Probe	Breite (μm)	Barrieren- dicke (nm)	Film- dicke (nm)	Ätzprozeß	I_c bei 4.2 K (mA)	R (Ω)	Besonder- heiten
MF3/1110a	10	20	200	Naßchemisch + Ionenstrahl	0.02*	1.65*	Emission
MF3/1110b	10	20	200	Naßchemisch + Ionenstrahl	6.1	-	Emission
MF3/208a	10	20	200	Naßchemisch	13.6	0.4*	hohe Signale bis 2 dB
MF3/208b	10	20	200	Naßchemisch	12.1	0.33*	hohe Signale bis 2 dB

*bei 77 K

Eine typische Kennlinie mit Emission im flux - flow Regime zeigt Abb. 4.10. Der kleine differentielle Widerstand und die großen kritischen Ströme, verursachen sehr schmale Linienbreiten mit Signalanstiege von bis zu 2 dB. Damit gehören die Rampenkontakte im FF - Bereich zu den leistungsstärksten Oszillatoren unter den untersuchten Josephson - Kontakten. Die Umwandlung ins RSJ - Verhalten geht graduell und nicht auf einmal vonstatten. Im Übergangsbereich werden beide typische Krümmungen in der Kennlinie beobachtet. Der

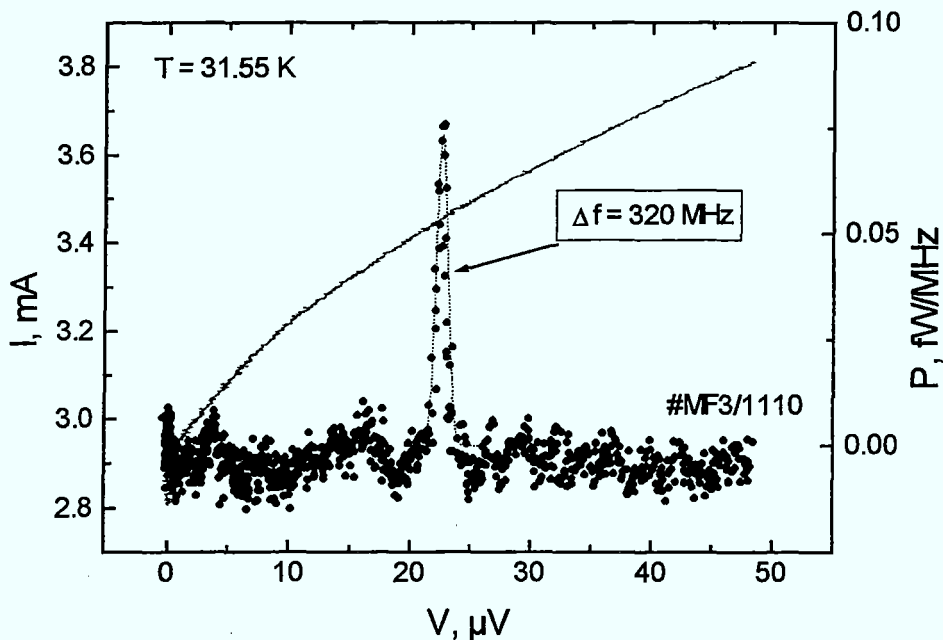


Abb. 4.10: Kennlinie und Strahlung bei 33.5 K und 11 GHz im flux - flow - Bereich der Probe MF3/1110b

Einschub von Abb. 4.11 zeigt eine solche Kennlinie, aufgetragen mit der Emission bei 53 K. Nach Überschreiten von I_c folgt der Verlauf der positiven RSJ - förmigen Krümmung um nach einem zweiten kritischen Stromwert I_{c2} in die negative Krümmung des FF - Regimes einzubiegen. I_{c2} ist der kritische Stromwert, der über das Eigenfeld das kritische Magnetfeld B_c erzeugt, das nötig ist, um die Flußschläuche von den Verankerungen loszureißen.

Die Temperaturabhängigkeit der Linienbreite der Probe MF3208a ist in Abb. 4.11 wiedergegeben. Für die theoretische Berechnung nach dem RSJ - Modell wird ein über der Temperatur konstantes R ($R = R(70K)$) angenommen. Dies entspricht zwar nicht den Tatsachen, aber die Erniedrigung von R zu tieferen Temperaturen hin ($R(70K) \approx 5 \cdot R(4K)$ [FAL95]) hat keinen entscheidenden Einfluß auf die Linienbreite, die in diesem Bereich um den Faktor 100 zu niedrig ist. Es lassen sich die zwei unterschiedlichen Regimes gut unterscheiden. Bei 70 K ($w \sim 4\lambda_j$), wo die $I - V$ - Kennlinien von flux-flow in RSJ - förmig wechseln, ändert sich R_d und damit die theoretische Linienbreite sprunghaft. Unterhalb dieser Zone lassen sich zwei Bereiche mit plötzlichem Anwachsen der experimentellen Linienbreiten ausmachen. Der erste Anstieg bei $65 \text{ K} \hat{=} w/\lambda_j = 5$ findet genau dann statt, wenn der Übergangsbereich von flux - flow zu RSJ im Detektionsband bei $22.75 \mu\text{V}$ liegt. Das heißt der Übergang der positiven Krümmung zur negativen, der im Einschub bei $10 \mu\text{V}$ zu sehen ist, liegt dann im Detektionsfenster. Die zweite sprunghafte Erhöhung der Linienbreite um $50 \text{ K} \hat{=} w/\lambda_j = 12$ kennzeichnet den Start des Übergangs von FF - Kennlinie zu RSJ - Kennlinie.

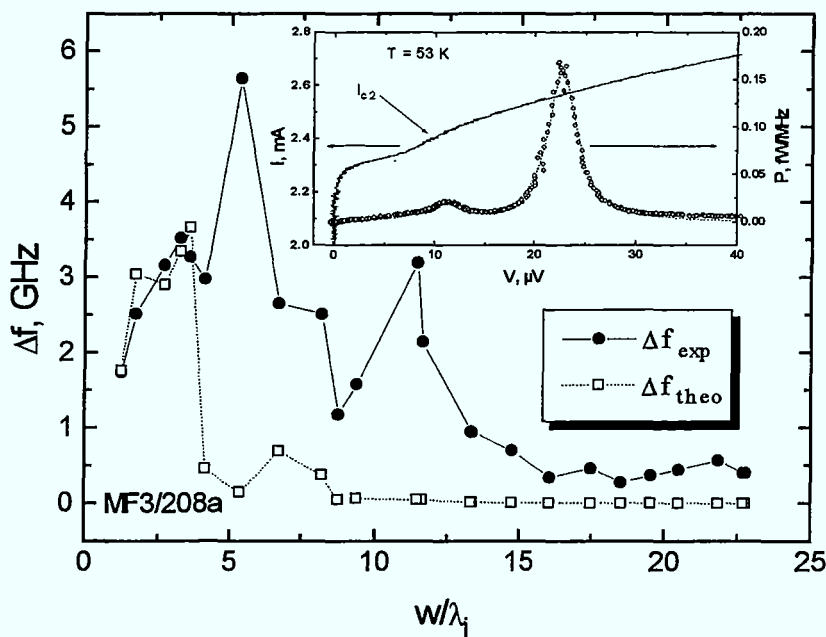


Abb. 4.11: Verlauf der experimentellen und theoretischen Linienbreiten in Abhängigkeit von w/λ_j der Probe MF3/208a. Im Einschub ist eine Strom - Spannungs - Kennlinie mit Emission bei 53 K zu sehen.

4.4. Der biepitaktischer Kontakt

Dieser Kontakttyp (Abb. 2.19b) wird hergestellt, indem die Orientierung des HTSL - Filmes mittels einer geeigneten Keimschicht kontrolliert wird. Dazu wird auf einem einkristallinen Substrat (im vorliegenden Fall MgO) eine dünne Keimschicht (CeO_2) epitaktisch abgeschieden und strukturiert. Im nächsten Schritt wird der YBCO - Film deponiert. Auf den CeO_2 wächst das YBCO um 45° verdreht auf, so daß an der Grenzlinie eine 45° Korngrenze entsteht. Die untersuchten biepitaktischen Kontakte wurden von F. Wang [WAN93] hergestellt. Einen Überblick über die Parameter und elektrische Eigenschaften der untersuchten Proben bietet Tabelle 4.4.

Tabelle 4.4: Parameter und elektrische Eigenschaften der verwendeten biepitaktischen Kontakte

Probe	Breite (μm)	Keim- schicht (nm)	Film- dicke (nm)	Substrat/Keim- schichtmaterial	I_c bei 4.2 K (mA)	R (Ω)	Besonder- heiten
B10b2	2	10	200	MgO/ CeO_2	0.038	4.1	breitbandige Signale
B10b16	16	10	200	MgO/ CeO_2	0.53	0.40	-
B10b32	32	10	200	MgO/ CeO_2	2.1	0.26	-
B13a16	16	10	200	MgO/ CeO_2	0.325	0.081	schmalbandige Signale
Biepi16*	16	10	200	MgO/ CeO_2	0.042	2.20	-

*Hergestellt von C. Copetti [COP94]

Dabei zeichnet sich die Probe B13a16 durch ihren sehr kleinen Widerstand aus. Die Emission führt demzufolge zu so schmalen Emissionsspitzen, wie in Abb. 4.12 zu sehen ist, daß die Linienbreite mit den digitalen Voltmetern nicht mehr aufgelöst werden kann. Mit Hilfe von rauscharmen Verstärkern wird deshalb die Spannung verstärkt, um so die Linienbreite bestimmen zu können. Im vorliegenden Fall ergibt dies eine Linienbreite von 120 MHz, was deutlich mehr als die theoretischen Linienbreite von 46 MHz ist. Das Verhältnis $w/\lambda_j = 4.5$ und somit spielen Flußfadenbewegungen eine Rolle, die die Diskrepanz erklären können. Die zweite Harmonische bei $V = 11.4 \mu\text{V}$ ist auch noch bei einem $v \sim 0.9$ gut sichtbar (Vergleich Abb. 2.8).

Die Temperaturabhängigkeit der experimentellen Linienbreite im Vergleich mit der theoretischen, die durch thermisches Rauschen verursacht wird, zeigt das "gewohnte" Bild. Auch für die biepitaktischen Josephson - Kontakte stimmen die gemessenen Linienbreiten mit

der Theorie überein, solange man sich im Grenzfall "kurzer" Josephson - Kontakt $w < 4\lambda_j$ befindet. Im Falle, "langer" Josephson - Kontakt zeigen alle untersuchten Proben Zusatzrauschen.

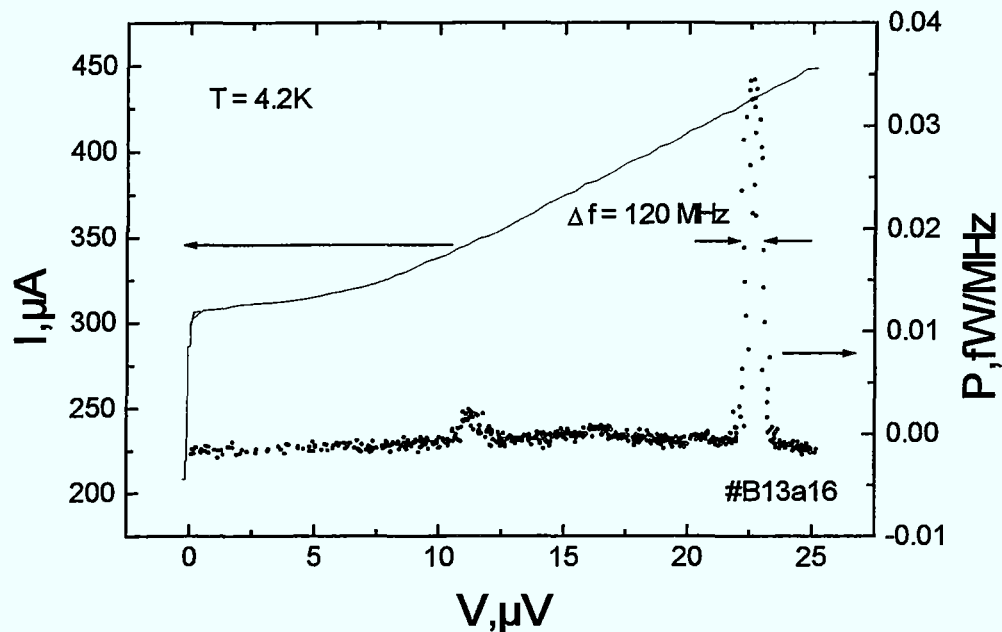


Abb. 4.12: Kennlinie und Josephson - Strahlung der biepitaktischen Probe B13a16 bei 11 GHz.

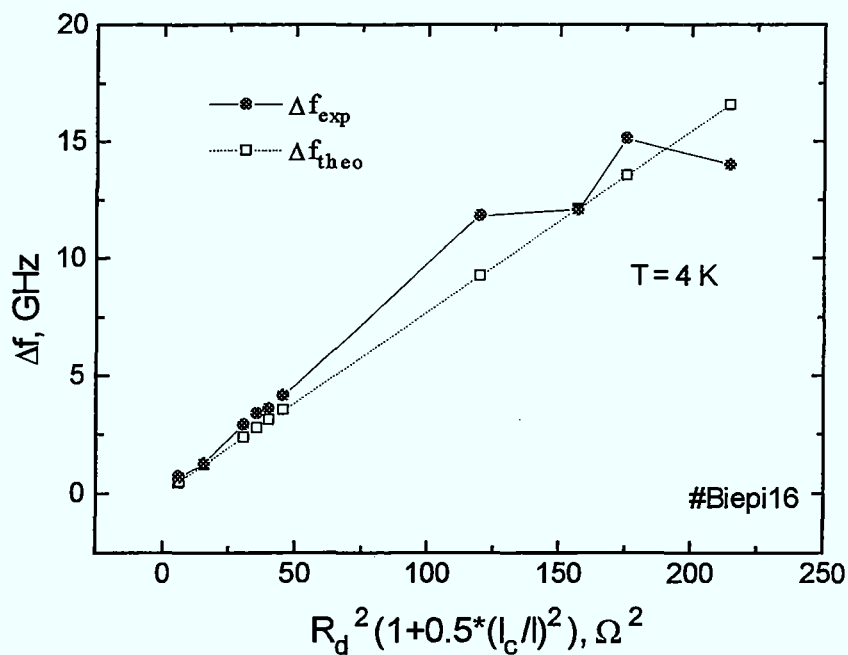


Abb. 4.13: Linienbreite in Abhängigkeit vom Quadrat des differentiellen Widerstandes.

Probe Biepi16 hat ein so kleines $I_C R$ - Produkt, daß erstens $w < 4\lambda_j$ stets erfüllt ist und zweitens der differentielle Widerstand sich in dem linearen Bereich der Kennlinie bewegt. R ist 2.2Ω , so daß die daraus resultierenden Linienbreiten < 20 GHz sind. Es zeigen sich in diesem besonderen Fall schon bei 4 K Linienbreiten, die mit der Theorie gut übereinstimmen. Abb. 4.13 zeigt eine Messung [VON95] der erwähnten Probe bei 4 K in einem externen Magnetfeld zur Untersuchung der $\Delta v(R_d^2)$ Relation. Es herrscht nicht nur eine qualitative Übereinstimmung, sondern auch die absoluten Werte lassen sich gut durch das RSJ - Modell wiedergeben.

4.5. Der Bikristall - Kontakt

Eine Methode, bei der der Verkipfungswinkel frei gewählt und nicht auf 45° festgelegt ist, stellt die Bikristalltechnologie dar. Ein Kristall wird in zwei Teile geschnitten und wieder unter einem bestimmten Winkel zusammengefügt (Abb. 2.19c). Auf dem Substrat wird ein YBCO - Film epitaktisch abgeschieden, wobei die in diesem befindende Korngrenze in die YBCO - Schicht übertragen wird. Diese Art der Josephson - Kontakte zeigen die vielversprechendsten Eigenschaften im Bezug auf Parameterstreuungen und Reproduzierbarkeit. Der Nachteil ist die starre Lokalisierung der Korngrenze entlang den beiden Substrathälften. Im folgenden werden Messungen von den in Tabelle 4.5 aufgelisteten Bikristall - Kontakte gezeigt.

Tabelle 4.5: Parameter und elektrische Eigenschaften der untersuchten Bikristall - Kontakte.

Probe	Breite (μm)	Verkip- winkel	Film- dicke (nm)	Substrat	I_C bei 4.2 K (mA)	R (Ω)	Besonderheiten
PAL4*	4	24°	200	MgO	0.78	2.33	breite Emission hysteretisch
PAL16*	16	24°	200	MgO	1.8	0.95	schwache Emission
MGO4*	32	24	200	MgO	3.73	0.63	-

*Hergestellt von C. Copetti [COP95]

Die Strom - Spannungscharakteristiken der Bikristall - Josephson - Kontakte zeigen im ganzen Temperaturbereich einen RSJ - förmigen Verlauf. Bedingt durch die relativ hohen $I_C R$ - Produkte liegen die Detektionsspannungen von $23.7 \mu\text{V}$ in einem weiten Temperaturbereich um $v \ll 1$. Wie aus Abb. 2.4 zu ersehen, bedeutet das, daß der differentielle Widerstand in dem Bereich viel größer als R ist und dementsprechend auch die Linienbreiten viel größer als

11 GHz sind. Somit können die Linienbreiten nur bei hohen Temperaturen (77 K) ausgewertet werden.

Bei 77 K verhält sich der Bikristall wie ein klassischer Josephson - Kontakt, d. h. die Stromverteilung ist homogen. Das zeigen z. B. Messungen der Shapiro - Stufenhöhen in Abhängigkeit des eingestrahnten Mikrowellenstromes. In Abb. 4.14 ist eine solche Abhängigkeit der Probe PAL4 bei 77 K abgebildet. Die zugehörigen Simulationen wurden von E. Sodtke im Rahmen des RSJ - Modells mit einem Rauschstrom von $I_F = 0.13 I_C = 32 \mu A$ durchgeführt. Der Rauschstrom beträgt bei dieser Temperatur 13% von I_C und darf auf keinen

Umständen vernachlässigt werden. Die Übereinstimmung der 1., 2. und 3. Shapiro - Stufenhöhe mit dem eingekoppelten Mikrowellenstrom ist ausgezeichnet.

In dem in Abb. 4.14 gezeigten Fall ist selbst bei 77 K der differentielle Widerstand noch bei $22.7 \mu V$ (4Ω) so groß, daß die Linienbreite deutlich über 11 GHz ist. Für diese Probe kann erst bei 82 K die Emissionsspitzen bei $22.7 \mu V$ gemessen werden. Der niedrigere Widerstand der Probe MGO4 erlaubt bei 77 K einen Vergleich zwischen Experiment und Theorie durchzuführen. Dazu wird die Probe mit einem externen Magnetfeld getrimmt um so die Linienbreite bei verschiedenen R_d 's aufzunehmen. Die gemessenen Werte und die Gerade, die nach dem RSJ - Modell zu erwarten ist, sind in Abb. 4.15 aufgetragen.

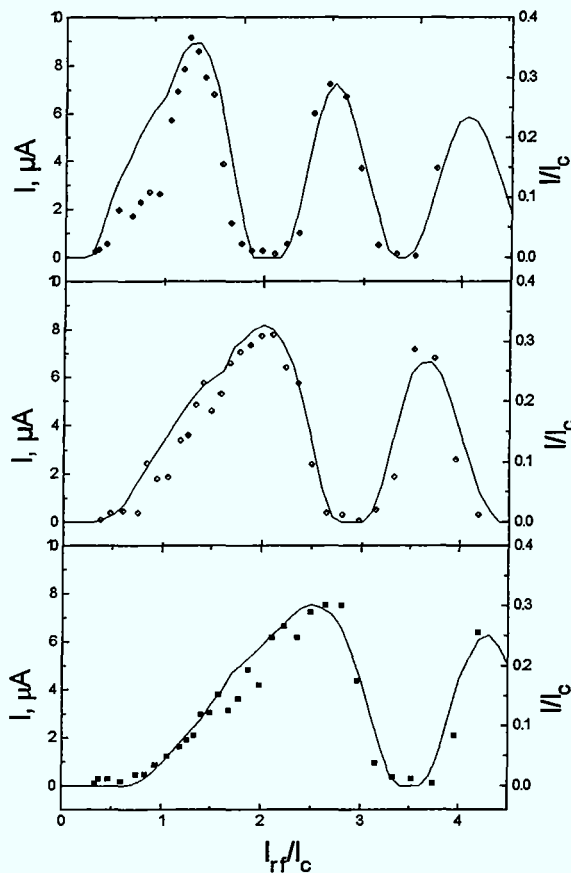


Abb. 4.14: Verlauf der Shapiro - Stufenhöhe der ersten, zweiten und dritten Stufe in Abhängigkeit des externen Mikrowellenstromes. Die durchgezogen Linien entstammen Simulationen nach dem RSJ - Modell mit einbezogenem Rauschstrom $I_R = 0.13 I_C$.

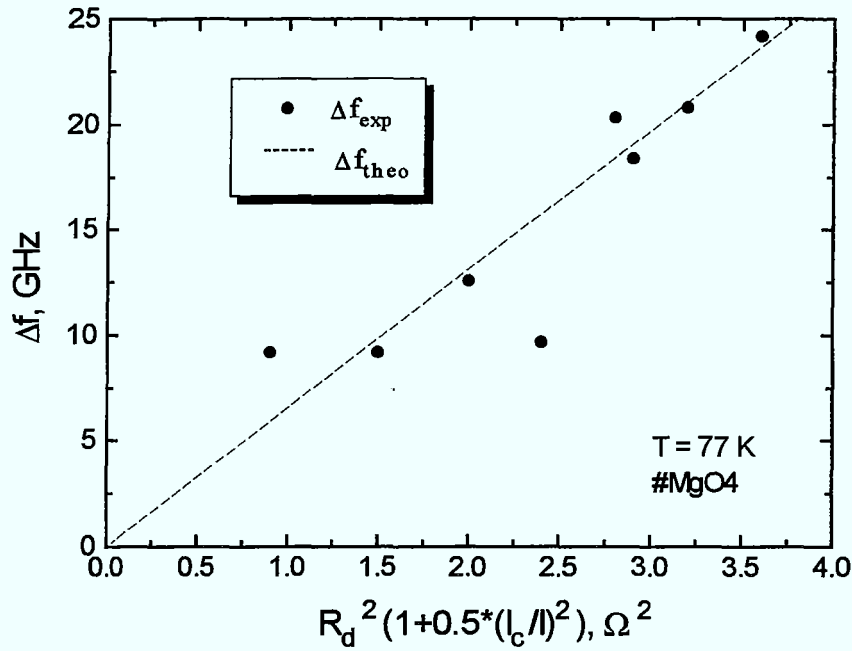


Abb. 4.15: $\Delta f(R_d^2)$ bei 77 K eines Bikristall - Kontaktes auf MgO. Die Punkte entsprechen Messungen, die gestrichelte Linie den theoretischen Verlauf nach dem RSJ - Modell.

An Bikristallen, die über einen Goldfilm kurzgeschlossen sind, kann die Josephson - Emission bei 4.2 K beobachtet werden [VON95], wie in Abb. 4.16 zu sehen ist. Die gemessene Linienbreite ist 920 MHz und im Vergleich zur theoretischen Linienbreite von 240 MHz vier

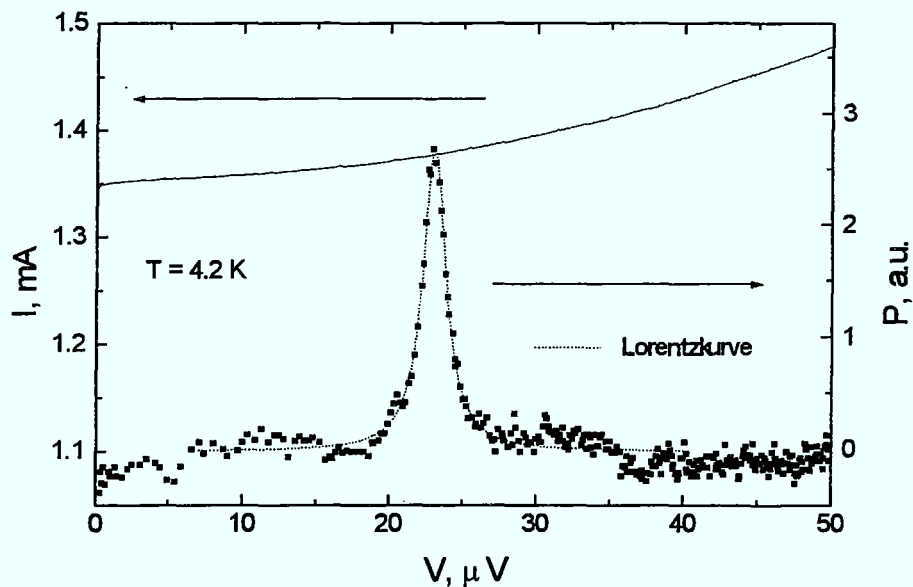


Abb. 4.16: Kennlinie und Emission eines Bikristall - Josephson - Kontaktes bei 4.2 K. Die experimentelle Linienbreite ist 920 MHz.

mal so groß. Es zeigt sich bis 30 K das typische Verhalten, das von einem "langen" Josephson - Kontakt zu erwarten ist. Die gemessenen Linienbreiten liegen über dem theoretischen Erwartungswert, verursacht durch ein rein thermisches Rauschen. Oberhalb von 30 K konnte keine Emission detektiert werden.

In allen untersuchten Josephson - Kontakttypen hängt das Rauschverhalten vom Verhältnis w/λ_j ab. Befindet man sich im Regime kurzer Josephson - Kontakt ($w/\lambda_j \leq 4$) ist die räumliche Stromverteilung homogen, wie Messungen von $I_c(H)$ und die Leistungsabhängigkeit der Shapiro - Stufe zeigen. Die Linienbreiten lassen sich dann mit dem RSJ - Modell und einem rein thermischen Rauschen beschreiben. Dieser Fall ($w/\lambda_j \leq 4$) wird aufgrund der hohen Stromdichte der HTSL Supraleitern meist erst nahe T_c erreicht. Der Einfluß des thermischen Rauschens in den Strom - Spannungs - Kennlinien in dem Temperaturbereich ist deutlich zu sehen. Zu tiefen Temperaturen hin wird der Fall "langer" Josephson - Kontakt erreicht ($w/\lambda_j > 4$). Sobald diese Grenze $w/\lambda_j > 4$ überschritten wird, ist eine Verbreiterung der Linienbreiten, in allen Kontakttypen gegenüber dem RSJ - Modell mit reinem thermischen Rauschen, zu beobachten. Die Ursache dieses Zusatzrauschens kann qualitativ durch inhomogene Flußfadenbewegungen, angetrieben durch Eigenfelder des Speisestromes, erklärt werden. Einen möglichen Ausweg den zusätzlichen Rauschbeitrag zu unterdrücken, stellen supraleitende Grund- oder Deckplatten dar, die eine homogenere Stromverteilung bewirken. Eine fehlende zuverlässige, epitaktische Multilagentechnologie der HTSL - Materialien erschwert jedoch eine solche Realisierung. Die Reduzierung der Rauscheigenschaften zu tiefen Temperaturen hin, stellt eine Herausforderung, besonders in den Bereichen der schnellen digitalen Signalverarbeitung und den Josephson - Oszillatoren, dar.

5. Wechselwirkung in Systemen aus zwei Josephson - Kontakten

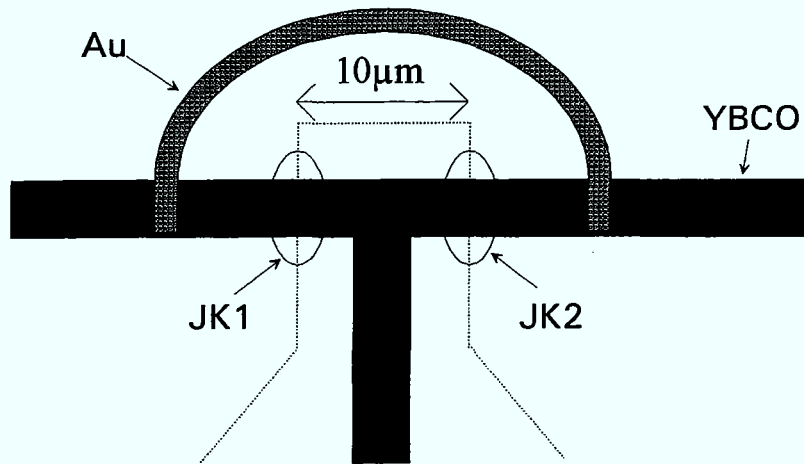
In diesem Kapitel stehen die gegenseitigen Wechselwirkungen zwischen zwei Josephson - Kontakten im Vordergrund. Dabei sollen die grundlegenden Eigenschaften der Wechselwirkungen diskutiert werden. Stellvertretend für die verschiedenen Josephson - Kontakttypen werden die Experimente mit Stufenkontakten durchgeführt. Das Kapitel beginnt mit einer Beschreibung des experimentellen Aufbaus und den Messungen. Bei den Auswertungen und Simulationen wird auf die Kopplungsstärke und den Frequenzbereich fokussiert. Den Abschluß bietet ein Experiment, in dem der Einfluß von Fiske - Resonanzen auf das Kopplungsverhalten analysiert wird.

5.1. Layout

Das Ziel aller Josephson - Arrayarbeiten ist die Phasensynchronisation einer großen Anzahl von Kontakten in einem weiten Frequenzbereich. Grundvoraussetzung für die praktische Verwendbarkeit ist die Klärung der Frage ob, und unter welchen Umständen, es zu einer Synchronisation zwischen Josephson - Kontakten kommt. Um das Kopplungsverhalten zu untersuchen wird das einfachste System, bestehend aus zwei Josephson - Kontakten hergestellt, die über eine nicht supraleitende Kopplungsschleife verbunden sind. Durch die Verwendung einer nicht supraleitenden Rückkopplung ist eine unabhängige Stromspeisung der beiden Kontakte möglich (siehe Abb. 5.1a). Streuungen im I_c können somit ausgeglichen und beide Kontakte auf eine gleiche Spannung gezwungen werden, mit der Gelegenheit den Kopplungsprozeß zu untersuchen. Die Probleme der Flußquantisierung werden durch die Verwendung einer normalleitenden Kopplungsschleife vermieden. Diese Art des Experiments wurde bereits von verschiedenen Forschungsgruppen mit Tieftemperatur - Josephson - Kontakten durchgeführt [JIL76], [LIN77], [VAR78] und [JAI84]. In diesem Kapitel werden erstmals gegenseitige Wechselwirkungen zwischen zwei HTSL Korngrenzen - Stufenkontakte gezeigt. Gleichzeitig wurden in anderen Gruppen ähnliche Experimente mit unterschiedlichen HTSL - Kontakttypen durchgeführt [REI94b], [EDS94].

Es wurden zwei Substrate mit strukturierten Filmen hergestellt, eine Probe mit einer Gold - Kopplungsschleife (SAT) und das andere ohne (JUP). Die Substrate beinhalten jeweils zwei Schaltkreise mit verschiedenen Kontaktgeometrien ($SAT_{10} = JUP_{10} = 10 \mu m$ breite Josephson - Kontakte und entsprechend für $w = 20 \mu m$). Die Parameter sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Die Stufenhöhe wurde zu 300 nm und die Filmdicke zu 200 nm gewählt.

a)



b)

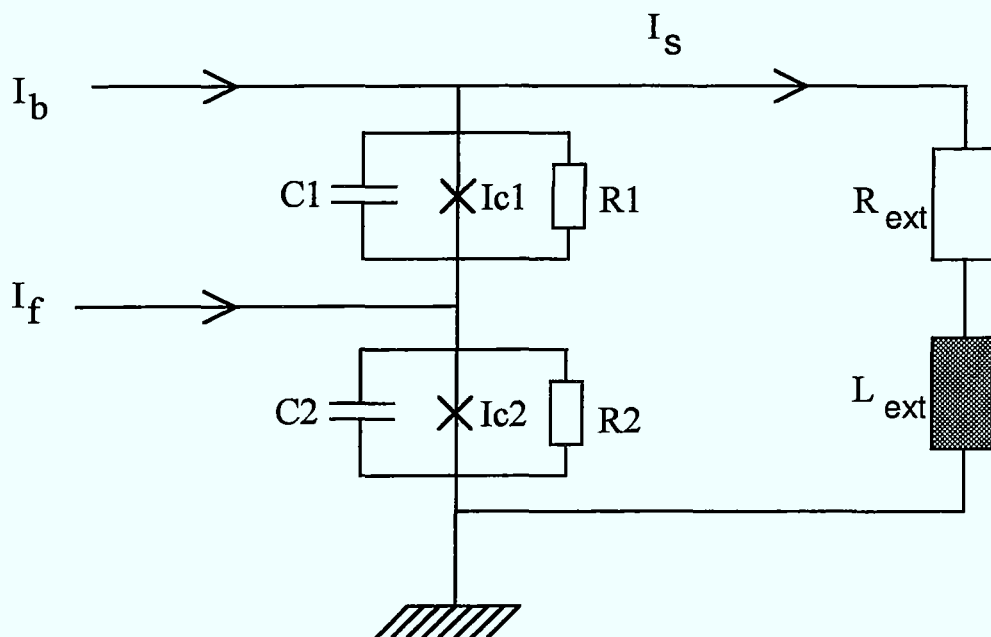


Abb. 5.1 Skizze des Zwei - Kontaktschemas und Ersatzschaltbild: a) Draufsicht des Zweikontaktschaltkreises mit den relevanten geometrischen Abmessungen. b) Ein vereinfachtes Ersatzschaltbild, das die Stromeinspeisung zeigt.

Die Wahl der Kopplungsschleifenparameter ist von besonderer Bedeutung für das System. Um in einem möglichst weiten Frequenzbereich die Wechselwirkungen untersuchen zu können, sollte die Induktivität möglichst klein sein. Die Zeitkonstante, die sich aus der Induktivität L_{ext} und dem Widerstand R_{ext} ergibt ist $t_{\text{RL}} = L_{\text{ext}}/R_{\text{ext}}$. Die Induktivität wird mit ~ 30 pH abgeschätzt und kann durch die planare geometrische Restriktionen nicht verkleinert werden. Das ergibt für eine einohmige Schleife eine obere Grenzfrequenz von 5.3 GHz. Um deutlich

Tabelle 5.1: Parameter der Zweikontaktschaltkreise: die tiefgestellte Zahl gibt die Nummer des Kontaktes an.

Schaltkreis	I_{c1} (mA)	R_1 (Ω)	I_{c2} (mA)	R_2 (Ω)	L_{ext} (pH)	R_{ext} (Ω)
JUP10	0.677	3.2	0.260	5.85*	-	-
JUP20	2.75	0.42	0.56	2.48	-	-
SAT10	0.672	2.04	0.334	4.25*	~30	30 ± 1.5
SAT20	1.0	0.725	0.483	1.63	~40	30 ± 1.5

* bestimmt aus der Tatsache, daß bei hysteretischen Kennlinien die Spannung im resistiven Zustand direkt auf $I_c R$ springt (Abb. 2.4).

höhere Grenzfrequenzen zu erreichen, muß man entweder eine supraleitende Grund - bzw. Deckplatte verwenden [REI94] oder wie im vorliegenden Fall auf die Anpassung des Kopplungswiderstandes verzichten und zu höheren Widerstandswerten übergehen. Eine andere Gruppe [EDS94] löste dieses Problem, indem sie eine resonante RLC - Kopplungsschleife verwendeten. Den Einfluß einer resonanten Struktur wollte man für diese Art der Untersuchung jedoch vermeiden. Der Kontaktwiderstand zwischen YBCO und Gold ist von der Größenordnung $10^{-6} \Omega/\text{cm}^2 = 1 \Omega/\mu\text{m}^2$, was bedeutet, daß Überlappflächen von wenigen $10 \mu\text{m}^2$ zu Widerstände von wenigen 10Ω führen. Das würde die Grenzfrequenz zu mehreren 100 GHz verschieben.

Die Kopplungsschleife wird im selben Schritt aufgedampft, der auch gleichzeitig die Goldkontaktflächen bildet. Es konnten zwar die einzelnen Kontakte nicht unabhängig charakterisiert werden, aber es wurde ein Prozeßschritt gespart und durch Kenntnis von R_{ext} war es möglich den Kontaktwiderstand zu ermitteln (dies ist in Anhang C geschildert).

5.2. Wechselwirkungen von zwei Stufenkontakten ohne einer induktiven Goldschleife

Zuerst werden die Experimente mit den Kontaktpaaren ohne Goldschleife vorgestellt und der gegenseitige Einfluß wie folgt gemessen. Durch einen Kontakt schickt man einen konstanten Strom, während der Strom durch den anderen Kontakt langsam durchgefahren wird. Die Spannungen über beide Kontakte werden in Abhängigkeit des Stromes simultan aufgenommen. Eine gegenseitige hochfrequente Beeinflussung der beiden Kontakte ist nicht zu erwarten, da das Übertragungsmedium fehlt (Kap. 2.6). In diesem Fall spielt mehr der Einfluß des, über dem Strom erzeugten, Magnetfeldes eine Rolle. Um diesen Effekt zu untersuchen, wird der konstante Strom durch den Kontakt J1 geschickt und die Kennlinie des Kontaktes J2 aufgezeichnet. Damit kann der kritische Strom des Kontaktes J2 der Probe JUP10 in Abhängigkeit Magnetfeldes, verursacht durch den Strom durch J1, moduliert werden. Die

Abhängigkeit bei 68 K ist in Abb. 5.2 dargestellt. Jeder Meßpunkt entspricht einer Messung mit einem anderen konstanten Strom durch J1. Es zeigen sich sehr schön die Oszillationen des Fraunhofer - Beugungsmusters. Die durchgezogene Linie entspricht einem theoretischen Verlauf [BAR82b] von $I_c(H)$ unter der Annahme einer Stromverteilung, die im Einschub von Abb. 5.2 zu sehen ist. Die Stromverteilung ist durch

$$J(x) = J_c \frac{\cosh(2x\chi / w)}{\cosh(\chi)} \quad (5.1)$$

gegeben, mit $J(x)$, der eindimensionalen Stromdichte, J_c , die kritische Stromdichte und $\chi = wa/2$. Der Parameter a hat die Dimension einer inversen Länge und ist ein Maß des Verhältnisses von Stromberg zu Stromtal im Stromprofil von Einschub in Abb. 5.2. Eigentlich würde man aufgrund des niedrigen $I_c' s = 32 \mu A$ von J2 und dem daraus resultierenden $\lambda_j = 9 \mu m$ eine homogenere Stromverteilung erwarten. In der einfachen Methode zur Berechnung von $I_c(H)$ werden jedoch Flußfokussierungseffekte nicht berücksichtigt. Diese entstehen dadurch, daß der Supraleiter ein äußeres Magnetfeld aus seinem Inneren herausdrängt (Meißner - Effekt) und es zu einer Felderhöhung an den Rändern des supraleitenden Films kommt. Mit anderen Worten, es handelt sich in Abb. 5.2 um einen idealen $I_c(H)$ - Verlauf mit einer Stromverteilung, die durch Flußfokussierungseffekte definiert ist.

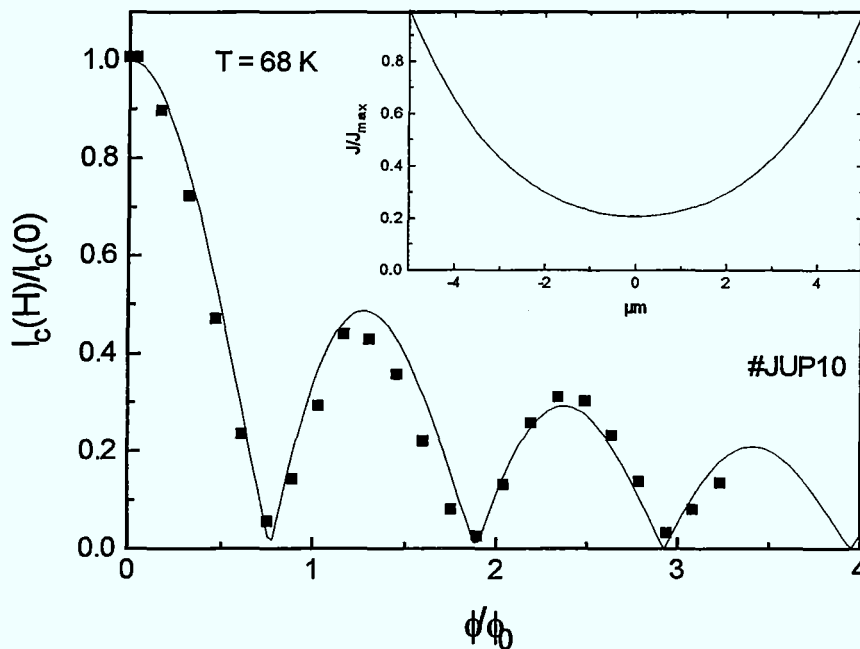


Abb. 5.2: Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes (■) von Kontakt J2 bei 68 K. Der Einschub zeigt die angenommene Stromverteilung (Gl. 5.1 mit $\chi = 2.25$) über dem Kontakt, der die theoretische Linie ergibt.

Bei 4 K zeigen die I - V Kennlinien des 10 μm breiten J2 Kontaktes Hysteresen. Aus I_c und dem Stromwert, bei dem die Kurve beim Zurückfahren wieder supraleitend [BAR82c] wird

ergibt sich der McCumber Parameter β_c zu 1.6. Die Josephson - Eindringtiefe ist jetzt $3.2 \mu\text{m}$ und die Magnetfeldabhängigkeit nach oben beschriebener Methode liefert Abb. 5.3. Als x - Achse ist nun der Strom angegeben, der durch Kontakt J1 fließt. Trotz des Verhältnisses von $w/\lambda_j = 3.15$, was noch einen kurzen Josephsonkontakt signalisiert, zeigt das Fraunhofer - Muster bereits Spuren des Übergangs in den "langen" Josephsonkontakt (Kap. 2.2). Das Maximum des kritischen Stromes liegt nicht mehr bei $H = 0$ und die Minima besitzen einen endlichen Wert. Zum Vergleich ist ein theoretischer Verlauf eines kurzen Kontaktes mit räumlichen Fluktuationen im J_c eingezeichnet [YAN70], [KLE91]. Dabei wird wieder von einer Stromverteilung ausgegangen, die der im Einschub von Abb. 5.2. ähnelt. Die Linie ist um 0.3 mA in der x - Achse verschoben. Neben der Abmessung des Josephson - Kontaktes senkrecht zum Magnetfeld tritt bei dieser Theorie der Korrelationsradius r [YAN70] als weitere charakteristische Länge auf. In Abb. 5.3 ergibt sich ein Korrelationsradius $r = 2.65 \mu\text{m}$ und $K = \langle (J_c - \langle J_c \rangle)^2 \rangle / \langle J_c \rangle^2 \sim 0.23$ (mit $\langle \rangle$: räumliche Mittelung). Der Korrelationsradius stimmt in ausgezeichneter Weise mit der Josephson - Eindringtiefe überein $r \sim \lambda_j$ was einen Zusammenhang zwischen den zwei charakteristischen Längen anbietet. Die räumlichen Fluktuationen sind mit $K = 0.23$ nicht sehr groß.

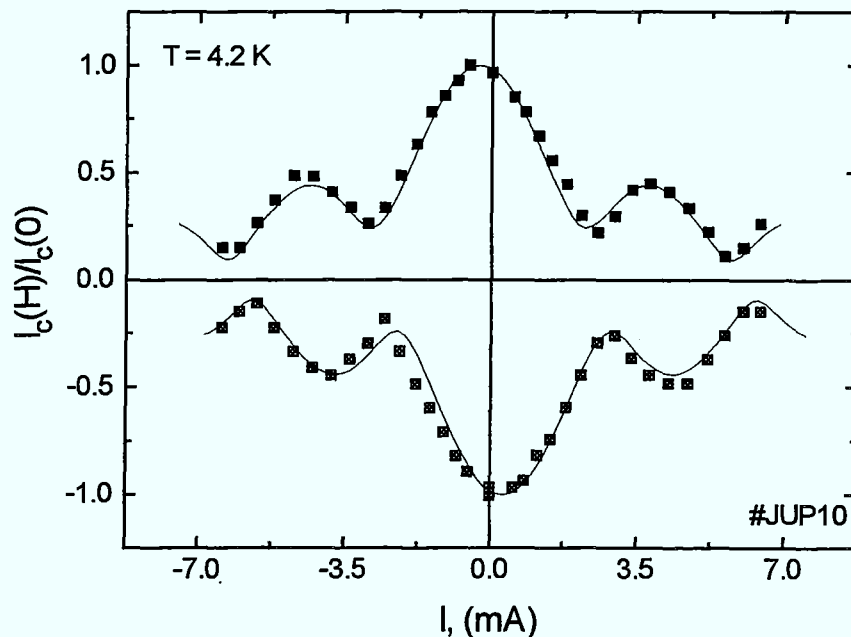


Abb. 5.3: $I_c(H)$ des Kontaktes JUP10 bei 4.2 K. H ist in Einheiten des Stromes durch Kontakt J1 angegeben. Die Fitparameter für die durchgezogene Linie nach [YAN70] sind $r = 2.65 \mu\text{m}$ und $K = 0.23$.

Aus den Messungen mit zwei Josephson - Kontakten ohne Kopplungsschleife bleibt festzustellen, daß keine Anzeichen von Synchronisationseffekten gesehen werden. Die einzigen Auswirkungen werden über magnetische Felder, generiert durch den konstanten

Strom durch J1, beobachtet. Diese Auswirkungen sind aufgrund der geometrischen Lage der Kontakte bei Strömen ab 2 mA von großer Bedeutung.

5.3. Wechselwirkungen von zwei Stufenkontakten über einer induktiven Goldschleife

Zuerst werden die Experimente an der 10 μm breiten Probe (SAT10) beschrieben, da durch die niedrigen I_{cs} die erzeugten magnetischen Felder in erster Näherung vernachlässigbar sind. Die Experimente werden wie folgt durchgeführt. Der Speisestrom I_b wird langsam durchgeföhren und die Spannung an beiden Proben gleichzeitig gemessen. Um die Wechselwirkung zu untersuchen, wird ein konstanter Strom I_f zusätzlich durch J2 geschickt (Abb. 5.1) und so die beiden resistiven Äste in unmittelbarer Nähe gebracht. Eine Aufnahme bei 4.2 K zeigt Abb. 5.4. Der Strom durch I_f ist 248 μA , während I_b langsam durchgeföhren wird. Nachdem der zweite Kontakt in den resistiven Zustand springt, ändert sich I_s und die gesamte DC - Stromspeisung durch Kontakt J1. In der Strom - Spannungs - Kennlinie äußert sich das in einem kleinen Sprung in der Spannung von J1 (Abb. 5.4.). Es fließen aber nicht nur DC - Ströme durch die Kopplungsschleife, sondern auch die generierten Josephson - Wechselströme. Nähern sich die beiden Spannungen, das heißt die beiden Frequenzen der Josephson - Oszillationen, so kommt es zu Synchronisationseffekten. Der Mikrowellenstrom, der im Josephsonkontakt J1 erzeugt wird, fließt über der Kopplungsschleife auch durch J2 und umgekehrt. Damit kommt es zu einer nichtlinearen mutuellen Wechselwirkung zwischen den zwei Oszillatoren mit dem Ergebnis, daß beide Oszillatoren mit der gleichen Frequenz schwingen. Nach Gl 2.2 sind in diesem Fall auch die zeitlich gemittelten Spannungen gleich und die Identifizierung des gekoppelten Zustand über eine Spannungsmessung möglich. Das geometrische Mittel des Spannungsbereiches, über dem beide Kontakte synchronisieren, wird Kopplungsspannung V_L genannt und der Strombereich $2I_L$. Die Definitionen von $2I_L$ und V_L sind in Abb. 5.4. bzw. Abb. 5.5. noch einmal graphisch veranschaulicht. Abb. 5.5 ist lediglich eine andere Darstellungsweise von Abb. 5.4. und zeigt die beiden Kontaktspannungen die gegeneinander aufgetragen sind. Der Bereich, wo beide Spannungen gleich sind und die Steigung eins ist, stellt den Kopplungsbereich dar.

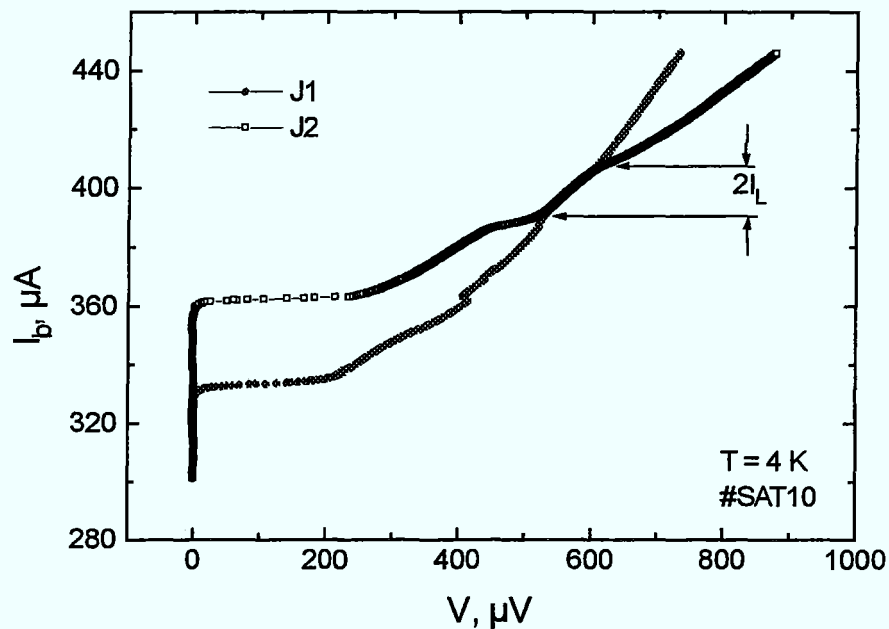


Abb. 5.4: Kennlinien der Josephson - Kontakte J1 und J2. Das Gebiet der Phasensynchronisation ist mit Pfeilen gekennzeichnet.

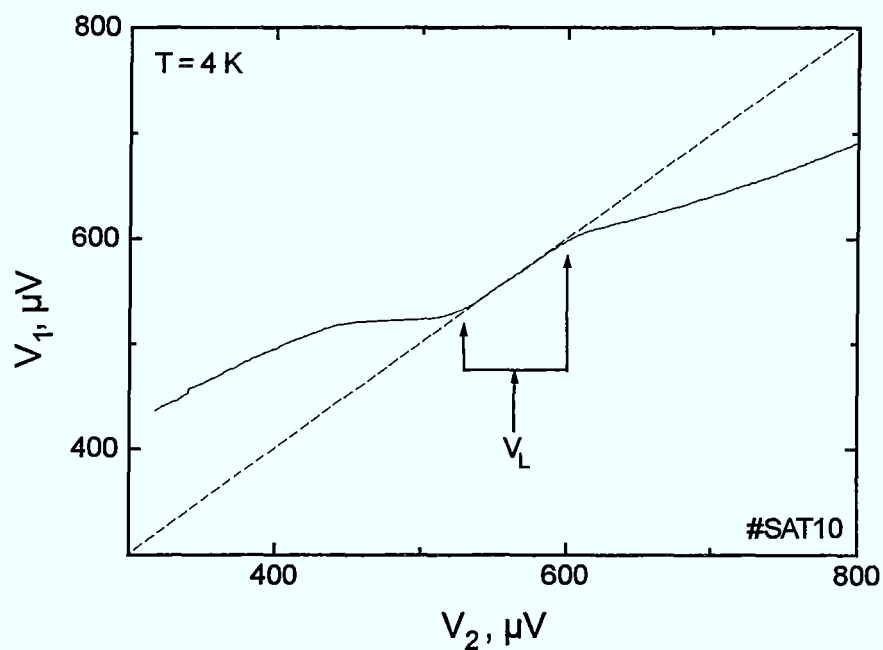


Abb. 5.5: Der Verlauf des resistiven Teils der Strom - Spannungskurven von Abb. 5.4 aufgetragen nun in Abhängigkeit der Spannung V_1 von V_2 . Das geometrische Mittel des Kopplungsbereiches, die Kopplungsspannung V_L , ist graphisch gezeigt.

Erhöht man den Speisestrom über den Synchronisationsbereich hinaus, folgt jede Kennlinie ihren ungestörten Verlauf. Das Kopplungsverhalten wird folgendermaßen ausgewertet: der

konstante Strom I_f wird sukzessive geändert und jeweils die Kennlinien aufgenommen. Man erhält so eine Serie von Kopplungsströmen I_L und Kopplungsspannungen V_L . Die Spannung steht über Gl 2.2 in einem direkten Zusammenhang mit der Frequenz und deshalb ist in Abb. 5.6 I_L gegen $f_L = (2e/h)V_L$ aufgetragen. Die Synchronisationseffekte starten bei ~ 225 GHz. Dies ist ein Umstand der leicht hysteretischen Kennlinien, die keine stabilen Spannungen bis $400 \mu V \sim 200$ GHz zulassen. Die Kopplungsstärke, in Einheiten des kritischen Stromes I_{C1} , steigt mit der Frequenz und erreicht ein Maximum von 1.2 % bei 270 GHz. Aufgrund der Abschneidefrequenz der $L_{ext}R_{ext}$ Kopplungsschleife nimmt die Kopplungsstärke ab und verschwindet oberhalb 500 GHz.

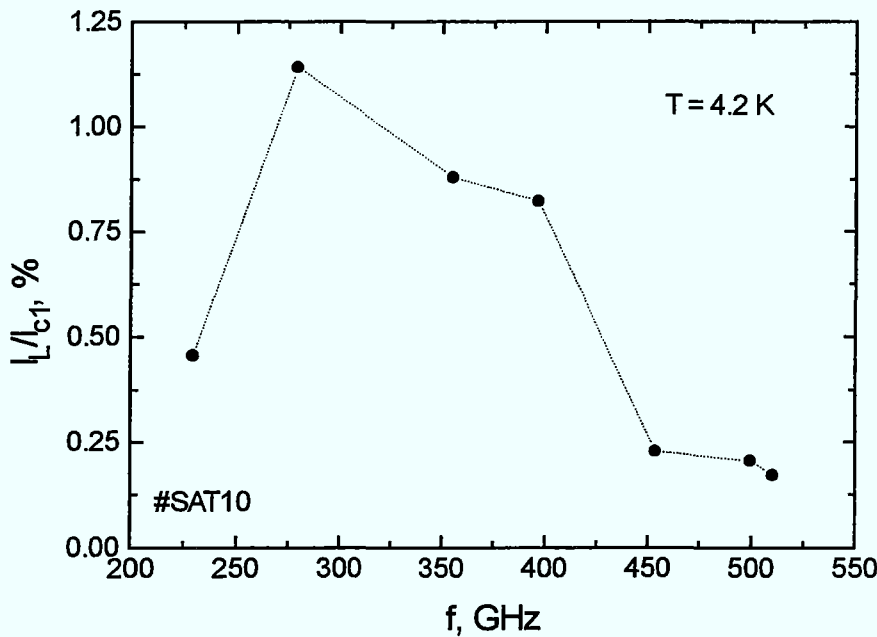


Abb. 5.6: Die Kopplungsstärke I_L normiert auf I_{C1} für verschiedene Frequenzen der Josephson - Oszillationen.

Wechselwirkungen werden bis zu einer Temperatur von 50 K beobachtet. Bei solchen hohen Temperaturen sind die Synchronisationseffekte sehr schwach und nur der Kontakt mit dem höheren Widerstand wird beeinflusst, während der niederohmige Kontakt ungestört bleibt. Diese Art der Kopplung, nur in eine Richtung, wird erwartet für Kontaktwiderstände, die sehr unterschiedlich sind $R_1 \gg R_2$ [LIK86]. Auf die Kopplungseffekte bei höheren Temperaturen wird in Abschnitt 5.4 näher eingegangen.

Es wurden Simulationen auf der Basis des RSJ - Modells nach dem Ersatzschaltbild Abb. 5.1b durchgeführt, um die Experimente nachvollziehen zu können. Es lassen sich (siehe Anhang D) folgende Differentialgleichungen 2. Ordnung herleiten:

$$\beta_{c1} \frac{d^2 \phi_1}{d\tau^2} + \frac{d\phi_1}{d\tau} + \sin \phi_1 + i_s = i_b \quad (5.2)$$

$$\beta_{o2} \frac{d^2\phi_2}{d\tau^2} + \frac{d\phi_2}{d\tau} + \sin \phi_2 + i_s = i_b + i_f \quad (5.3)$$

$$\frac{d^2\phi_1}{d\tau^2} + \frac{d^2\phi_2}{d\tau^2} = R_{ext} \frac{di_s}{d\tau} + L_{ext} \frac{d^2i_s}{d\tau^2} \quad (5.4)$$

Der Strom ist auf I_{C1} , die Spannungen auf $I_{C1}R_1$, die Widerstände auf R_1 normiert und die Induktivitäten sind in Einheiten von $\Phi_0/2\pi I_{C1}$ gegeben. Die Phasendifferenzen der supraleitenden Wellenfunktion ϕ_1 , ϕ_2 beziehen sich auf Kontakt J1 und J2. Die Gleichungen 5.2 - 5.4 können nur numerisch gelöst werden, dazu wird ein Runge - Kutta - Fehlberg Verfahren 5. Ordnung mit automatischer Schrittweitensteuerung [ENG90] benutzt. Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt und SAT10 entnommen, so daß sie das Experiment widerspiegeln.

Die Auswertungen der Simulationen erfolgt ähnlich dem Experiment. Für verschiedene feste Stromwerte I_f werden die I - V - Kennlinien beider Kontakte in Abhängigkeit von I_b simuliert. Aus den Kennlinien erhält man die Kopplungsstärke als den Strombereich über denen an beiden Kontakten die selbe Gleichspannung abfällt. Der Verlauf, mit den Parametern aus Tab. 5.2, ist in Abb. 5.7 dargestellt. Die Frequenzachse wurde auf eine charakteristische Frequenz $f_c = 550$ GHz normiert. Das RSJ - Modell gibt den qualitativen Verlauf gut wieder, jedoch sind die Kopplungsstärken I_L ungefähr zweimal so groß wie die gemessenen Werte. Die Simulationen zeigen das Synchronisationsverhalten ohne thermisches Rauschen und ohne Rauschen, das von der Meßapparatur herrührt. Diese, im Experiment auftretenden Störungen beeinflussen die

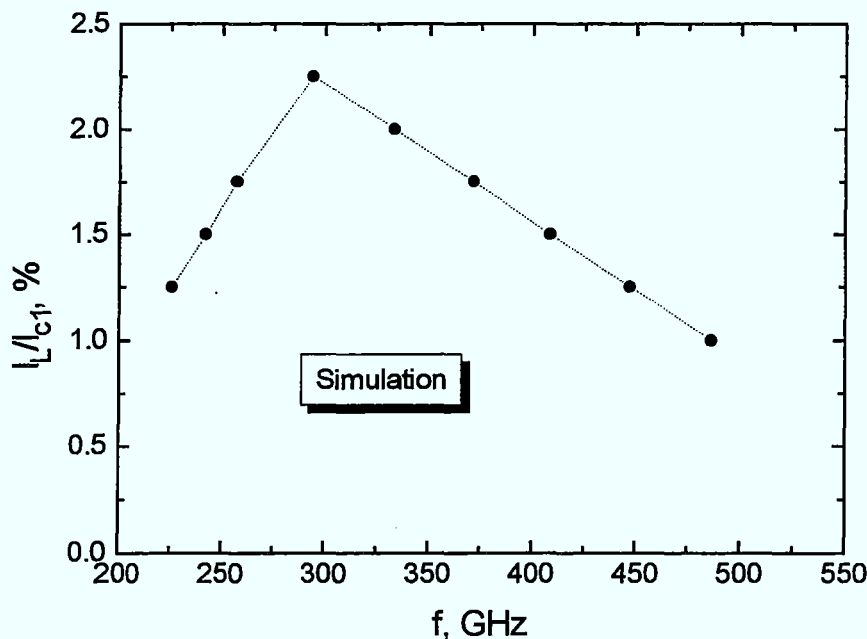


Abb. 5.7: Simulierte Abhängigkeit der Kopplungsstärke I_L von der Kopplungsfrequenz f_L mit den Parametern in Tabelle 5.2. Die gestrichelte Linie dient zur Veranschaulichung.

Absolutwerte der Kopplungsstärke.

Tabelle 5.2: Simulationsparameter: $R_{\text{ext}} = 30 \, \Omega$, $L_{\text{ext}} = 30 \, \text{pH}$

Kontakt	I_c	R	f_c	β_c
J1	1	1	1	1.24
J2	2.1	0.48	1	0.6

5.4. Wechselwirkungen von zwei Stufenkontakten mit Resonanzen ohne eine induktiven Goldschleife

Bei der Betrachtung der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes der Probe JUP10 treten im resistiven Teil der Kennlinien zusätzliche Gleichstromanteile bei einer festen Spannung auf. Diese DC - Beiträge oszillieren mit der gleichen Periode wie I_c und werden als Fiske - Resonanzen bezeichnet (Kap 2.4.1). In Abb. 5.8 sind zwei I - V - Kurven bei verschiedenen Magnetfeldern zu sehen. Dabei entspricht die durchgezogene Linie der Kennlinie ohne äußeres Magnetfeld und die gepunktete Linie zeigt einen Strom - Spannungsverlauf bei angelegtem Magnetfeld. Im Magnetfeld zeigen sich breite resonanzartige Strukturen, deren DC - Anteil bestimmt wird. Dazu wird die Differenz der Kennlinie mit der "ungestörten" Kennlinie genommen. Ungestörte Kennlinie bedeutet die Kennlinie, die der Kontakt ohne Resonanz hätte. Bei niedrigen kritischen Strömen, wenn die Resonanz im linearen Teil der Kennlinie liegt, genügt es den Quasiteilchenwiderstand abzuziehen. Die Definition der Fiske - Stufenhöhe I_F ist in Abb. 5.8 graphisch gezeigt. Es sind zwei Resonanzen aufgelöst worden, deren Maximum bei 1.05 mV und $\sim 1.7 \, \text{mV}$ liegt. Die Gründe, daß die zweite Resonanz nicht bei der doppelten Spannung der ersten Resonanz liegt, sind die höheren Mikrowellenverluste (z. B. Oberflächenwiderstand) im Kontaktbereich (auf die Verschiebung der Resonanzfrequenzen wird im nächsten Kapitel gesondert eingegangen). Für den $10 \, \mu\text{m}$ breiten Josephsonkontakt bedeutet das eine Ausbreitungsgeschwindigkeit (Swihart - Geschwindigkeit) der elektromagnetischen Welle (Gl 2.17) von $\bar{c} = 3.4 \, \%$ bzw. $\bar{c} = 2.75 \, \%$ der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 . Der Wert von $\bar{c}$ ist vergleichbar mit solchen in Tief - T_c Tunnelkontakten.

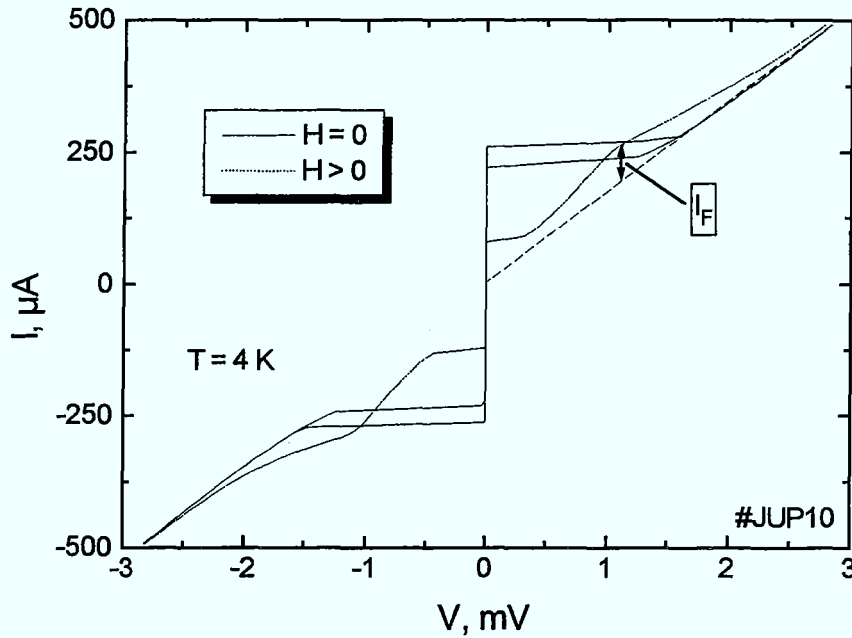


Abb. 5.8: Strom - Spannungs - Kennlinien der Probe JUP10 bei 4 K mit und ohne äußeres Magnetfeld. Der zusätzliche DC - Strom I_F wird durch die Fiske Resonanz verursacht.

Im folgenden werden die Fiske - Resonanzen als Sonden zur Erkundung der Kontakteigenschaften benutzt. Dabei werden die Messungen mit Untersuchungen der Fiske - Resonanzen an Bikristall Kontakten [WIN94], [ZHA95] verglichen. Im weiteren wird von folgendem Modell ausgegangen. Der Korngrenzenkontakt wird als langer Plattenkondensator aufgefaßt, wo die Kontaktbarriere das effektive dielektrische Medium bildet und die supraleitenden Elektroden die Resonatorwände. In diesem System breiten sich die elektromagnetischen Wellen mit der Swihart - Geschwindigkeit [SWI61]

$$\bar{c} = c_0 \sqrt{\frac{t}{\epsilon_r d}} \quad (5.5)$$

aus ($d = t + 2\lambda$). Aus den Hysteresen in der I - V Kennlinie (Abb. 5.8) bei 4.2 K wird der McCumber Parameter β_C zu 1.6 bestimmt. Mit Gl. 2.10 und der Kapazität des Kontaktes $C = \text{Kontaktfäche} \times \epsilon_0 \epsilon_r / t$ ergibt sich $t/\epsilon_r = 0.385 \pm 0.035$ nm. Die spezifische Kapazität von 23 ± 2 fF/ μm^2 ist in guter Übereinstimmung mit den Bikristallen und konsistent mit Josephson flux - flow Ergebnissen [WIN94]. Über Gl. 5.5 kann nun d bestimmt werden. Wie bereits im obigen Abschnitt berechnet ist die Swihart - Geschwindigkeit der ersten Resonanz 3.4 % von c_0 und somit ergibt sich $d = 330 \pm 50$ nm was zu einer Londonschen Eindringtiefe $\lambda(508 \text{ GHz}) = 165 \pm 25$ nm führt. Die zweite Fiske - Resonanz ergibt ein Eindringtiefe $\lambda(882 \text{ GHz}) = 255 \pm 35$ nm. In der Tat ist λ jedoch frequenzunabhängig und der Wert der Eindringtiefe der zweiten Resonanz durch die hohen Hochfrequenzverluste verfälscht, d. h. Gl. 5.5, die den verlustlosen Fall beschreibt ist nicht mehr gültig. Nimmt man aber eine lineare Abhängigkeit der Swihart -

Geschwindigkeit mit der Frequenz an, so läßt sich für $f \rightarrow 0$ aus den beiden Resonanzen ein $\bar{c}/c_0 = 0.044 \pm 0.004$ extrapolieren, welches zu einem $\lambda(0) = 100 \pm 25$ nm führt. Dieser Wert stimmt ausgezeichnet mit $\lambda(0)$ in Bikristallen überein. Ähnliche Werte ergaben die Auswertung der Fiske Stufen der beiden Kontakten in SAT20 und sind in der Tabelle 5.3 aufgelistet. Eine weitere Möglichkeit $\lambda(0)$ abzuschätzen, geht über den vollen Ausdruck der komplexen Ausbreitungskonstante $\gamma = \sqrt{(i\omega C' + G')(i\omega L' + R')}$. Der Ausdruck für γ wird der Dispersion der Phasengeschwindigkeiten der verschiedenen Fiske - Moden angepaßt, unter der Annahme, daß der Oberflächenwiderstand $R_s \sim f^2$ ist. Dabei bedeutet der Strich Kapazität, Leitfähigkeit, Induktivität und Widerstand per Länge. Weiter wird angenommen, daß die Verluste R nur durch den Oberflächenwiderstand R_s herrühren. In den gemessenen Proben konnten nur zwei Fiske - Resonanzen aufgelöst werden und deshalb wurde auf die letzte Methode verzichtet. Dies wird aber im nächsten Kapitel vorgestellt.

Tabelle 5.3: Die Fiske - Resonanzen für verschieden YBCO - Stufenkontakte

Parameter	JUP10 J2	SAT20 J1*	SAT20 J2*	SAT10 J2
w (µm)	10	20	20	10
f ₁ (GHz)	508	265	214	449
f ₂ (GHz)	822	487	411	
$\bar{c}_1 / c_0$	0.034	0.035	0.0286	0.030
$\bar{c}_2 / c_0$	0.0275	0.032	0.0274	
Q _{exp,1}	0.85			
Q _{exp,2}	1.3			
t/ε _T (nm)	0.385	0.32	0.195	0.25
λ (nm)	100 ± 25	110 ± 40	110 ± 30	140 ± 35 ⁺
R _{s,1} (mΩ)	105			
R _{s,2} (mΩ)	170			

*Güten Q und damit R_s konnten aufgrund der inhomogenen Stromverteilungen nicht bestimmt werden.

⁺ bei 449 GHz

In Abb. 5.9 wird die erste Fiske - Stufenhöhe in Abhängigkeit des Magnetfeldes mit dem theoretischen Modell einer homogen Stromverteilung verglichen [KUL65].

$$I_{F,n} = I_c \frac{Q_{exp}}{4\pi^2 n^2} \left(\frac{w}{\lambda_j} \right)^2 \left\{ \frac{2\psi}{\psi + n/2} \frac{\sin(\pi\psi - n\pi/2)}{\pi\psi - n\pi/2} \right\} \quad (5.6)$$

wobei ψ den normalisierten Fluß Φ/Φ_0 darstellt. Einziger Fitparameter des Modells ist die Güte Q_{exp} der Resonanz, welche zu 0.85 bestimmt wird. Dies ist eine Abschätzung nach

unten, da Inhomogenitäten in der Stromverteilung zu größeren Q - Werten führen [BAR82d]. Der experimentelle Gütefaktor Q_{exp} beschreibt die totalen Verluste im System. Q_{exp} ist zusammengesetzt aus den Verlusten der Quasiteilchen - Leitfähigkeit ($1/Q_{\text{qt}}$), den Oberflächenwiderstand ($1/Q_{\text{o,n}}$), Strahlung ($1/Q_{\text{st}}$) und anderen Beiträgen, die vernachlässigt sein sollen. Es gilt also

$$\frac{1}{Q_{\text{exp}}} = \frac{1}{Q_{\text{qt}}} + \frac{1}{Q_{\text{o,n}}} + \frac{1}{Q_{\text{st}}} \quad (5.7)$$

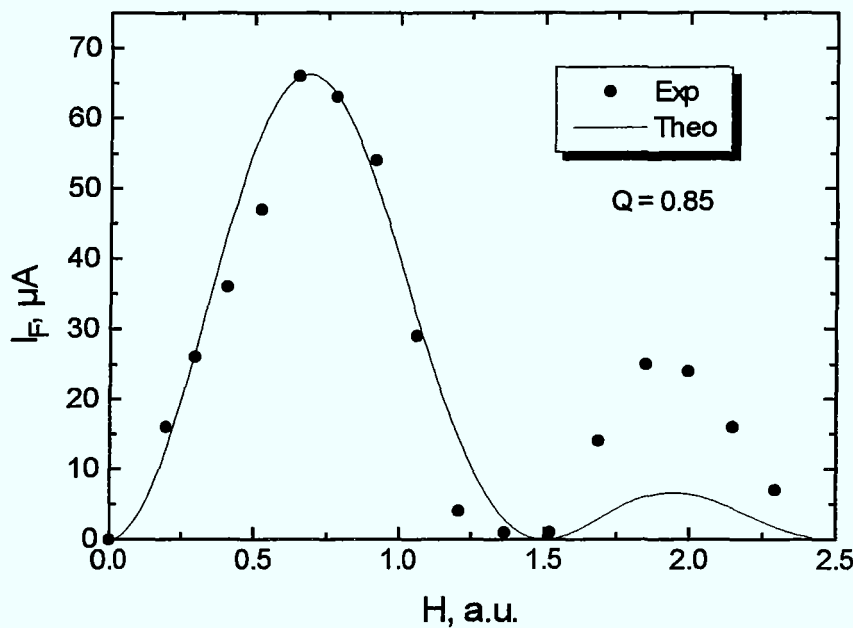


Abb. 5.9: Die maximale Höhe der ersten Fiske Stufe gegen das angelegte äußere Magnetfeld. Die durchgezogene Linie repräsentiert einen theoretischen Verlauf mit einem Gütefaktor $Q = 0.85$.

Q_{qt} und Q_{st} können bestimmt werden, so daß sich aus Gl. (5.7) $Q_{\text{o,n}}$ ergibt und über

$$R_{\text{s,n}} = \pi v_n \mu_0 d / Q_{\text{o,n}} \quad (5.8)$$

der Oberflächenwiderstand $R_{\text{s,n}}$, der sich gegenüberliegenden Elektroden. Für die Abschätzung des theoretischen Wertes der Quasiteilchengüte gilt [KUL65]:

$$Q_{\text{qt}} = 2\pi v_n C / G_{\text{qt}} \quad (5.9)$$

wo f_n die Resonanzfrequenz der n -ten Fiske Stufe und G_{qt} die Leitfähigkeit der Quasiteilchen ist. Aus Gl. (5.9) ergibt sich $Q_{\text{qt}} = 1.1$ und mit Gl. (5.7) $Q_{\text{o,1}} = 3.75$. Damit erhält man einen Oberflächenwiderstand $R_{\text{s,1}}(508 \text{ GHz}) = 105 \pm 25 \text{ m}\Omega$ (für die Abschätzung wurde $\lambda(0) = 100 \text{ nm}$ verwendet). Dieser Wert wurde gerechnet unter der Annahme einer homogenen Stromverteilung. Aufgrund der daraus folgenden unteren Abschätzung von Q_{exp} gibt $R_{\text{s,1}}$ eine obere Grenze an. Der tatsächliche Oberflächenwiderstand dürfte wesentlich kleiner sein.

Der Verlauf der zweiten Fiske - Resonanz mit einem Fit nach Gl. (5.6) zeigt Abb. 5.10. Bei der Auswertung der zweiten Resonanz ergaben sich Schwierigkeiten besonders dann, wenn die erste Resonanz maximale Werte annahm. Durch die Breite der ersten Resonanz die bis zu Spannungen von 2 mV reichten mußte der Wert $I_{F,2}$ korrigiert oder weggelassen werden. Der theoretische Verlauf nach Gl. (5.6) ergab ein $Q_{\text{exp}} = 1.3$. Dies führte zu einem $Q_{0,2} = 4.1$ und einem $R_{S,2}(882 \text{ GHz}) = 170 \pm 40 \text{ m}\Omega$. Die Werte des Oberflächenwiderstandes, der sich gegenüberliegenden Elektroden, sind vergleichbar mit Werten für gute YBCO - Filme.

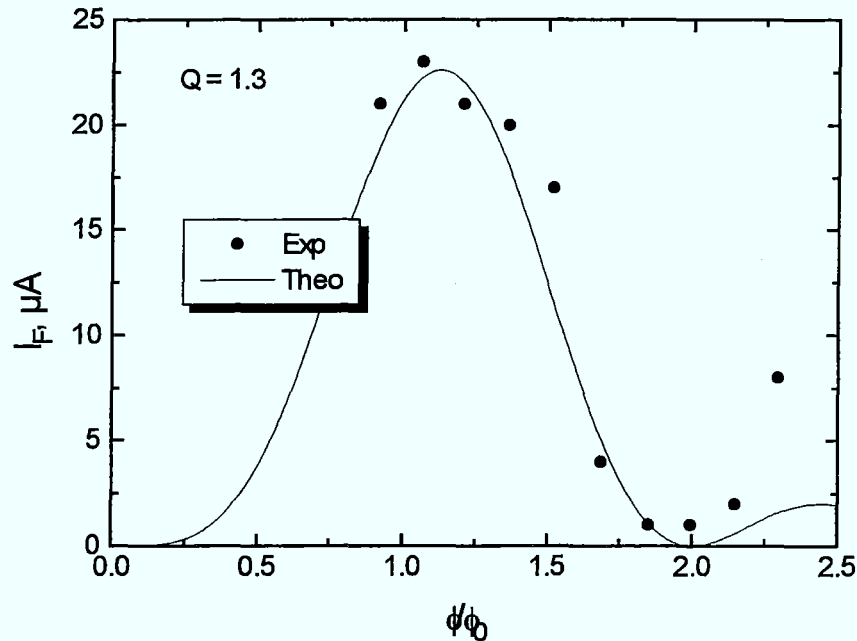


Abb. 5.10: Meßpunkte und theoretischer Verlauf der zweiten Fiske - Stufenhöhe vom äußeren Magnetfeld.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß sich die Barriere des untersuchten Stufenkontaktes im Bereich bis 1 THz so verhält, als wäre sie dielektrisch mit einem durchschnittlichen $t/\epsilon_T \sim 0.39 \text{ nm}$. Dies ergibt eine physikalische Dicke von 2 nm mit $\epsilon_T \sim 5$ für sauerstoffverarmtes YBCO [HUM92]. Die Länge ist vergleichbar mit der Kohärenzlänge in der a - b Ebene. Die Daten stehen nicht im Widerspruch der erwähnten Kanalbildung des Suprastromes mit einer hohen Dichte von Kanälen [MOE93], [SAR93]. Der Oberflächenwiderstand sowie die Londonsche Eindringtiefe sehen hauptsächlich Beiträge von Strompfaden senkrecht zu den Stromkanälen, während die Josephson Kopplung und die Quasiteilchenleitfähigkeit abhängig von der Struktur und den Kanalbildungen sind. Ein Modell, das von einer Kanalbildung ausgeht, wird im nächsten Abschnitt behandelt.

5.5. Wechselwirkungen von zwei Stufenkontakten mit Resonanzen und mit einer induktiven Goldschleife

Das Schaltbild und die untersuchten Kontakte sind die selben wie in Kap. 5.2. Die Fiske - Resonanzen werden entweder über ein äußeres Magnetfeld oder über die Eigenfelder der Josephson - Kontakten erzeugt. Es zeigt sich daß in manchen Fällen der Einfluß der Eigenfelder sehr störend ist und somit eine kontrollierte Erzeugung der Fiske - Stufen nahezu unmöglich ist. Abb. 5.11 zeigt eine Aufnahme zweier 20 μm breiter Kontakte bei 4 K. Der Strom durch beide Kontakte ist so groß, daß die auftretenden Resonanzen nur durch die Eigenfelder erzeugt werden. Auch bei den Messungen mit Fiske - Resonanzen ist es nötig, die I_c Unterschiede mit Hilfe eines Mittelabgriffes auszugleichen. J2 wird so verschoben, daß sich die Resonanzen schneiden.

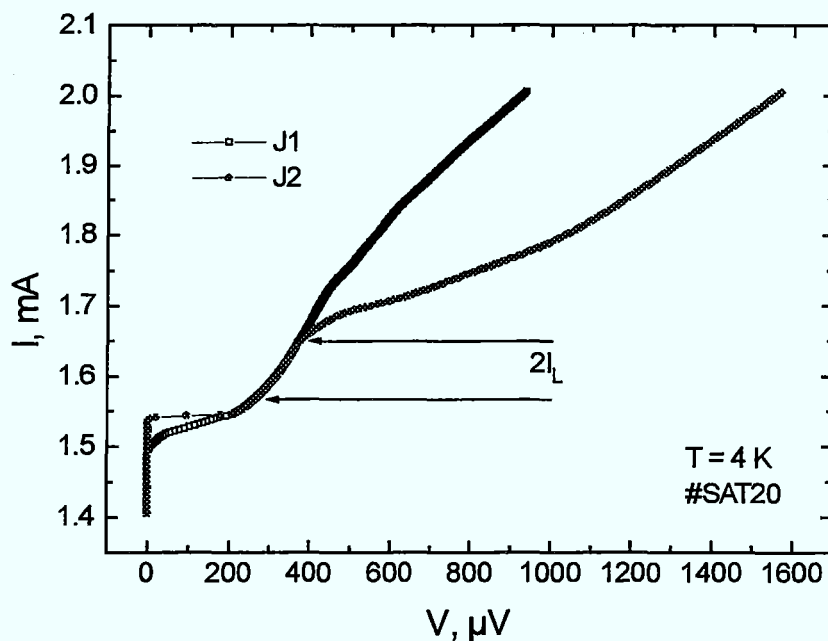


Abb. 5.11: Strom - Spannungs - Kennlinie zweier Stufenkontakte. Ein zusätzlicher Strom wird so eingestellt, daß es zu einem Zusammentreffen der beiden Resonanzen kommt. Der Kopplungsbereich ist mit Pfeilen gekennzeichnet.

Durch die schrittweise Veränderung des zusätzlichen Stromes und jeweiligem Messen der $I - V$ Kennlinie erhält man die Abhängigkeit der Kopplungsstärke I_L von der Kopplungsspannung V_L . In Abb. 5.12 ist $I_L(f_L)$ für die Probe SAT20 ausgewertet und graphisch dargestellt. Interessant ist, daß das Kopplungsverhalten nur im Bereich der Resonanz gefunden wurde. Zu niedrigen Frequenzen sind Hysteresen, die stabile Spannungspunkte nicht zulassen, und zu höheren Frequenzen sind die Unterschiede in den differentiellen Widerständen zu groß, d. h. die Parameter zu verschieden. Man befindet sich aber auch nahe an der $R_{\text{ext}}/L_{\text{ext}}$

Abschneidefrequenz. Die Kopplungsstärke I_L mit fast 7 % deutlich größer als im nichtresonanten Fall. Dies ist durch den Umstand, daß beide Kennlinien in der Resonanz einen ähnlichen Verlauf haben (Abb. 5.11). Der Verlauf in Abb. 5.12 startet mit der maximalen Kopplungsstärke von 7 % und nimmt linear ab bis zu einer maximalen Kopplungsfrequenz von ~ 250 GHz. Im Falle maximaler Kopplungsstärke, der in Abb. 5.1 dargestellt ist, erstreckt sich die Synchronisation von 135 GHz bis 175 GHz also über ~ 25 %. Der Vorteil der Spannungssteuerbarkeit geht also trotz Resonanz nicht verloren, im Gegenteil, der Bereich ist deutlich größer als im resonanzlosen Fall.

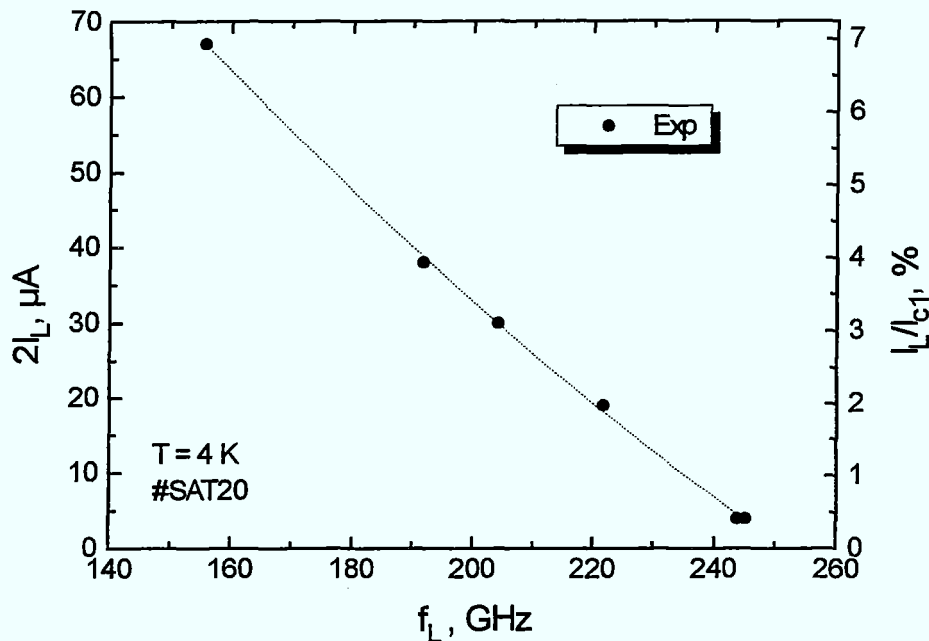


Abb. 5.12: Kopplungsstärke I_L gegen Kopplungsfrequenz f_L im "resonanten" Modus. Die gestrichelte Linie ist als Leitlinie für das Auge gedacht.

Der Einfluß der Eigenfelder hängt stark von der Stromeinspeisung ab, so daß sich meist Bereiche zeigen, in der nur ein Kontakt eine Resonanz aufweist. Durch das Anlegen eines externen Magnetfeldes ist es möglich, Fiske - Resonanzen in beiden Kontakten gleichzeitig zu bekommen. Somit können Messungen ohne und mit Magnetfeld durchgeführt werden und gezielt der Einfluß der Resonanz untersucht werden. In Abb. 5.13 sind zwei Fälle, an einer Probe gemessen, dargestellt. Die Quadrate entsprechen Kopplungsstärken, die ohne ein äußeres Magnetfeld erhalten wurden. Sie zeigen das typische Verhalten der Kopplung zweier verschiedenen Josephson - Kontakte mit $I_L/I_C < 2$ %. Das Kopplungsverhalten wird bis 250 GHz beobachtet und ist konsistent mit Abb. 5.12. Damit wird die Vermutung gestärkt, daß die obere Grenzfrequenz durch die L_{ext}/R_{ext} Zeitkonstante bestimmt wird. Nach der Meßserie wird ein Magnetfeld angelegt, so daß die Fiske - Resonanzen deutlich sichtbar sind und die Meßserie erneut aufgenommen. Diese Meßwerte sind als Punkte in Abb. 5.13 aufgeführt. Es zeigt sich ein völlig anderes Bild. Die maximale Kopplungsstärke beträgt nun fast 12 % und ist

damit 15 mal so hoch als ohne Fiske Resonanzen. Das gleichzeitige Auftreten der Resonanzen mit ähnlichen differentiellen Widerständen verstärkt das Synchronisieren über weite Spannungsbereiche. Nach Erreichen des optimalen Kopplungswert nimmt I_L rasch ab und verschwindet oberhalb 250 GHz so wie im nichtresonanten Fall.

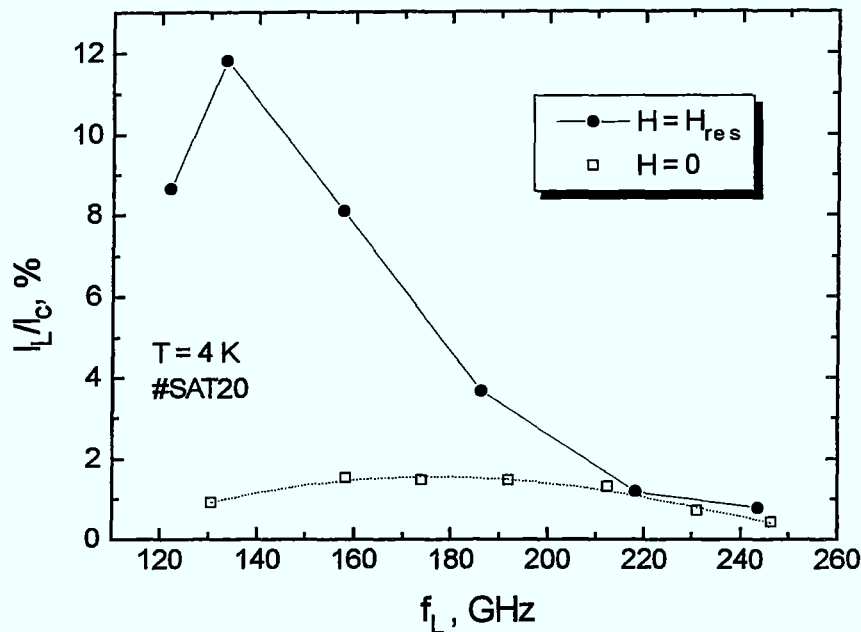


Abb. 5.13: Kopplungsstärke gegen Kopplungsfrequenz im nichtresonanten und resonanten Fall.

Bei höheren Temperaturen ändert sich das Bild des "resonanten" Phasensynchronisierens. Die Fiske - Stufen nehmen etwa linear mit der Temperatur ab und verschwinden oberhalb 45 K. Oberhalb 45 K erhält man somit wieder das alte Bild der Phasenkopplung zweier Josephson Kontakte. Eine Abhängigkeit der Probe SAT20 bei 48 K zeigt Abb. 5.14. Die Wechselwirkung beginnt bei 80 GHz und erreicht ein maximales $2I_L$ von $\sim 1.8 \mu A$ bei ~ 130 GHz. Die Kopplungsstärke ist bei solchen hohen Temperaturen durch das thermische Rauschen, welches $I_R = 2 \mu A$ beträgt, stark beeinträchtigt. Es wird in Wirklichkeit das durch die thermischen Verrundungen gekürzte $2I_L$ gemessen. Die tatsächlichen Werte liegen um mindestens $2I_R$ höher. Geht man von einer rauschbereinigten Kopplungsstärke von $2I_L = 6 \mu A$ aus, erhält man $I_L/I_C = 1.25$ %, was in der gleichen Größenordnung liegt, wie Messungen von SAT10 bei 4 K. Zu höheren Frequenzen (210 GHz) nimmt die Kopplungsstärke ab und verschwindet, wenn thermischer Rauschstrom und I_L gleich sind.

In Ausnahmefällen wird die Phasensynchronisation mit Fiske Resonanzen über sehr große Bereiche beobachtet. Als Beispiel ist in Abb. 5.15 die I - V Kennlinie zweier Josephson - Kontakte abgebildet, in denen ein Fluß eingefangen ist. Durch die räumliche Modulation des Stromes und den Eigenfeldern zeigt der höherohmige Kontakt J1 eine Fiske Resonanz, die den differentiellen Widerstand an J2 angleicht. Den Einfluß der Flußfäden ist anhand der Kennlinie von J2 ersichtlich, die in den resistiven Bereich springt und wieder supraleitend wird.

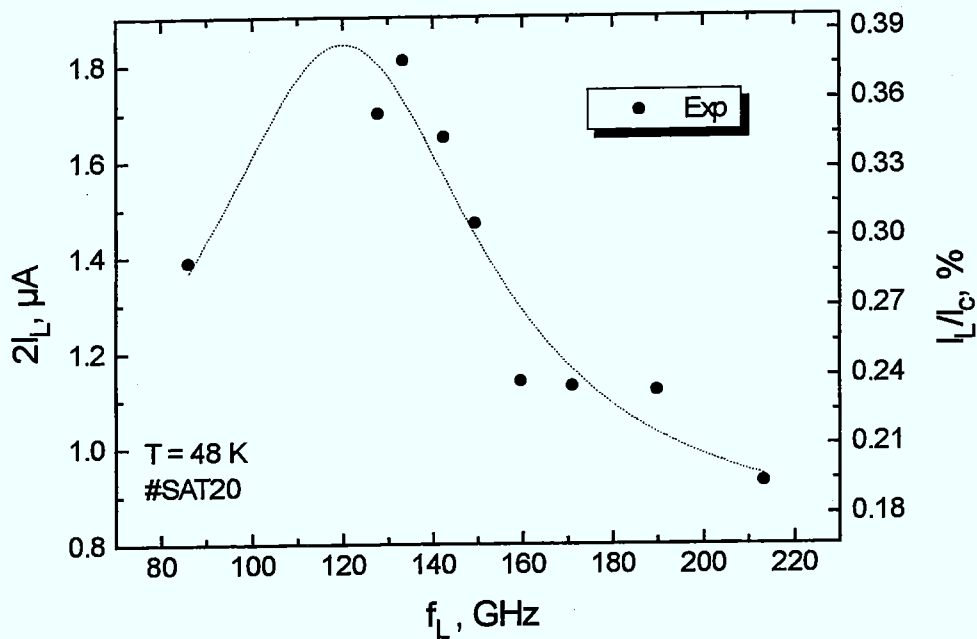


Abb. 5.14: Kopplungsstärke I_L gegen Kopplungsfrequenz f_L bei 48 K und Führungslinie, die den Verlauf approximieren soll.

Im vorliegenden Fall wurde kein zusätzlicher Strom I_f angelegt, es handelte sich um eine reine Serienschaltung. Die beiden Kontakte blieben über einen Strombereich von $I_L/I_C = 23\%$ im gekoppelten Zustand, welches Kopplungsfrequenzen von 100 GHz bis 250 GHz entspricht. In diesem Betriebsschema stellen die beiden Kontakte einen Spannungsverdoppler über einen relativ weiten Bereich dar. Allerdings ist eine technische Anwendung z. B. im Bereich schneller

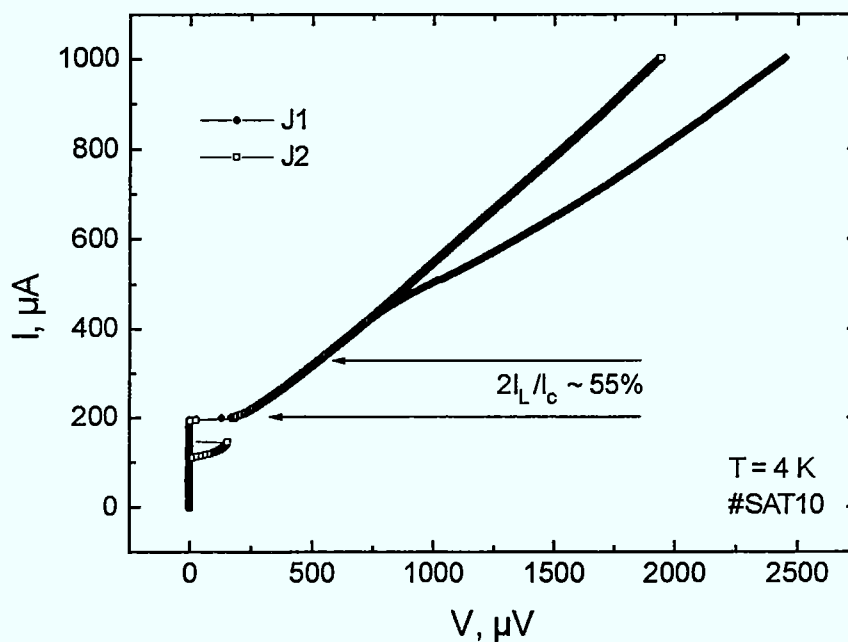


Abb. 5.15: Strom - Spannungs - Kennlinie zweier Josephson - Kontakte mit resonanter Vergrößerung des Kopplungsbereiches.

Signalverarbeitung durch die empfindliche Eigenfeldabhängigkeit schwierig.

Die Simulationen werden mit dem Streifenleitungsmodell in Kap. 2.4.1 durchgeführt [DAR94]. Dabei wird auf die Verluste durch den Oberflächenwiderstand verzichtet, da im Frequenzbereich bis 300 GHz die Verluste hauptsächlich durch die Quasiteilchenleitfähigkeit verursacht werden (s. Tabelle 5.3). Das Ersatzschaltbild (Abb. 5.16) ist ähnlich dem in Abb. 5.1 nur mit dem Unterschied, daß der zweite Kontakt durch das Streifenleitungsmodell in Abb. 2.10 ersetzt wird. Dies ist für den Fall, ohne äußeres Magnetfeld, eine zulässige Abschätzung, da durch Eigenfeldeffekte meist nur ein Kontakt Resonanzen zeigt. Zur Approximation werden sechs identische Kontakte in parallel angenommen. Die Simulationsparameter sind: $\beta_c = 2$, $L_p = 10$, $L_{sq} = 0.2$, $L_{ext} = 0.1$ und $R_{ext} = 2.0$. Mit diesem Modell können die Messungen sowohl qualitativ, als auch quantitativ wiedergegeben werden. Abb. 5.17 zeigt die Simulation zweier gekoppelter Kontakte, wobei der zweite Kontakt Fiske - Resonanzen zeigt. Es lassen sich die Beobachtungen in Abb. 5.15 bestätigen. Die Äquivalenz des kontinuierlichen Modells zweier paralleler Platten und dem diskreten Streifenleitungsmodell läßt sich gut in der Magnetfeldabhängigkeit der Fiske - Stufenhöhen zeigen. In Abb. 5.18 werden die Simulationsergebnisse mit experimentellen Daten der Probe SAT10 verglichen. Es zeigt sich, das der Kontakt mit sechs parallelgeschalteten Josephson - Kontakten bereits sehr gut beschrieben werden kann. Nur der Verlauf des kritischen Stromes zeigt größere Abweichungen. Zu berücksichtigen ist aber, daß bei der Simulation der sechs Kontakte von einer gleichförmigen I_c - Verteilung ausgegangen wurde.

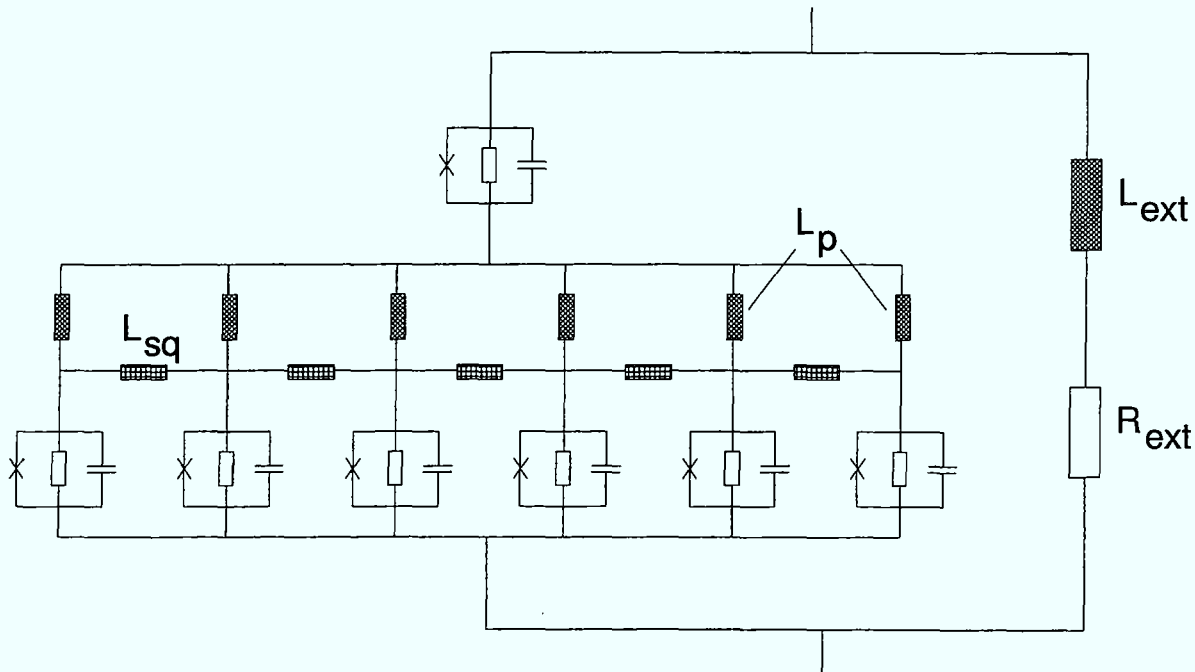


Abb. 5.16: Ersatzschaltbild zur Simulation der Phasensynchronisation zweier Josephson - Kontakte, wobei der zweite Kontakte durch ein Streifenleitungsmodell ersetzt wird.

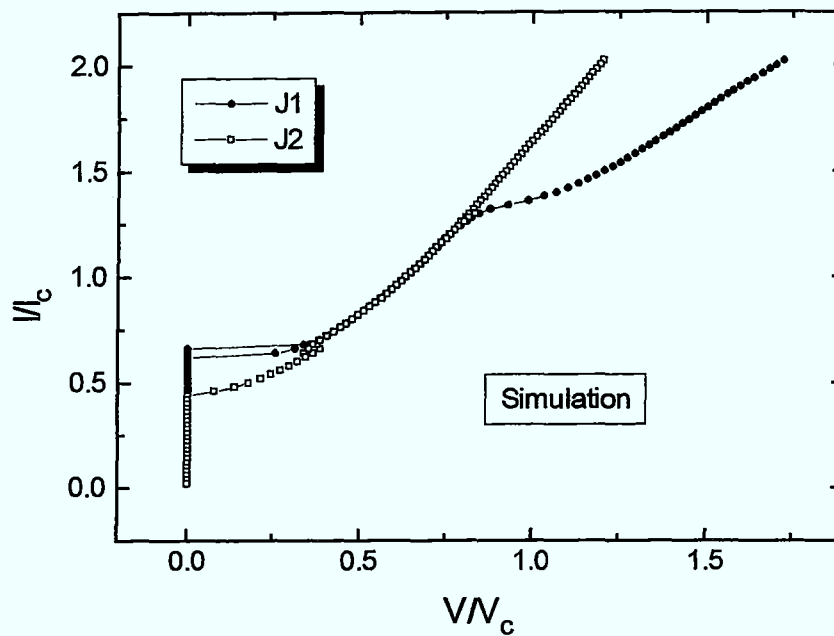


Abb. 5.17: Simulation zweier Josephson - Kontakte, die über eine RL - Kopplungsschleife miteinander wechselwirken. Ein Kontakt wird durch das im Text beschriebenen Streifenleitungsmodell mit einer Frustration $f = 0.1$ approximiert [DAR94].

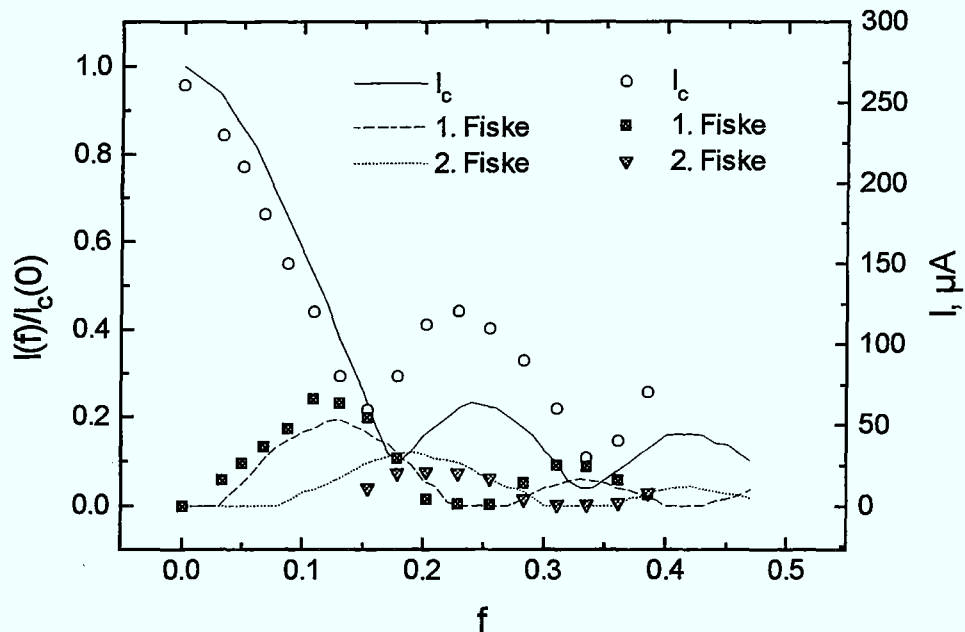


Abb. 5.18: Simulationen (Linien) und experimentelle Werte (Punkte) von I_c , der ersten Fiske - Stufenhöhe und der zweiten Fiske - Stufenhöhe, aufgetragen gegen die Frustration f .

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Phasensynchronisation zweier YBCO - Stufenkontakte gut mit dem RSJ - Modell beschrieben werden können. Die

Hochfrequenzeigenschaften liegen im erwartenden Bereich und werden nach oben von der Zeitkonstante der induktiven Goldschleife bestimmt. Dieses Verhalten deckt sich mit Messungen an SNS - Stufenkontakten [REI94] und läßt keinen Rückschluß auf die tatsächlichen Grenzfrequenzen der Josephson - Schwingungen zu. Die Kopplungsstärken von nur wenigen Prozenten der kritischen Ströme kommen durch starke Fehlanpassungen und den großen Parameterstreuungen zustande. Kontaktpaare ohne Kopplungsschleife zeigen Wechselwirkungen über Eigenfelder, wenn einer der Kontakte mit hohen Strömen gespeist wird. Damit können z. B. Magnetfeldabhängigkeiten des kritischen Stromes ermittelt werden. Kontakte mit hohen β_c und/oder hohen intrinsischen Kapazitäten zeigen im Magnetfeld Fiske - Stufen mit kleinen Güten. Diese Resonanzen können erklärt werden über einen Resonator, welcher von den parallelen Platten der YBCO - Elektroden und der Kontaktbarriere mit Grenzfläche gebildet werden. Mit diesem Modell können wichtige Eigenschaften der Kontaktschicht, wie $\lambda(0) t/\epsilon_T$ und teilweise R_s bestimmt werden. Die Äquivalenz zum Streifenleitungsmodell, bestehend aus einer Parallelschaltung von Josephson - Kontakten wurde gezeigt. Die Fiske Resonanzen mit kleinem Q, verursacht entweder durch Eigenfelder oder ein äußeres Magnetfeld, führen zu drastisch erhöhten Kopplungsstärken bei den Messungen mit zwei Kontakten, gekoppelt über eine Goldschleife. Damit erreicht man Kopplungsstärken von über 10 % in einem weiten Frequenzbereich. Allerdings sind durch die nur schwer kontrollierbaren Eigenfeldeffekten und den großen Parameterstreuungen, die eine zusätzliche konstante Stromeinspeisung erfordern, den Anwendungen deutliche Grenzen gesetzt. Ein möglicher Ausweg wird im nächsten Kapitel vorgestellt.

6. Serienschaltung mit Parallelspeisung

In dem folgenden Kapitel wird ein Prototyp eines HTSL Josephson - Oszillators, basierend auf bis zu zehn, in einem Streifenleitungsresonator integrierten Kontakten beschrieben, der bis in den THz - Bereich und bei über 4 K arbeitet. Zuerst wird das Grundprinzip der Schaltung vorgestellt und ein Ersatzschaltbild angegeben. Danach folgt eine elektrische Charakterisierung der Kontakte und des Resonators. Zum Beweis, daß die Josephson - Kontakte phasensynchron arbeiten, werden das Kopplungsverhalten zwischen zwei Arrays untersucht, die Strahlungsemission on - chip, d. h. mit einem Detektorkontakt und direkt im W - Band (off - chip) gemessen. Soweit möglich wird versucht die Beobachtungen mit Simulationen zu beschreiben. Eine kurze Zusammenfassung der Experimente mit dem Parallelspeiseschema schließt das Kapitel ab.

6.1. Schaltungsentwurf und Funktionsprinzip

Wie Kapitel 5 gezeigt hat, ist es unpraktikabel jeden einzelnen Kontakt mit einer eigenen Stromquelle unabhängig voneinander zu speisen. Für eine mehr anwendungsorientierte Schaltung muß der Speisestrom durch jeden Kontakt zu einer Spannung führen, die im Kopplungsbereich für alle Kontakte gleich ist. Die maximale Streuung im I_c , die bei einer einfachen Serienschaltung noch toleriert werden kann ist 30 % (Kap. 2.5). Die Experimente mit zwei Josephson - Kontakten haben gezeigt, daß durch Verluste in der Kopplungsschleife (Kap. 5), [REI94] und [EDS94] die Streuungen im I_c kleiner als 10 % sein müssen. Da die Streuungen im I_c in allen bekannten HTSL - Kontakttypen größer als 10 % sind, ist es offensichtlich, daß ein seriell gespeistes Array nicht synchronisiert. Deswegen wird ein Speiseschema, so wie in Abb. 6.1 dargestellt, verwendet, welches die Streuungen in den Kontaktparameter weitgehend kompensiert. Abb. 6.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Arrays. N Josephson - Kontakte sind parallel miteinander verbunden, damit die abfallende Gleichspannung an allen Kontakten gleich sind. Der Speisestrom wird über niederohmige ($< 1 \Omega$) Widerstände eingespeist um die supraleitende Schleife in den Zuführungen aufzubrechen. Damit werden Flußquantisierungseffekte vermieden und die gegenseitige Kopplung der SQUID - Schleifen heruntergesetzt. Die Gleichspannung wird jedoch vor den Widerständen abgegriffen und somit nicht mitgemessen. Jeweils zwei Kontakte sind über eine große Induktivitätsschleife (SQUID) miteinander verbunden. Soweit unterscheidet sich das Schaltbild nicht von dem in Kap. 2.6 diskutierten parallelem Speiseschema. Der Hauptunterschied zu Jain u. a. ist die Ausführung der SQUID - Schleife [JAI84]. Sie wird so hergestellt, daß sie eine

koplanare Streifenleitung ausbildet (oben rechts in Abb. 6.1) und stellt durch den supraleitende Kurzschluß an einem Ende und dem Josephson - Kontaktpaar an dem anderen Ende einen planaren Streifenleitungsresonator dar [KUN95b].

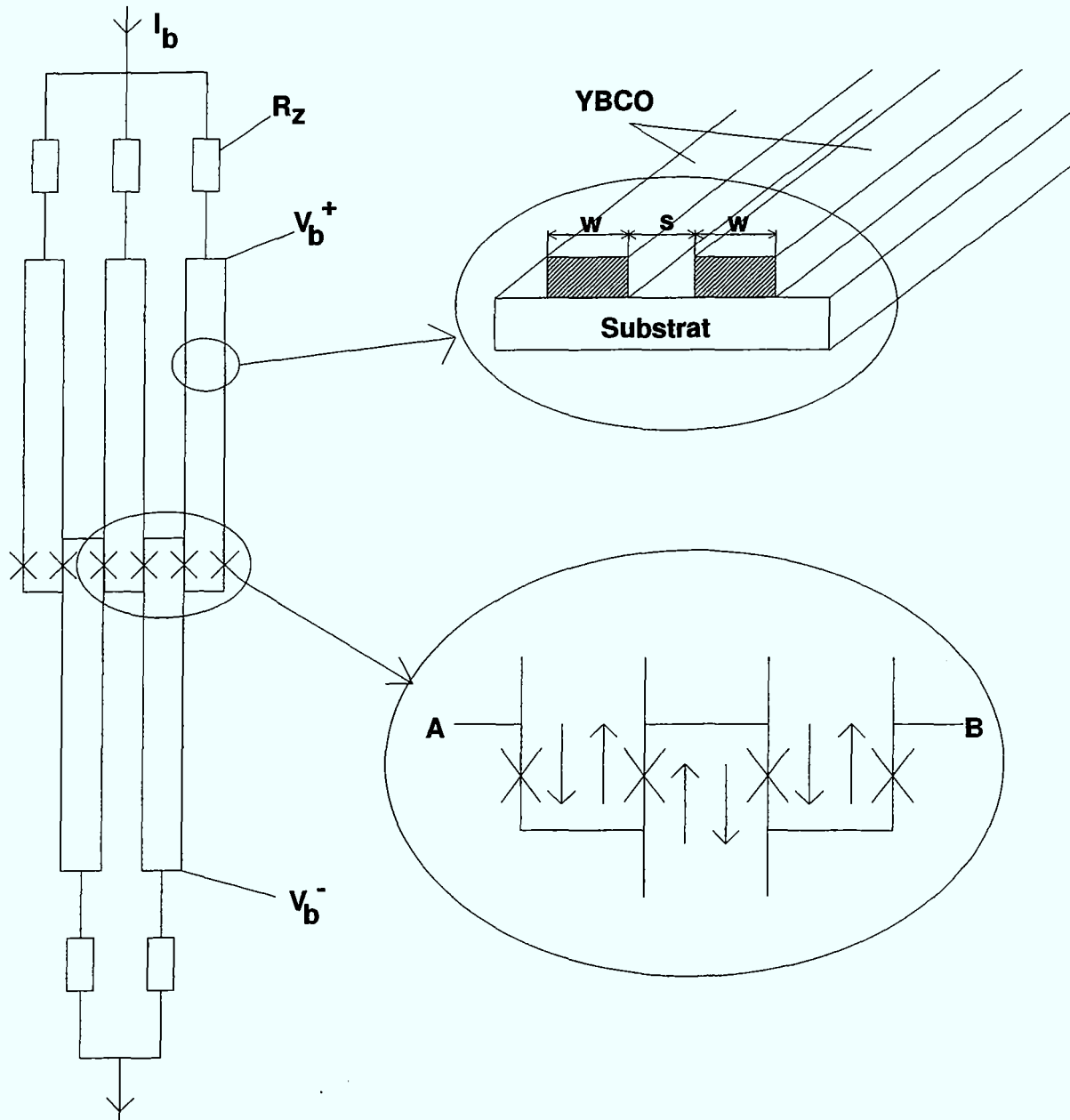


Abb. 6.1: Paralleles Stromspeiseschema: rechts oben einen vergrößerten Ausschnitt der Induktivitätsschleifen, die eine koplanare Streifenleitung bilden. Rechts unten ein Schema das die Auswirkungen der Resonanzen widerspiegelt.

Die Resonanzfrequenzen sind durch die geometrische Länge l und die effektive dielektrische Konstante ϵ_{eff} über

$$f_{\text{res},n} = \frac{nc_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} 2(l + \Delta l)} \quad (6.1)$$

gegeben. Dabei ist n eine natürliche Zahl und kennzeichnet die Zahl der Knoten der Wellenlänge im Resonator. Δl entspricht einer zusätzlichen effektiven Länge, verursacht durch die Kapazitäten der Josephson - Kontakte und die Induktivität der Kurzschlußstücke. Die effektive dielektrische Konstante einer koplanaren Streifenleitung, wie in Abb. 6.1 gezeigt ist [GUP79]:

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{\epsilon_{\text{Sub}} + 1}{2} \quad (6.2)$$

Das in Abb. 6.1 abgebildete Array besteht aus mehreren koplanaren Resonatoren, die über ein sehr kleines Längenstück miteinander verbunden (gekoppelt) sind (Abb. 6.1 rechts unten). Die Kopplung der einzelnen Resonatoren ist deshalb relativ schwach, welches sich in durch eine kleine gegenseitige Induktivität L_g der Schleifen ausdrückt. Man kann somit das Array in erster Näherung mit einer Parallelschaltung von koplanaren Resonatoren beschreiben und Gl. 6.1 und 6.2 benutzen. Wird der Strom in Abb. 6.1 durchgefahren so springen die Kontakte nach Erreichen des totalen kritischen Stromes aller Kontakte in den spannungsbehafteten Zustand, wo die Kontakte nach 2.2 mit einer zur Spannung proportionalen Frequenz oszillieren. Immer wenn nun die Josephson - Oszillationen gleich der Resonanzfrequenz $f_{\text{res},n}$ ist, kommt es zu einer Wechselwirkung des Resonators mit den Kontakten (Kap. 2.4.2). Diese Auswirkungen des Resonators beeinflussen die Dynamik des Systems nachhaltig. Zum einen wird durch die Anordnung der Resonatoren (schwache Kopplung) eine Mode bevorzugt angeregt. Diese ist in Abb. 6.1 rechts unten angedeutet. Die Mode zeigt ein Schwingungsverhalten bei der jeder Nachbarkontakt um eine halbe Periode versetzt schwingt. Es addieren sich somit die Wechselspannungen von A nach B in Phase auf. Der entscheidende Vorteil der Resonanzen ist also die Phasensynchronisation der Kontakte ohne äußere hochfrequente Kopplungsschleife. Ähnliche Anordnungen stellen die von Darula [DAR93] [DAR95] vorgeschlagenen Josephson - Kontakten in einer supraleitenden Schleife dar.

Ein weiterer großer Vorteil ist die Reduktion der Linienbreite durch den Resonator. Je nach Güte werden Frequenzen außerhalb der Resonanzfrequenz durch die hohe Induktivität der Schleife abgeschnitten. Es kommt so zu einer sinusförmigen Ausbildung des Wechselstromes und einer mehr spektralreinen Linie. Weiter stabilisieren die Resonanzen das Synchronisieren gegen äußere Störungen und Fluktuationen wie z. B. das thermisches Rauschen. Es sollte somit möglich sein bei hohen Temperaturen noch hohe Kopplungsstärken zu erzielen. Das Schaltungsschema hat natürlich auch Nachteile, so geht einer der stärksten Vorteile des Josephson - Oszillators, die Frequenzeinstellbarkeit bis auf diskrete Frequenzen verloren.

Das Ersatzschaltbild ist in Abb. 6.2 aufgetragen. Die koplanare Streifenleitung wird durch viele Segmente, bestehend aus einer Kapazität C_{strip} , Induktivität L_{strip} und einem Widerstand R_{strip} , approximiert [KAU94]. R_{strip} stellt dabei den durch das YBCO verursachten Oberflächenwiderstand dar. Dieser Beitrag wird vor allem bei hohen Frequenzen von Bedeutung sein. Die notwendige Anzahl der Segmente für Simulationen wird so bestimmt, daß zu hohen Frequenzen keine Tiefpaßeffekte durch C_{strip} und L_{strip} auftreten. Das geschieht in

der Praxis durch schrittweise Erhöhung der Anzahl der Segmenten solange bis sich die simulierten Kennlinien nicht mehr verändern. In der vorliegenden Arbeit erwies sich eine Anzahl von 80 Segmenten als eine gute Abschätzung.

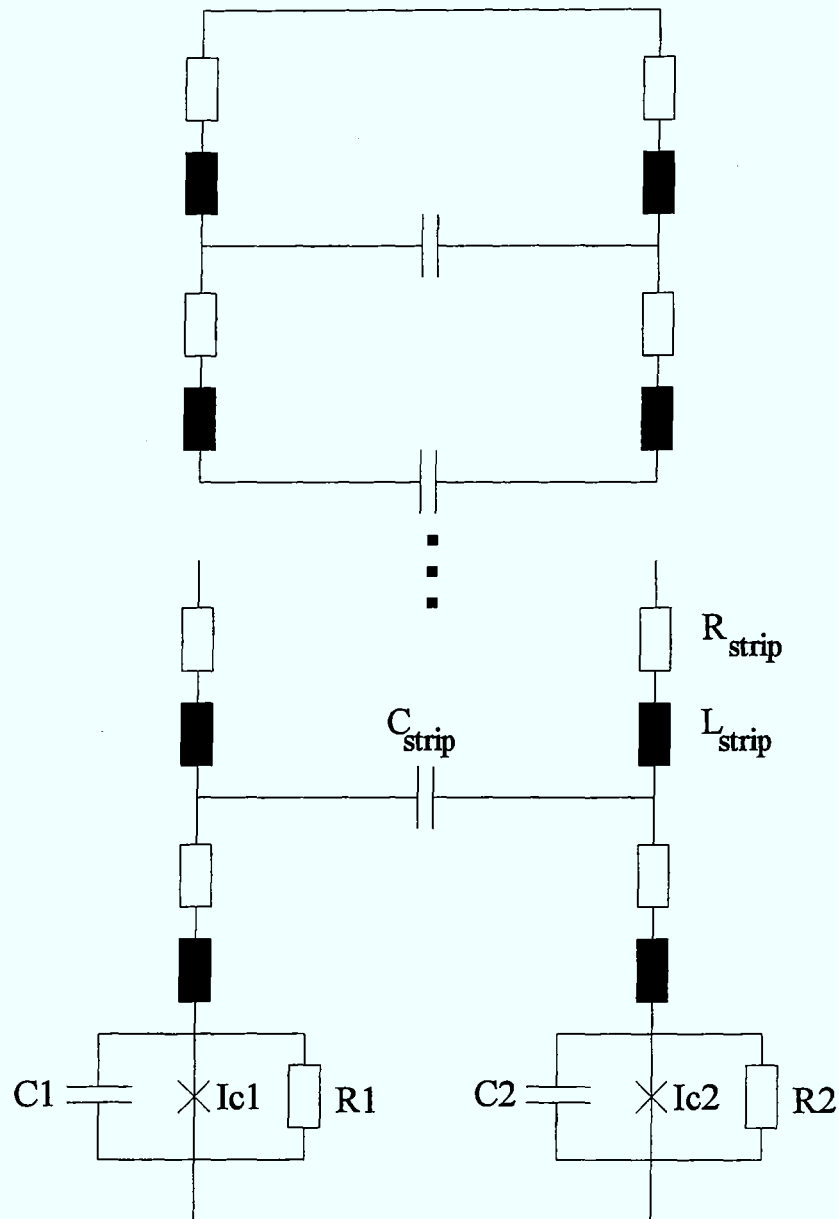


Abb. 6.2: Ersatzschaltbild einer koplanaren Streifenleitung, die an einem Ende kurzgeschlossen und an dem anderen Ende mit zwei Josephson - Kontakten abgeschlossen ist.

6.2. Die elektrische Charakterisierung des parallelen Speiseschema

Es wurden Arrays mit 2, 4, 6 und 10 Josephson - Kontakten auf unterschiedlichen Substraten mit verschiedenen Kontakttypen hergestellt. Die wichtigsten Parameter der Arrays sind in Tab. 6.1 aufgelistet. Zwei I - V - Kennlinien eines Arrays aus 6 Stufen - Kontakten auf LAO zeigt Abb. 6.3. Abb. 6.3a zeigt die Kennlinie unmittelbar nach Aufbringen der YBCO - Schicht. Im

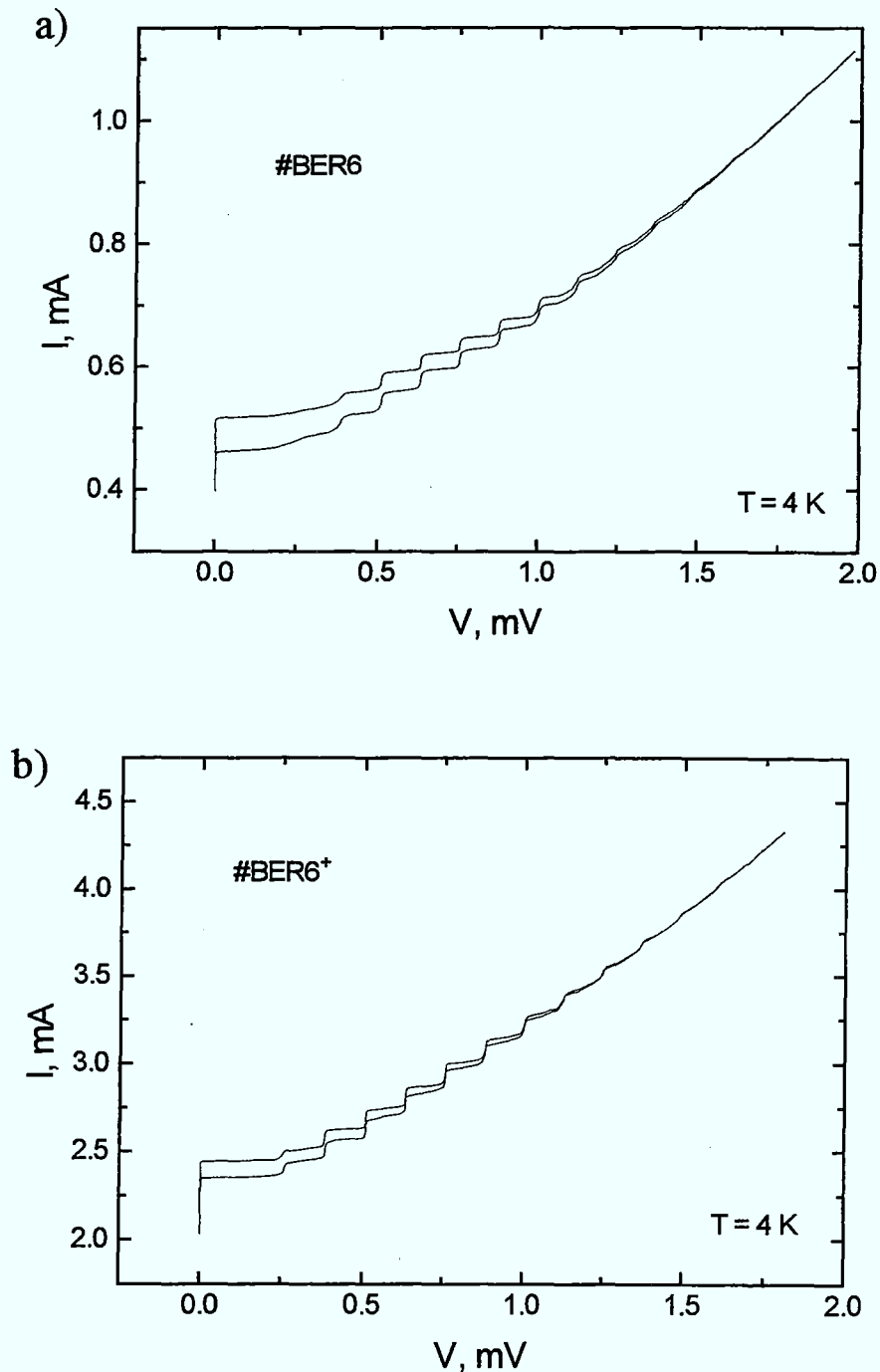


Abb. 6.3: Aufnahmen der I - V Kennlinie der Probe BER6 vor (a) und nach (b) einer 2 - stündigen Sauerstoffbeladung bei 400 C .

Laufe der Zeit verschlechterte sich der Zuleitungswiderstand R_Z und deshalb wurde ein Temperschnitt eingelegt, der nicht nur R_Z korrigierte, sondern auch I_C und R des Arrays stark beeinflusste. Dies spiegelt sich in Abb. 6.3.b wieder. Die Parameter sind in Tab. 6.1 zur Übersicht angeordnet. Der Hauptunterschied zwischen beiden Kennlinien liegt in dem geänderten McCumber Parameter β_C , der stark vom normalleitenden Widerstand der Kontakte abhängt. Am Verlauf der Kennlinien (Hysteresen und dem Annähern an R) ist zu erkennen, daß β_C nach dem Tempern kleiner geworden ist. Die Wechselwirkung des Resonators mit den Josephson - Kontakten führt zu Stromstufen an den Resonanzfrequenzen. Diese Stromstufen können als selbstinduzierte Shapiro - Stufen aufgefaßt werden. Es zeigt sich das typische Bild des in Kapitel 2.4.2 diskutierten Falls resonator - gekoppelter Kontakte. Die Stufen werden verursacht durch die Parallelschaltung des Resonatorwiderstandes und des dadurch verminderten Cooper - Paarstromes im Resonanzfall.

Tabelle 6.1: Parameter der verwendeten Arrays

Probe	Anzahl N	I_C [mA]*	R [Ω]*	$I_C R$ [mV]*	Substrat	Kontakttyp
BER4	4	0.0775	13.7	1.06	LAO	Stufen
BER6	6	0.0855	11.25	0.96	LAO	"
BER4 ⁺	4	0.306	3.9	1.19	LAO	"
BER6 ⁺	6	0.392	2.8	1.10	LAO	"
BER10 ⁺	10	1.2	1.1	1.32	LAO	"
BER4'	4	0.225	4.2	0.95	LAO	"
BER6'	6	0.25	3.6	0.9	LAO	"
MGO10	6	0.322	4.5	1.45	MgO	Bikristall

*Gemittelte Werte für die Einzelkontakte

⁺Nach 2 - stündigem Sauerstofftempern bei 400 °C

' Nach Aufbringen der Kopplungsschleife

An den Arrayproben wurde über einen Zeitraum von einem dreiviertel Jahr Messungen durchgeführt und dabei starke Alterungseffekte festgestellt. Vor allem die unbehandelten Proben mit Anfangs sehr hohen Widerständen zeigten innerhalb einer Woche große Veränderungen, vor allem im Kontaktwiderstand. Die fehlende bzw. mangelhafte Passivierung der HTSL - Materialien stellt nach wie vor ein großes Problem dar. Abb. 6.4 zeigt die gealterte (Vergleich Tab. 6.1) Kennlinie des Arrays aus 4 Stufenkontakten. Da es sich für Gleichströme um eine Parallelschaltung handelt, werden in den Strom - Spannungs - Kennlinien die Summe aller Ströme durch die einzelnen Kontakte und die Spannungen über den einzelnen Kontakten gemessen. Im Falle RSJ - förmiger Kennlinien ist somit die Beschreibung des Parallelarrays durch einen einzelnen Kontakt möglich. Zusätzlich ist in Abb. 6.4 die Simulation einer Kennlinie, mit dem normalleitenden Widerstand, eines einzelnen Josephson - Kontaktes mit β_C

= 0.55 eingezeichnet. Es lassen sich sehr schön die Reduktionen des Cooper - Paarstromes an den Resonanzfrequenzen gegenüber einer ungestörten Kennlinie zeigen. Aus dem Vergleich mit der Simulation lassen sich folgende gemittelte Parameter für das Array herleiten: $I_C = 0.225$ mA, $R = 4.22 \Omega$, $I_C R = 0.95$ mV und $\beta_C = 0.55$.

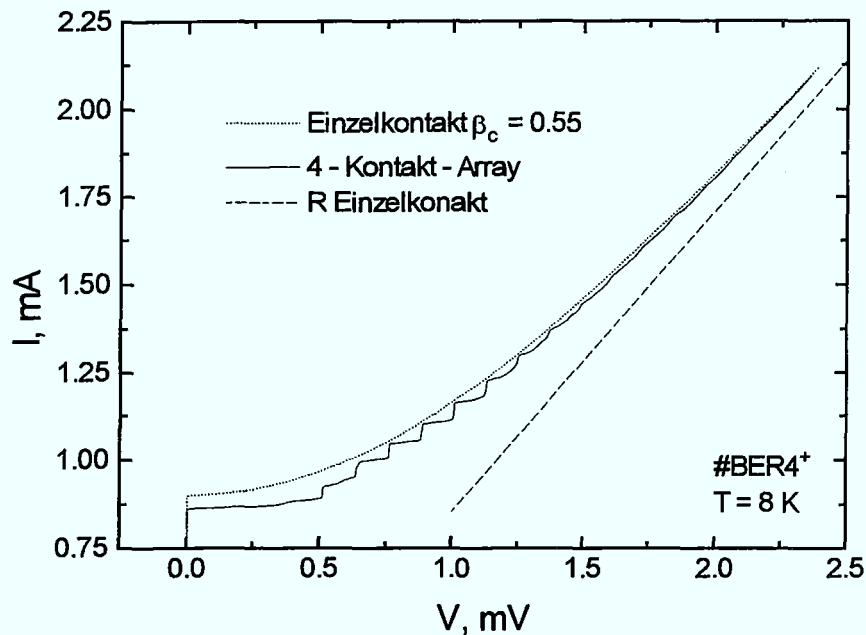


Abb. 6.4: Strom - Spannungs - Kennlinie eines Arrays bestehend aus 4 Josephson - Stufenkontakten (durchgezogene Linie), die Kennlinie einer Simulation eines Einzelkontaktes (gepunktete Linie) und der normalleitende Widerstand des Einzelkontaktes (gestrichelte Linie).

Die geometrischen Längen l der koplanaren Resonatoren sind $682 \pm 2 \mu\text{m}$. Die Kontaktbreiten und damit die Breiten des YBCO - Filmes sind $w = 5.7 \mu\text{m}$ und der Abstand $s = 4.3 \mu\text{m}$. Damit errechnet sich die charakteristische Impedanz der Mikrostreifenleitung Z_0 zu 62Ω [GUP79]. Zur Ermittlung der fundamentalen Resonanzfrequenz wird von einer Dielektrizitätskonstanten ϵ_{LAO} von 24.5 [DEG94] ausgegangen und unter Berücksichtigung der endlichen Filmdicke [GUP79] von $0.2 \mu\text{m}$ ergibt sich eine korrigiertes $\epsilon_{\text{LAO}} = 23.6$ für eine koplanare Streifenleitung. Mit Gl. 6.1 und 6.2 erhält man, unter Vernachlässigung der Randeﬀekte des Resonators, die fundamentale Resonanzfrequenz $f_0 = 62.7 \pm 0.2$ GHz. Alle $I - V$ - Messungen zeigen, daß die höheren Harmonischen der Resonanzen $f_{\text{res},n}$ nicht gleich natürliche Vielfache der fundamentalen Resonanzfrequenz f_0 sind, sondern bei niedrigeren Resonanzfrequenzen liegen. Diese Verschiebung der Resonanzfrequenz zu kleineren Werten hin wird mit steigender Frequenz stärker. Um die Ursachen genauer zu untersuchen wird die Resonanzfrequenz mit einem Modell eines dissipativen Resonators verglichen. Dazu benutzt man das Ersatzschaltbild (Abb. 6.2) der koplanaren Streifenleitung und vernachlässigt in erster Ordnung die Einflüsse der Kontakte. Es ergibt sich folgende Propagationskonstante γ [COL66]:

$$\gamma = \alpha + i\beta = \sqrt{(R'_{\text{cop}} + i\omega L')(i\omega C')} \quad (6.3)$$

Mit α : Abschwächungskonstante, β : Phasenkonstante und R'_{cop} , L' , C' dem Widerstand, der Induktivität und der Kapazität pro Länge (die Leitfähigkeit pro Länge G' wird als Null angenommen). Im Resonanzfall gilt $\beta l = n\pi$ und daraus folgt (Anhang E):

$$f_{\text{res},n} = n f_0 \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{R_{\text{cop}}}{2n\pi Z_0}\right)^2}} \quad (6.4)$$

Mit der fundamentalen Resonanzfrequenz $f_0 = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} 2l} = \frac{1}{2\sqrt{LC}}$

Es läßt sich also zeigen, daß unter Berücksichtigung der Verluste im Resonator die Resonanzfrequenzen zu kleineren Werten verschoben werden. Eine quantitative Aussage über R_{cop} ist nicht möglich, da die Dispersion der effektiven dielektrischen Konstante ϵ_{eff} einer koplanaren Streifenleitung auf LAO nicht bekannt ist [WEN69], [HAS86]. Eine ungefähre Bestimmung von R_{cop} , das hauptsächlich vom Oberflächenwiderstand des YBCO's herrührt, ist trotzdem über die Auswertung der Resonanzstufenhöhen möglich. Wie in Kap. 2.4.2 gezeigt hängen die selbstinduzierten Shapiro - Stufenhöhen nur vom Verhältnis des Kontaktwiderstandes und der Schwingkreisverluste R_c ab. Im Grenzfall vernachlässigbarer Kapazitäten kann eine analytische Formel für die Resonanzstufenhöhe angegeben werden [LON79]:

$$I_{\text{res}} = I_c \left\{ \sqrt{\Omega^2 + 1} + \Omega_c - \sqrt{(\Omega + \Omega_c)^2 + 1} \right\} \quad (6.5)$$

Wobei $\Omega_c = V/I_c R_c$ ist, mit $V = V_{\text{res}}$. Dieser Zusammenhang ist bereits in Abb. 2.14a graphisch aufgetragen. Weiter zeigt Abb. 2.14a, daß kleine Werte von β_c eine nur kleine Abweichung verursachen und deshalb werden folgende Abschätzungen mit Gl. 6.5 angenähert. Aus den Resonanzstufenhöhen wird nun mit Gl. 6.5 ein totaler Widerstand der koplanaren Streifenleitung R_{cop} berechnet. Dieser Widerstandswert liefert mit [GUP79]

$$R_{\text{cop}} = 0.92 \frac{1}{s} R_s \quad (6.6)$$

eine Abschätzung für den Oberflächenwiderstand des YBCO - Filmes R_s . In Tab. 6.2 und Tab. 6.3 ist R_s der Proben BER4 und BER6 bei verschiedenen Resonanzfrequenzen aufgelistet. Es konnten nur die Resonanzstufen bei höheren Frequenzen ausgewertet werden, da bei niedrigen Frequenzen die Resonanzstufen nicht voll ausgebildet sind.

Tabelle 6.2: Resonanzstufenhöhen und Oberflächenwiderstände von BER4

f_{res} (GHz)	I_{res}/I_c (%)	R_{cop}/R	$R_s(f_{\text{res}})$ (Ω)	$R_s(500 \text{ GHz})^*$ (Ω)
484.4	5.2	5.1	0.96	1.02
541.0	4.75	5.45	1.02	0.87
597.0	3.7	5.1	0.96	0.91
651.9	3.4	7.25	1.36	0.80

*es wird eine quadratische Abhängigkeit des Oberflächenwiderstandes R_s von f angenommen.

Tabelle 6.3: Resonanzstufenhöhen und Oberflächenwiderstände von BER6

f_{res} (GHz)	I_{res}/I_c (%)	R_{cop}/R	$R_s(f_{\text{res}})$ (Ω)	$R_s(500 \text{ GHz})^*$ (Ω)
484.4	5.4	4.75	0.73	0.79
541.0	4.0	6.35	0.98	0.84
597.0	3.3	7.47	1.15	0.80

*es wird eine quadratische Abhängigkeit des Oberflächenwiderstandes R_s von f angenommen.

Es ergibt sich ein R_s bei 500 GHz, das zwischen 0.8 Ω und 0.9 Ω liegt. Interessant ist in dem Zusammenhang, daß nach dem 2-stündigem Tempern eine deutliche Reduzierung des Oberflächenwiderstandes beobachtet wird. In Abb. 6.5 sind für BER6⁺ die Werte des R_s nach

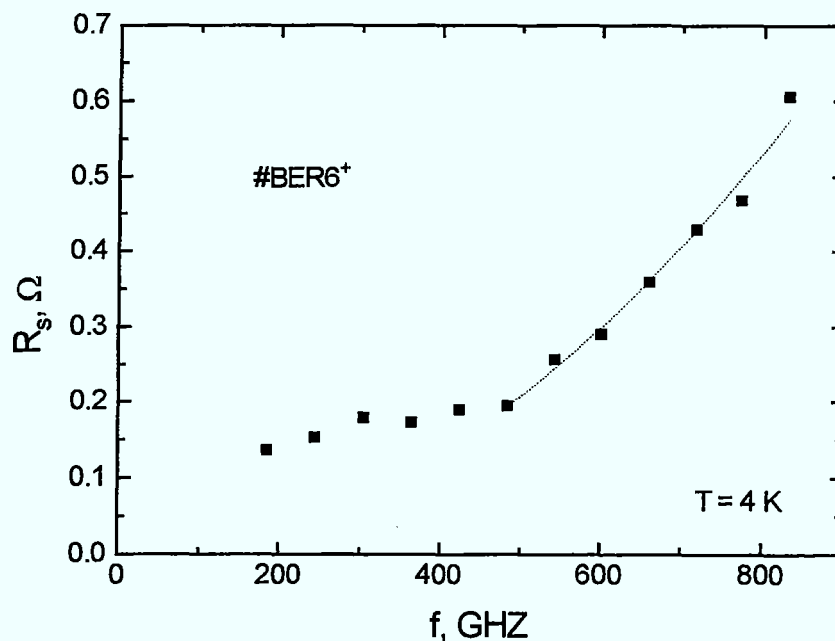


Abb. 6.5: R_s , gewonnen aus Resonanzstufenhöhen, gegen Frequenz f . Die gepunktete Linie stellt einen quadratischen Fit dar mit $R_s = 210 \text{ m}\Omega$ bei 500 GHz.

dem oben beschriebenen Formalismus, gegen die Frequenz aufgetragen. Bei hohen Frequenzen und voll ausgeprägten Stufen ergibt sich, unter der Annahme einer quadratischen Frequenzabhängigkeit, ein R_S (500 GHz) = 210 m Ω , welches um den Faktor 4 unter dem Wert vor dem Tempern liegt. Ähnliche Auswertungen des 4 - Kontaktarrays BER4⁺ ergaben R_S = 185 m Ω . Einen Oberflächenwiderstand von 200 m Ω bei 500 GHz entspricht ein R_S (10 GHz) = 80 $\mu\Omega$ (wieder mit der Annahme einer quadratischen Frequenzabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes). Diese Werte liegen zwar in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen an Mikrostreifenleitungsresonatoren, die einzelne Josephson - Kontakten als Sensor benutzten [EDS94b], doch dürfen im Hinblick auf der Einfachheit des Modells, die erhaltenen Werte für R_S nur als Richtwerte dienen.

Eine weitere Möglichkeit die Parameter der Arrays zu bestimmen, geht über den Vergleich der I - V Kennlinien mit Simulation nach dem Ersatzschaltbild in Abb. 6.2. Diese Methode erweist sich jedoch als sehr mühsam, da zum einen die Simulationen viel Zeit in Anspruch nehmen und zum anderen man sich langsam an die Kontaktparameter "herantasten" muß. Abb. 6.6 zeigt eine Kennlinie der Probe BER4⁺ und eine Simulation mit einem angenommen Oberflächenwiderstand R_S = 0.37 Ω bei 500 GHz. Die Abhängigkeit von R_S prop. f^2 ergibt eine hervorragende Übereinstimmung. Es zeigen sich in den Simulationen auch die Hysteresen, die vor allem bei BER6 auftreten.

In Abb. 6.7 ist eine Strom - Spannungs - Kennlinie eines 6 - Kontaktarrays mit Bikristall - Josephson - Kontakten dargestellt. Als Substrat wurde MgO gewählt und entsprechend der dielektrischen Konstante von ϵ_{MgO} = 9.6 [LID93] tritt die fundamentale Resonanzfrequenz bei $\sim$ 94 GHz auf.

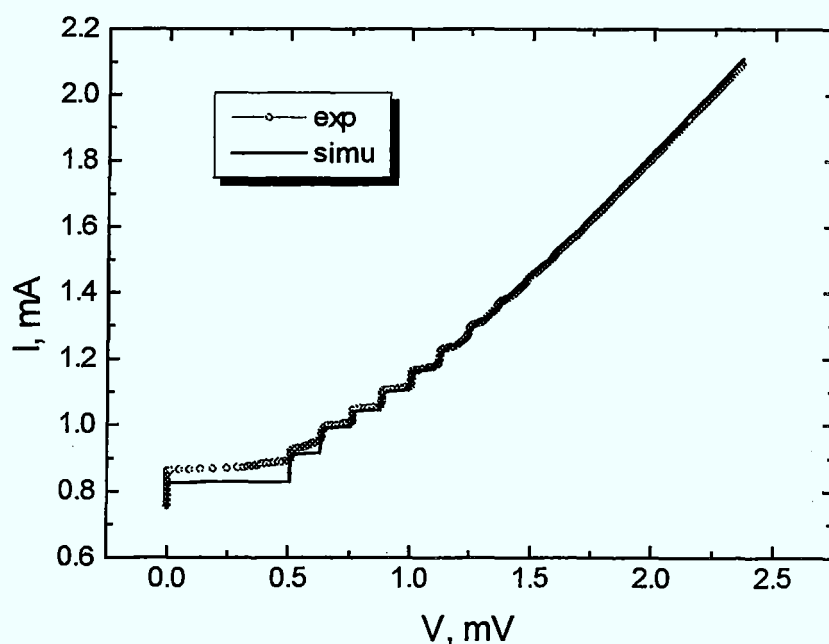


Abb. 6.6: Experimentelle Kennlinie (Punkte) und Simulation (durchgezogene Linie) eines 4 - Kontaktarrays. Das angenommene R_S beträgt 0.37 Ω bei 500 GHz.

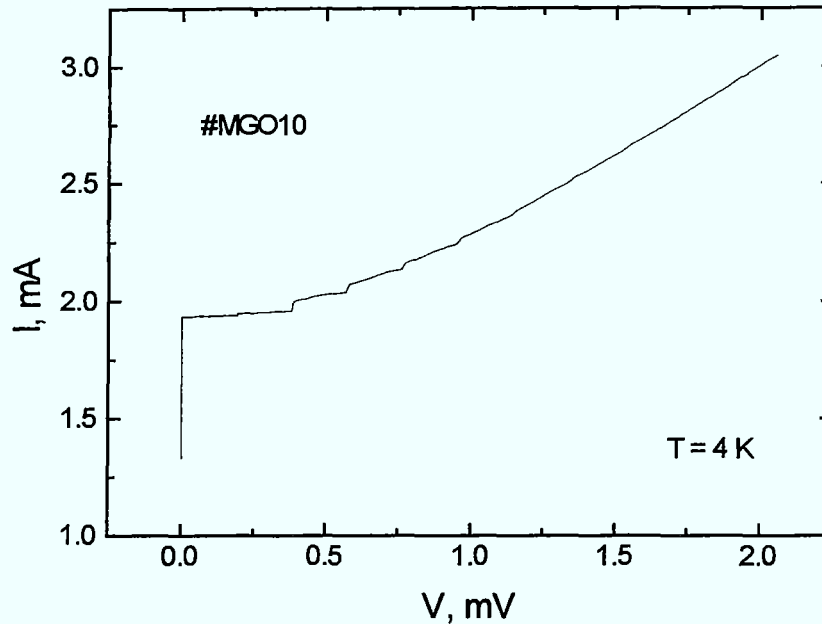


Abb. 6.7: Kennlinie des 6 - Bikristall - Kontaktarrays #MGO10 auf MgO.

Es bleibt festzuhalten, daß das vorgeschlagene Schema einen intrinsischen Kopplungsmechanismus besitzt, der für eine In - Phasen Synchronisation der Josephson - Kontakte sorgt. Diese Wechselwirkung äußert sich, an den Resonanzfrequenzen, durch das Auftreten von selbstinduzierten Shapiro - Stufe, deren Steilheit durch die Güte $Q(f) = Z_0/R_{\text{cop}}(f)$ bestimmt wird. Die Güte wird durch das quadratische Ansteigen von R_{cop} zu hohen Frequenzen schnell kleiner ($Q = 1$ bei 500 GHz). Im Bereich der Resonanzstufen besitzt die Strom - Spannungs - Kennlinie, je nach $Q(f)$, einen sehr geringen differentiellen Widerstand und damit verbunden eine sehr kleine Linienbreite. Da der normalleitende Widerstand oder der differentielle Widerstand eines einzelnen Kontaktes im Array nicht bekannt ist, muß Gl. 2.13 modifiziert werden [KUN95a]. Es ergibt sich

$$\Delta f = \frac{4\pi R_{\text{dII}}^2}{\Phi_0^2 R_{\text{II}}} k_B T \quad (6.7)$$

mit $R_{\text{II}} = R/N$, $R_{\text{dII}} = R_{\text{d}}/N$. Mit gemessenen Werten von $R_{\text{dII}} = 60 \text{ m}\Omega$ und $R_{\text{II}} = 1 \text{ }\Omega$ aus Abb. 6.6 erhält man $\Delta f = 3 \text{ MHz}$ bei 500 GHz. Bei 4 K ergab eine Abschätzung für den differentiellen Widerstand Werte bis $10 \text{ m}\Omega$ bei 500 GHz, was einer theoretische Linienbreite von 16 kHz entspricht. Um Linienbreiten von der Größenordnung wenige MHz bei 20 K zu erreichen, müßte man nach Gl 2.23 mit herkömmlichen Serienschaltungen, mindestens 500 Josephson - Kontakte miteinander synchronisieren (Annahme $I_c = 1 \text{ mA}$, $R = 1 \text{ }\Omega$). Serienschaltungen verlangen Streuungen im I_c von weniger als 10 %, was zum derzeitigen Standpunkt der Kontakttechnologie mit HTSL nicht möglich ist.

6.3. Experimente mit 4 und 6 Josephson - Kontakten

Ein entscheidender Vorteil des oben beschriebenen Arrays ist die Phasensynchronisation der Josephson - Kontakte ohne externe Kopplungsschleife. Dies äußert sich, unter anderem, im Auftreten von selbstinduzierten Shapiro - Stufen in den Kennlinien. Um ähnliche Experimente, wie im Kap. 5 gezeigt, durchführen zu können, wird ein 10 Kontaktarray zwischen dem sechsten und siebten Kontakt aufgetrennt (Abb. 6.8). Es ist jetzt möglich die zwei Arraysegmente A1 (6 Kontakte) und A2 (4 Kontakte) wieder unabhängig voneinander zu speisen und so die Wechselwirkungen zwischen zwei phasensynchronisierten Arrays zu untersuchen. Die Wechselwirkungen können über eine induktive Goldschleife ausgetauscht werden, die nachträglich auf den Kontakten aufgedampft wird. Die 500 nm dicke Goldschleife ist durch eine 400 nm dicke SiO - Schicht galvanisch von den Kontakten isoliert und besitzt eine abgeschätzte Induktivität von 10 pH und einen Widerstand von $2\ \Omega$. Ein erwünschter Nebeneffekt der Rückkopplungsschleife ist der zusätzliche Synchronisationsmechanismus über den hochfrequenten Wechselstrom, der dafür sorgt, daß das Array auch außerhalb der Resonanzen gleichphasig schwingt (Kap. 2.6). Die Synchronisation wird folgendermaßen untersucht. Durch ein Array wird ein fester Strom I_f eingestellt, was zu einem festen Spannungsabfall über das Array führt. Der Speisestrom I_b durch das zweite Array wird langsam durchgeföhren und die abfallende Spannungen an beiden Arrays gegen I_b aufgetragen. Die zwei Arrays können mit verschiedenen Methoden gespeist werden. Zum einen können I_f und I_b die selbe Polarität besitzen, dies wird parallele Stromspeisung genannt (Anhang C) oder die Polarität ist verschieden was serielle Stromspeisung entspricht. Die Gesamtspannung über allen 10 Kontakten, im Falle paralleler Speisung, zwischen den Punkten A und B ist Null und Fluktuationen werden durch den externen Widerstand R_{ext} vermindert. Der Grund für die reduzierten Fluktuationen bei parallelen Speisung ist folgender [JAI84]: Die zwei unabhängigen, internen Rauschquellen in den beiden Arrays können als ein Kombination zweier unabhängiger Komponenten dargestellt werden: In - Phase und Anti - Phase. Die Rückkopplungsschleife bildet einen Nebenschluß für In - Phasen Fluktuationen, läßt aber die Anti - Phasen Fluktuationen unverändert. Bei paralleler Speisung hat die In - Phasen Komponente die Tendenz die Spannungen über A1 und A2 zu separieren und ist verantwortlich für Fluktuationen in der Phasendifferenz. Sie wird also durch die Rückkopplungsschleife beeinflußt.

Eine Aufnahme bei 4 K der Arrays BER4' und BER6' zeigt Abb. 6.9. Es wird eine parallele Speisung der Arrays benutzt. Der Einschub zeigt die Spannungen der beiden Arrays gegen den Speisestrom I_b . Die gepunktete Linie stellt das, mit konstantem Strom gespeiste, Array A2 dar und die durchgezogenen Linie zeigt die Resonanzen von A1. Die Abbildung selbst zeigt einen

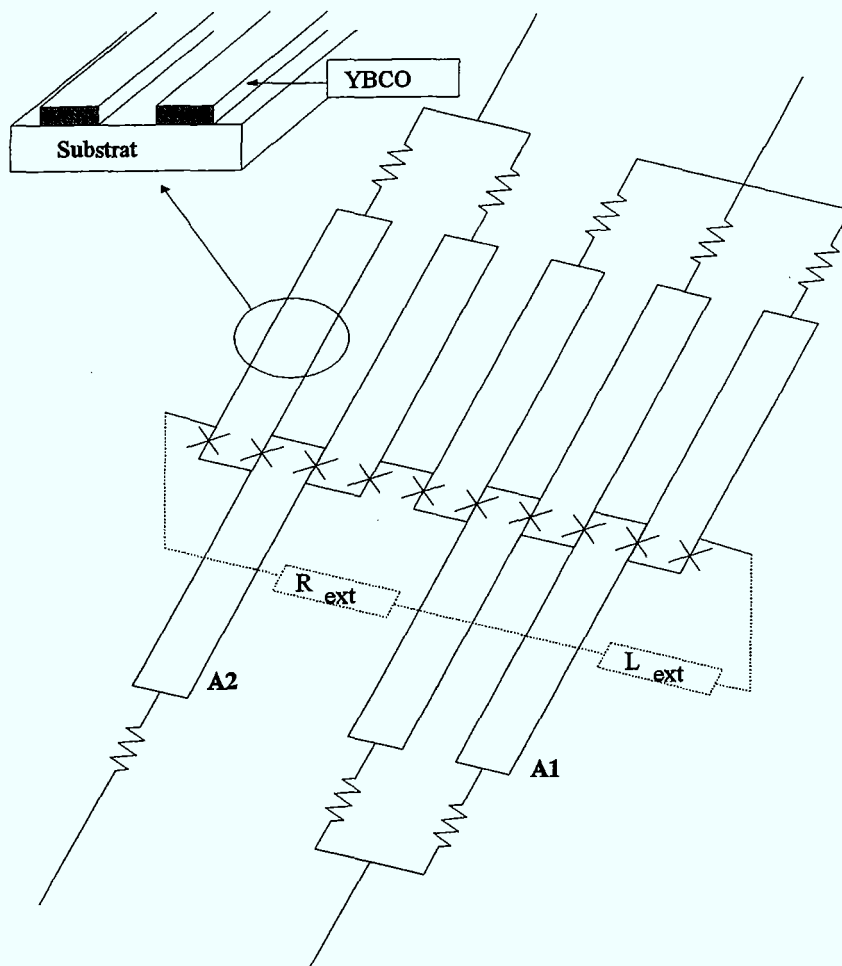


Abb. 6.8: Schemazeichnung des Arrays A1 und A2

vergrößerten Ausschnitt des Bereiches über dem die beiden Spannungen sich annähern. An der Resonanzstufe kommt es durch die Kopplungsschleife zu einer mutuellen Phasensynchronisation der beiden Arrays, deren DC - Auswirkungen für beide Arrays die selbe Spannung liefert. Dieser Synchronisationsbereich $2I_L$ wird wieder Kopplungsstärke genannt und die gemittelte Spannung V_L Kopplungsspannung. Synchronisation wird bis fast 1 THz bei 4 K beobachtet. In diesem Frequenzbereich sind die Oberflächenverluste bereits so groß, daß die ohnehin kleinen Resonanzen stark ausgeschmiert sind. Auch kommen die Verluste in der Kopplungsschleife bei einem THz zu tragen, die die Wechselströme dämpfen und eine gegenseitige Wechselwirkung eliminieren. Es werden jedoch Anziehungseffekte (pulling) der beiden Kennlinien bis über 1.2 THz beobachtet. Pulling bedeutet, daß bei Annäherung der beiden Kennlinien es zu einer Wechselwirkung zwischen den beiden Arrays kommt, die aber nicht ausreicht beide Äste auf dieselbe Spannung zu zwingen.

Ein Vorteil dieses Kopplungsmechanismus ist die erhöhte Stabilität gegenüber Fluktuationen. Strom - Spannungs - Kennlinien bei 20 K zeigen immer noch steile Resonanzstufen bis 600 GHz. Abb. 6.10 zeigt den Spannungsverlauf beider Arrays (A1 und

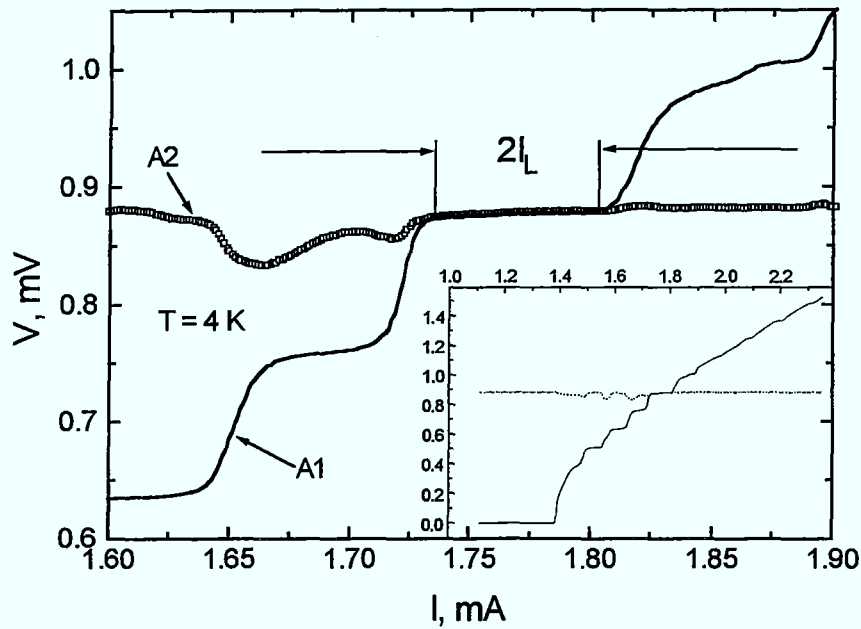


Abb. 6.9: Die I - V Kennlinie eines 4 - Kontaktarrays (A2) und eines 6 - Kontaktarrays (A1) bei $T = 4\text{ K}$. A2 wird mit einer festen Spannung von 0.88 mV gespeist, während der Strom durch A1 langsam verändert wird. Die Stufenstruktur ist deutlich sichtbar und die Definition der Kopplungsstärke I_L ist graphisch dargestellt.

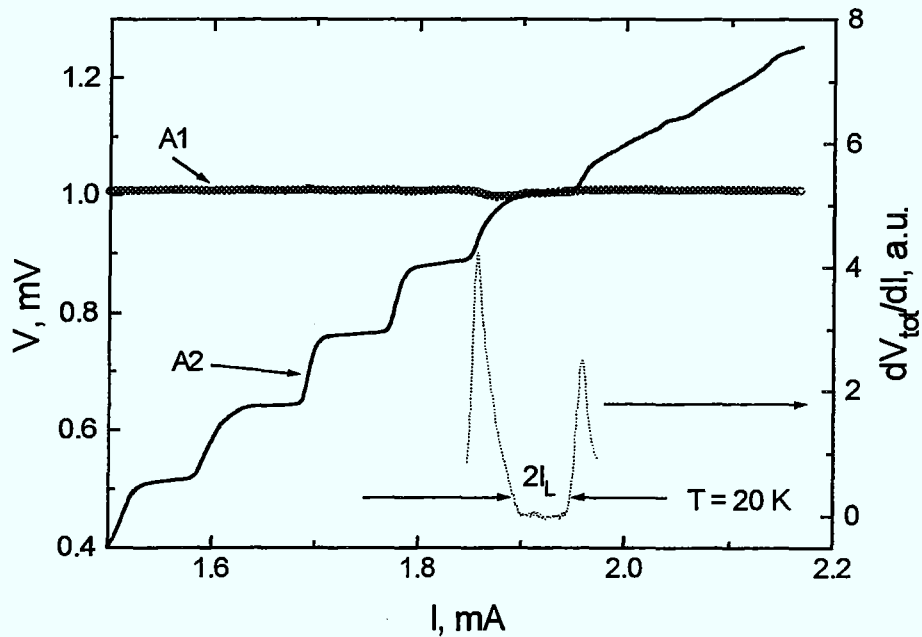


Abb. 6.10: I - V Kurve des 4 - Kontaktarrays (A1) und des 6 - Kontaktarrays (A2), sowie die Ableitung der Gesamtspannung über beide Arrays bei 20 K . In A1 wird ein fester Strom eingeprägt und der Strom I durch A2 durchgeführt. Die Stufenstruktur in der I - V Kennlinie ist deutlich zu sehen.

A2) gegen den Strom durch A1 bei 20 K. Die Arrays wurden wieder in parallel gespeist und die Ableitung der gesamten Spannung V_{tot} gemessen. Die Ableitung dV_{tot}/dI ist ebenfalls in Abb. 6.10 dargestellt. Der Strom durch A1 wird langsam erhöht und es zeigen sich die, durch den Resonator verursachten, selbstinduzierten Stromstufen. A1 ist fest stromgespeist mit einem Spannungsabfall $VA1$ von ~ 1 mV. Wenn sich die Spannungen von A1 und A2 nähern, fällt die Ableitung der Gesamtspannung über einen Bereich $2I_L$ auf Null und zeigt damit die Synchronisation zwischen A1 und A2 an.

Ist das Rauschen klein und die Kopplungsschleife rein induktiv sind die Spannungen $VA1$ und $VA2$ im Kopplungsbereich eine lineare Funktion des Speisestromes mit einer konstanten Steigung dV/dI [JAI84]. Diese Steigung ist immer kleiner als der differentielle Widerstand des ungestörten Arrays. Wenn die resistive Komponente der Kopplungsadmittanz signifikant ist, d. h. größer als die Kopplungsreaktanz, kommt es zu einer Krümmung im Kopplungsbereich. Die Dissipation nimmt im Kopplungsbereich zu, wenn die Kopplung induktiv ist und ab im Fall kapazitiver Kopplung. Abb. 6.11 zeigt den vergrößerten Ausschnitt der Synchronisation beider Arrays bei 20 K. Deutlich ist zu erkennen, daß die Dissipation zunimmt, wie es von einer induktiven Kopplungsschleife erwartet wird. In der Mitte des Kopplungsbereiches ist der differentielle Widerstand im Vergleich zu einer ungestörten Kennlinie herabgesetzt.

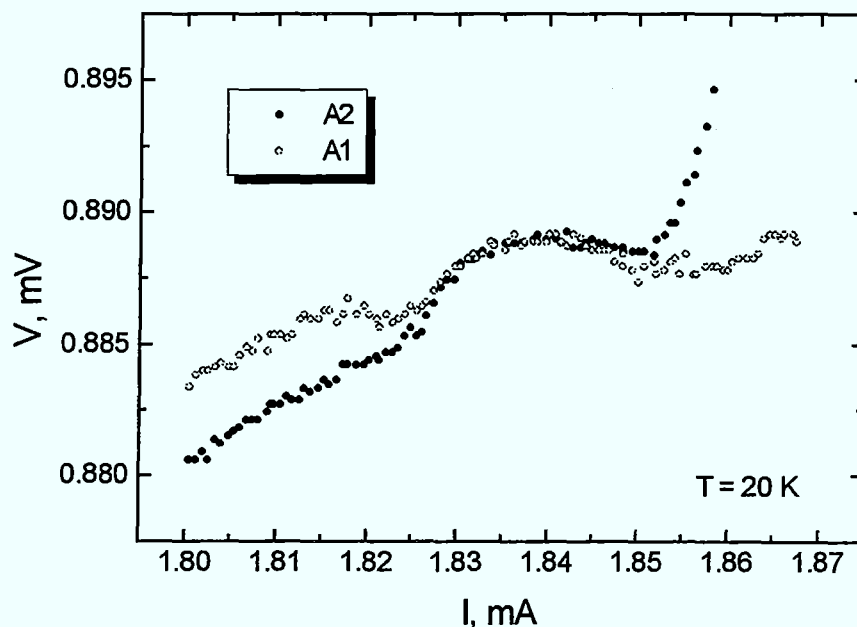


Abb. 6.11: Vergrößerter Ausschnitt des Kopplungsbereiches bei 20 K. Der induktive Einfluß der Kopplungsschleife verursacht einen nach oben gekrümmten Bogen [JAI84].

Der Einfluß der Resonanz auf das Synchronisationsverhalten wird auch in der Darstellung von Kopplungsstärke I_L gegen Kopplungsspannung V_L reflektiert. Diese Abhängigkeit bei 20 K ist in Abb. 6.12 gezeigt. Jeder Punkt im Diagramm entspricht eine Strom - Spannungsmessung

wie in Abb. 6.10 gezeigt. Es wird so eine Meßserie von verschiedenen I - V Kennlinien aufgenommen und bei jeder Messung der feste Strom durch A2 etwas variiert. Das bewirkt eine Änderung in der Kopplungsstärke I_L . Maximale Werte für I_L erhält man, wenn die abfallende Spannung über A2 ungefähr der Resonanzspannung entspricht. Liegt die Spannung zwischen den Resonanzen wird VA2 zu einer Resonanz hingezogen, aber I_L ist deutlich kleiner und kann im Extremfall Null betragen. Es ist somit möglich an den Resonanzspannungen alle Werte von 0 bis zu I_{Lmax} zu bekommen. In Abb. 6.12 sind die Resonanzspannungen mit Pfeilen, und die Regionen mit Kopplungen nur an Resonanzen durch eine gestrichelte Linie, gekennzeichnet. Im Bereich gut ausgeprägter Stufen ($0.6 \text{ mV} < V < 1 \text{ mV}$) wird keine Synchronisation außer an den Resonanzen beobachtet. In diesem Spannungsbereich ist die maximale Kopplungsstärke I_{Lmax} durch die Höhe der Resonanzen beschränkt. Außerhalb des Bereichs treten mutuelle Wechselwirkungen auch zwischen den Resonanzen auf.

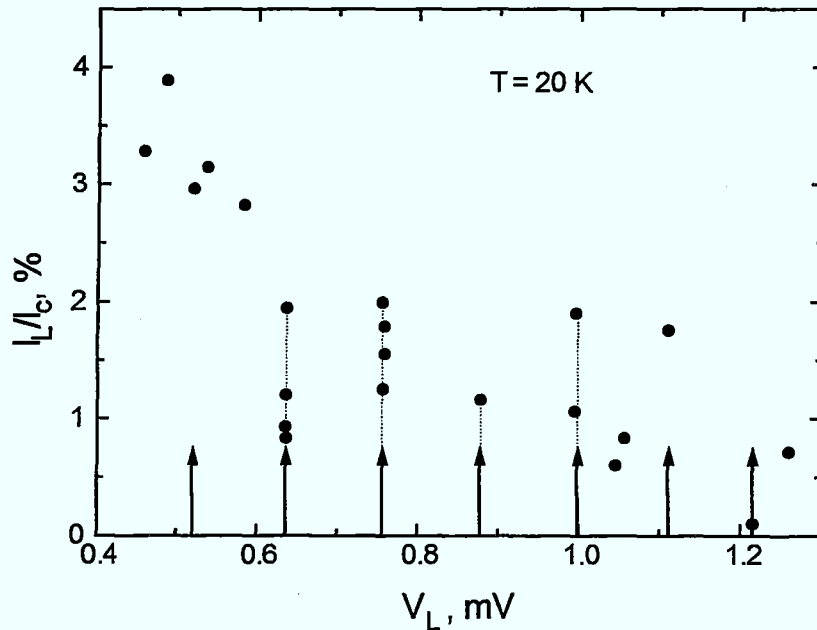


Abb. 6.12: Kopplungsstärke I_L gegen Kopplungsspannung V_L bei 20 K. I_L ist normalisiert auf das gemittelte I_C eines Kontaktes. Pfeile kennzeichnen die Spannungen, an denen in I - V Kennlinien Resonanzen auftreten. Regionen, an der Kopplungen nur an den Resonanzen stattfindet, sind mit gestrichelten Linien markiert.

Resonanzen mit steilen Stufen lassen sich bis etwa 30 K beobachten. Oberhalb sind die Resonanzstufen nicht mehr so ausgeprägt und dominieren das Synchronisationsverhalten nicht mehr. Phasensynchronisation wird nun durch die Goldschleife über beide Arrays herbeigeführt. Im Einschub von Abb. 6.13 ist eine I - V Kurve von A1 und A2 bei 40 K dargestellt. Das gemittelte $I_C R$ Produkt ist $550 \mu\text{V}$ für A1 und $475 \mu\text{V}$ für A2. Abb. 6.13 zeigt auch ohne Einfluß des Resonators wird der differentielle Widerstand im synchronisierten Zustand verringert, was theoretisch zu einer reduzierten Linienbreite führt. Dieses Verhalten ist ähnlich

den Experimenten mit zwei Josephson - Kontakten gekoppelt über eine induktive Rückkopplungsschleife [KUN94c] und wurde mit gleicher Konfiguration von Jain u. a. [JAI84] mit planaren Tief - T_C - Kontakten bereits durchgeführt. Zusätzlich ist auch in Abb. 6.13 die Ableitung über alle 10 Kontakte aufgetragen um die Kopplungsstärke I_L zu ermitteln.

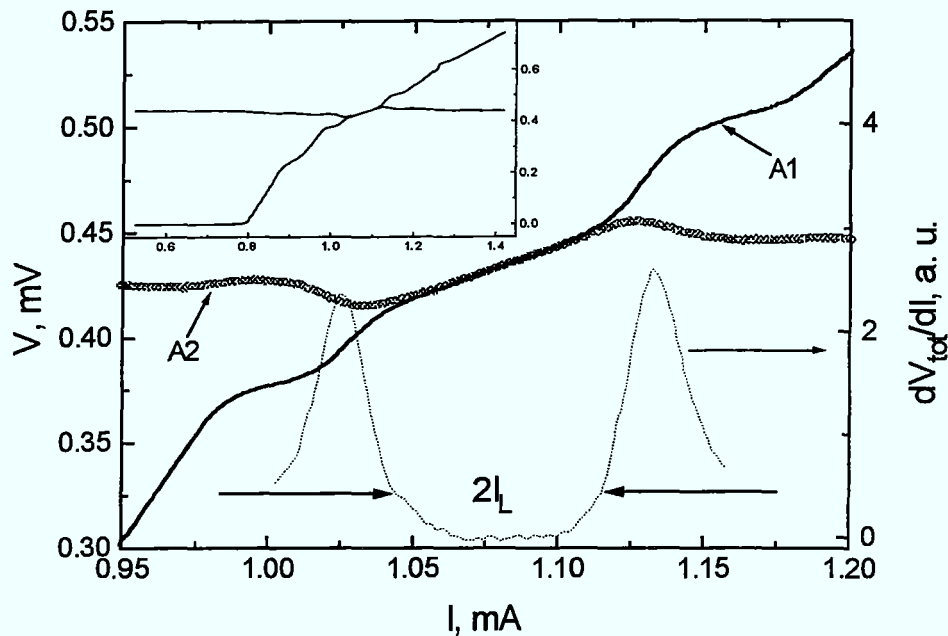


Abb. 6.13: Kopplungsverhalten der zwei Arrays A1 und A2 bei 40 K. Die gestrichelte Linie gibt die Ableitung über beide Arrays an und definiert I_L .

Die Abhängigkeit wird nach dem selben Muster wie bei 20 K ausgewertet. Eine Meßserie mit verschiedenen festen Strömen durch A2 wird aufgenommen und daraus I_L bei verschiedenen Kopplungsspannungen bestimmt. Der Verlauf I_L (V_L) ist in Abb. 6.14 zu sehen. Das Verhalten ist, wie bereits erwähnt, ähnlich den zwei Kontaktexperimenten. Phasensynchronisation startet bei 360 μV (175 GHz) erreicht ein Maximum bei 410 μV und verschwindet bei 550 μV (265 GHz). Die maximale Kopplungsstärke tritt bei einer Spannung auf, die kleiner ist als das gemittelte $I_C R$ - Produkt und ist in Übereinstimmung mit theoretischen Berechnungen [JAI84], wo $I_{L\text{max}}$ bei 0.78 $I_C R$ sein sollte. Der maximale Wert für I_L , bezogen auf das gemittelte I_C eines einzelnen Kontaktes, ist 8 % und damit weniger als der vorausgesagte Wert von 15 % im Falle einer angepaßten Last bei 0 K. Thermisches Rauschen und schlechte Anpassung sind vermutlich verantwortlich für die reduzierte Kopplungsstärke.

Die DC - Experimente mit 4 und 6 Josephson - Kontakten zeigen ein deutliches Synchronisationsverhalten der beiden Arrays. Die Größe der Kopplungsstärke, in Abhängigkeit von der Kopplungsspannung, läßt auf eine "In - Phasenkopplung" schließen. Die relative

Phasenlage der Josephson - Kontakte kann jedoch nicht bestimmt werden. Dazu wird im nächsten Kapitel eine Möglichkeit, über Leistungsmessungen, aufgezeigt

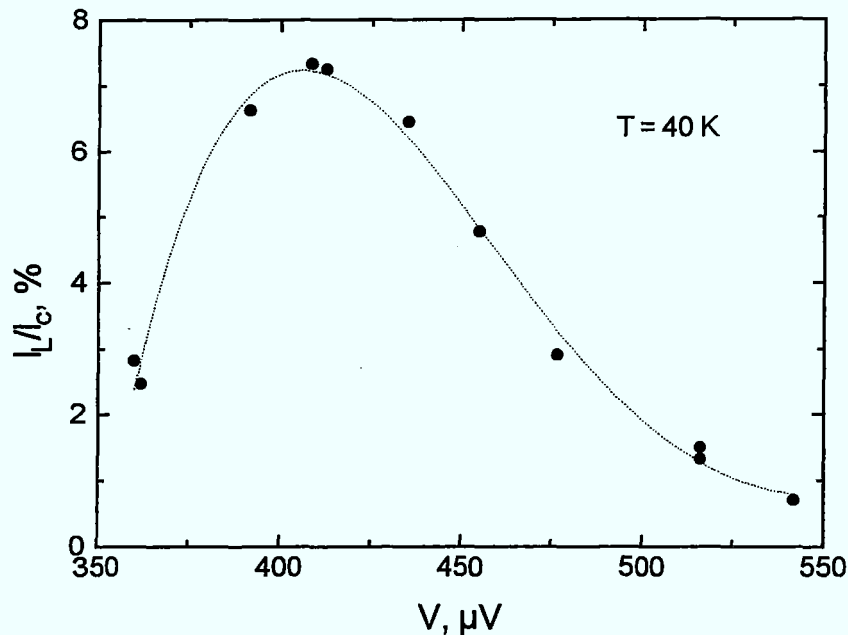


Abb. 6.14: Kopplungsstärke I_L gegen Kopplungsspannung V_L bei 40 K. Die gepunktete Linie stellt eine Leitlinie dar.

6.4. Experimente mit Array und Detektorkontakt

Wie in den oben bereits behandelten Abschnitten, ist ein wesentlicher Einfluß des Resonators die Reduzierung der Linienbreite im Resonanzfall. Es stellt sich gleichzeitig die Frage nach der Leistung, die ein resonantes System in eine Last R_L liefern kann. Im Resonanzfall ist die Reaktanz des Resonators Null und der resistive Teil R_S bildet einen zusätzlichen Nebenschluß zum Kontakt. Mit $v > 1$ erhält man so den selben Ausdruck wie in Gl A.3 nur mit dem Unterschied, daß R_L durch R_{eff} ersetzt wird, wobei $R_{eff} = R_S R_L / (R_S + R_L)$ der Parallelwiderstand von R_S und R_L ist. Die maximale Leistung $P_{max} = 1/8 I_C^2 R$ erhält man wenn $R_{eff} = R$ ist und damit läßt sich die maximal mögliche Leistung P_{Lmax} die in R_L umgesetzt wird, berechnen. In Abb. 6.15 ist die Lösung graphisch dargestellt. P_{Lmax} erhält man nur für $R_S > R$. Im Grenzfall $R_S \rightarrow 0$ geht P_{max} ebenfalls gegen Null. In Abb. 6.15 ist der Lastwiderstand R_L aufgetragen, der nötig ist, um bei vorgegebenen R_S , die maximale Leistung aus den Kontakten auszukoppeln. Die maximale Leistung P_{max} teilt sich auf in die Leistung P_S , die in den Resonator geht und P_L , die in R_L umgesetzt wird. In Abb. 6.15 ist P_L in Abhängigkeit von R_S aufgetragen. es zeigt das erwartete Bild, daß bei hohem R_S $R_L/R = 1$ sein muß und fast die gesamte Leistung in P_L geht. R_L beeinflußt natürlich auch die oben

diskutierten Überlegungen, wie Resonanzgüte und Resonanzstufenhöhe. Durch geeignete Wahl des Lastwiderstandes kann also ein Kompromiß zwischen Güte (Linienbreite) und verfügbarer Leistung P_L geschlossen werden.

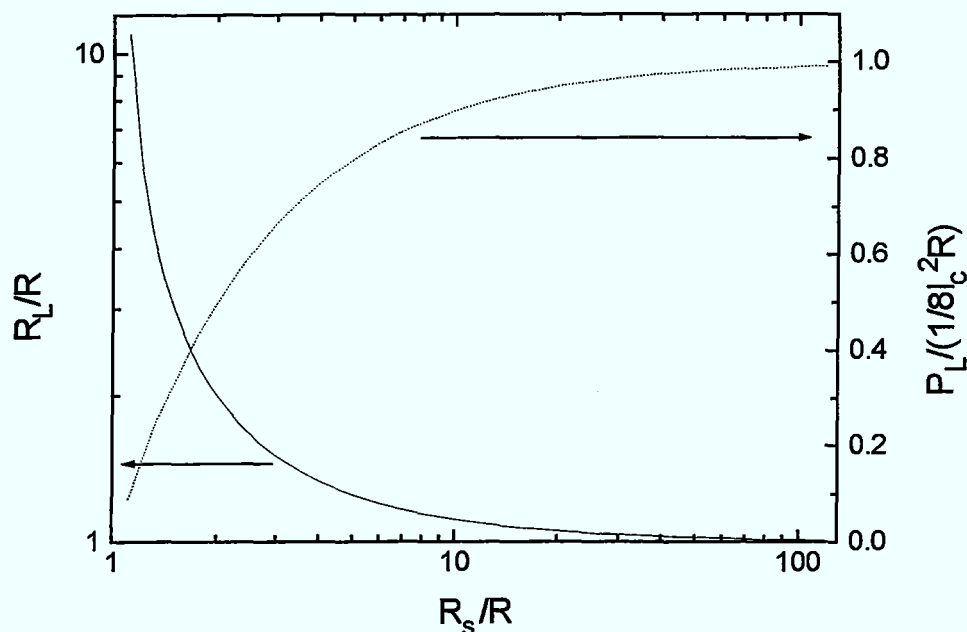


Abb. 6.15: Abhängigkeit von R_L von R_s im Fall maximal ausgekoppelter Leistung und sich daraus ergebene Leistung in der Last R_L .

Für $v < 1$ ergibt sich eine analoge Beziehung in der $P_{\max}$ durch Gl. 2.14 ersetzt werden muß. Analytische Formeln für Arrays, aus kapazitätslosen Kontakten, in Resonatoren mit verfügbaren Leistungen sind in [DAI81] zu finden und erste experimentelle Untersuchungen, die erhöhte Strahlung und Linienbreitenreduzierung in Resonatoren gemessen haben finden sich in [STE78].

Experimentell läßt sich die Leistung über einen Josephsonkontakt, der als Detektorkontakt fungiert und on - chip ans Array gekoppelt ist, bestimmen. Man macht sich die Eigenschaft zunutze, daß der Josephsonkontakt auf die vom Array abgestrahlte elektromagnetische Welle einrastet und Shapiro - Stufen zeigt (Kap. 2.3.3). Aus den Stufenhöhen bzw. der I_c - Reduzierung läßt sich auf die im Kontakt umgesetzte Leistung schließen. Eine Aufnahme des Schaltkreises und das Ersatzschaltbild für ein 5 - Kontaktarray ist in Abb. 6.16 bzw. Abb. 6.17 zu sehen. Der Aufbau ist ähnlich dem in Experiment Kap. 6.3, anstatt zwei Array werden ein Array und ein einzelner Kontakt, der Detektorkontakt, hergestellt. Eine 90 radiale Endkapazität [EDS94c] mit $r = 280 \mu\text{m}$ wird angefertigt um den Detektorkontakt vom Array galvanisch zu trennen. Dazu wird eine 400 nm dicke SiO_2 - Schicht aufgedampft um die Kontakte von der 500 nm dicken Gold Kopplungsschleife zu isolieren [KUN95b]. Es ergibt sich eine Kapazität von $\sim 7.5 \text{ pF}$. Die Kopplungsschleife ist schematisch in Abb. 6.17 als R_{ext} , L_{ext} und C_{ext} angedeutet.

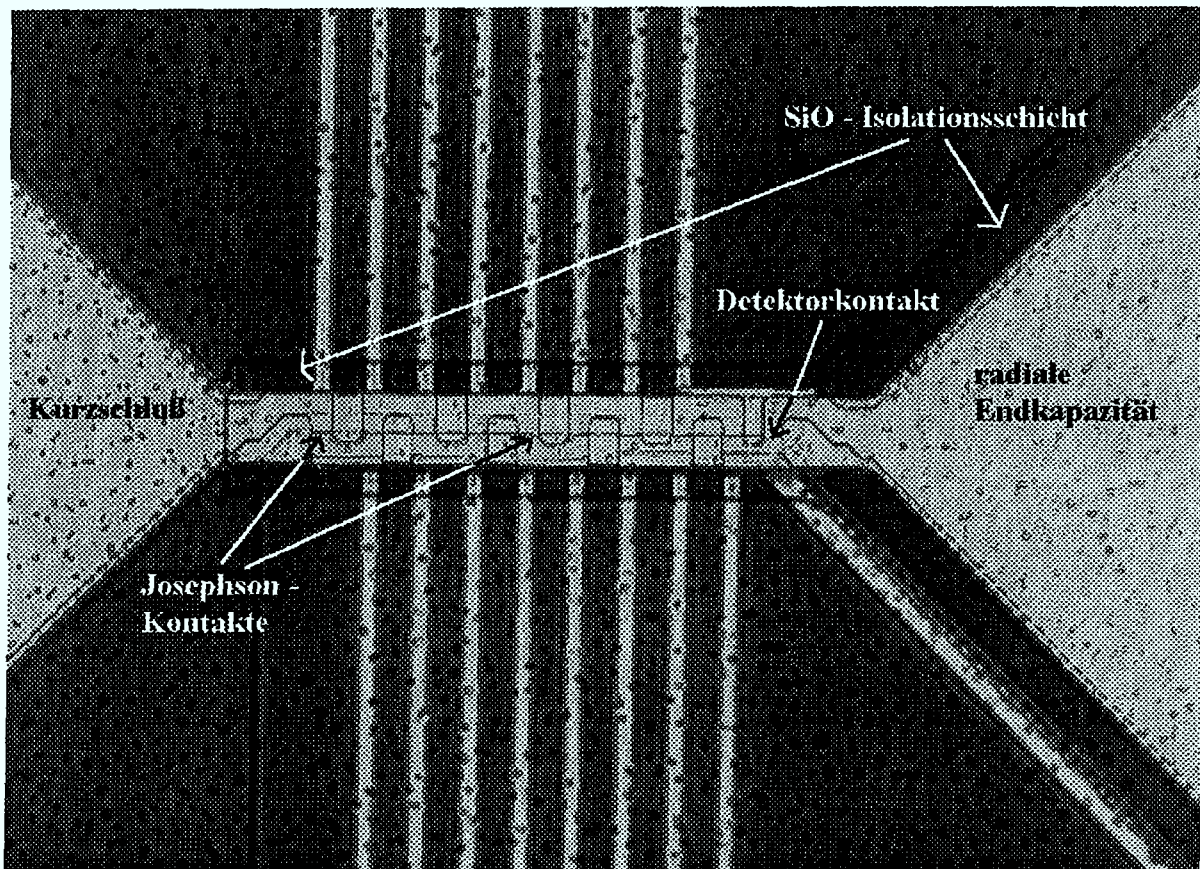


Abb. 6.16: Photographische Aufnahme eines 9 - Kontaktarrays und Detektorkontakt. Die durch eine SiO - Schicht getrennte Goldschleife bildet an dem linken Ende einen ohmschen Kontakt, während am rechten Ende, durch das SiO, eine Kapazität gebildet wird

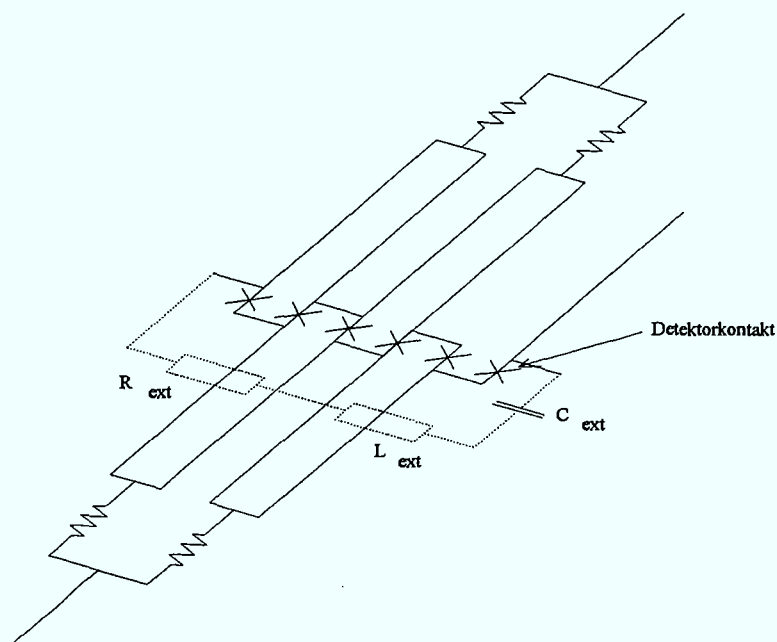


Abb. 6.17: Ersatzschaltbild eines fünf Josephson Kontaktarrays mit Detektorkontakt. Der vom Array emittierte Hochfrequenzstrom wird über eine resistive Kopplungsschleife mit einer Induktivität L_{ext} und einer Kapazität C_{ext} zum Detektorkontakt übertragen

Es wurden insgesamt 40 Schaltkreise mit SNS - Kontakten und zum Teil verschiedenen Modifikationen hergestellt. In 70 % aller Fälle arbeitete die Kapazität nicht, d. h. sie zeigt Kurzschlüsse. Der Grund dafür liegt an dem verwendeten SiO₂, das über größere Bereiche ($> 10^4 \mu\text{m}^2$) nicht mehr flächendeckend aufgedampft. Ähnliche Ausfallquoten sind von Experimenten mit Tief - T_c Kontakten bekannt [BOO95b]. Abb. 6.18 zeigt die Strom - Spannungscharakteristik eines 5 - Kontaktarrays. Die geometrische Länge des Resonators beträgt $355 \mu\text{m}$, was einer fundamentalen Resonanzfrequenz von 123 GHz entspricht. Die Breite der Kontakte beträgt $w = 10 \mu\text{m}$ ($s = 10 \mu\text{m}$) und die des Detektorkontaktes $w = 5 \mu\text{m}$. Damit soll erreicht werden, daß der Gesamtwiderstand des Arrays gleich dem Detektorkontaktwiderstand ist. Das Array zeigte relativ schwache Resonanzen bis zur 2-ten Harmonischen. In Abb. 6.18 sind die Auswirkungen der fundamentalen Resonanz bei $250 \mu\text{V}$ zu sehen. Die elektrischen Eigenschaften des Arrays LAS14 und des Detektorkontaktes sind in Tab. 6.4 aufgelistet.

Tabelle 6.4: Parameter der Array - Detektoranordnung LAS14

LAS14	$I_c (\mu\text{A})$	$R (\Omega)$	$I_c R (\text{mV})$	Kontakttyp
Detektorkontakt	100	9.5	0.95	SNS
Array/Kontakt	230	2.1	0.483	SNS

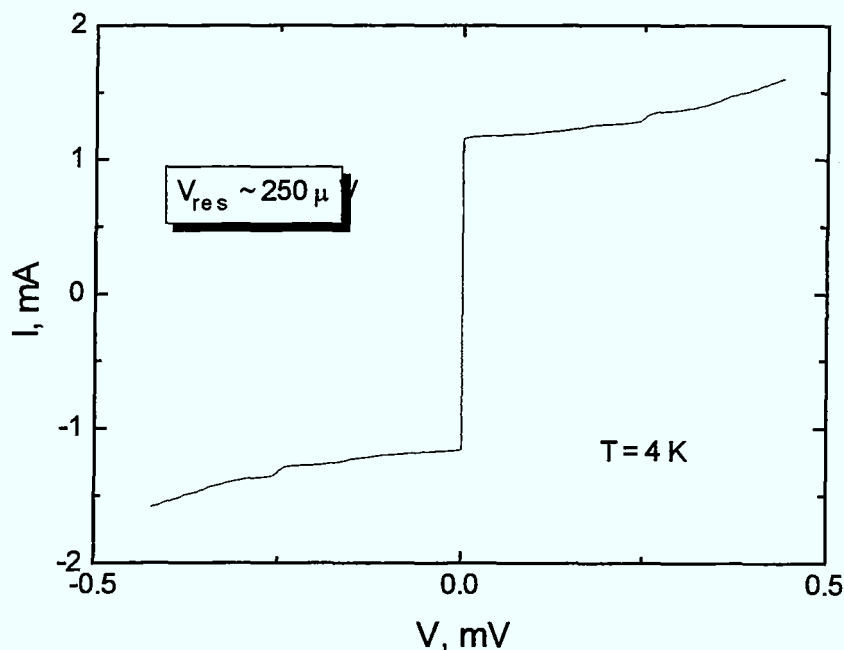


Abb. 6.18: Strom - Spannungs - Kennlinie des Arrays LAS14.

Abb. 6.19 zeigt die I - V - Kurven des Detektorkontaktes von LAS14 bei 4 K ohne Speisung des Arrays (gestrichelte Linie) und mit einem Speisestrom von 1.44 mA (durchgezogene

Linie), was einen Spannungsabfall von 0.3 mV zu Folge hat. Der Detektorkontakt zeigt im zweiten Fall eine deutliche I_c - Reduzierung und Shapiro - Stufe bei ~ 150 GHz gemäß Gl. 2.2 [KUN95c].

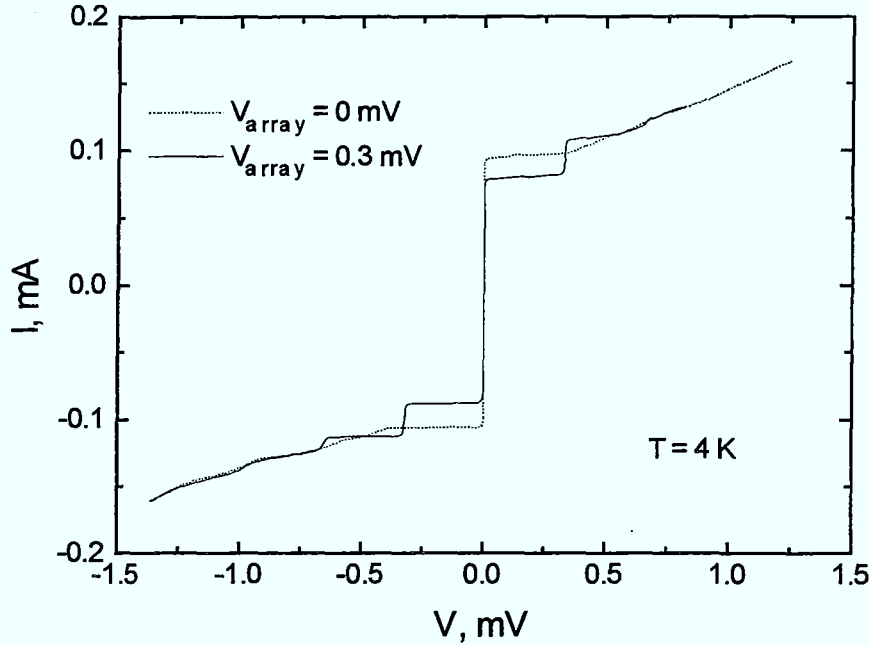


Abb. 6.19: I - V Charakteristik des Detektorkontaktes ohne Speisung des Arrays ($V = 0$ mV, gestrichelt Linie) und mit einem Spannungsabfall von 0.3 mV (durchgezogene Linie).

Aus Vergleichen mit Simulation kann nun die detektierte Leistung bestimmt werden. Für stark gedämpfte Kontakt ist es möglich die Leistung direkt aus der I_c - Unterdrückung oder der Shapiro - Stufenhöhen zu berechnen [LIK86].

$$P_0 = \frac{1}{2} \left(4I_{\text{unt}} I_c \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \right) R_{\text{det}} \quad (6.8)$$

$$P_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{I \cdot I_1}{I_c} \right)^2 R_{\text{det}} \quad (6.9)$$

P_0 ist die Leistung berechnet aus der Unterdrückung des kritischen Stromes I_{unt} , P_1 die Leistung berechnet aus der Höhe der ersten Shapirostufe I_1 , I der Speisestrom und R_{det} der normalleitende Widerstand des Detektorkontaktes. Die berechneten Leistungen P_0 und P_1 sind in Abb. 6.20 aufgetragen gegen die am Array abfallende Spannung. Der Einfluß der Resonanz im Array bei 250 μ V verursacht eine Verringerung der empfangenen Leistung. Dies ist aus den bereits genannten Überlegungen nicht überraschend, da ein Teil der im Array generierten Leistung die resonante Mode in der Streifenleitung anregt. Die maximale,

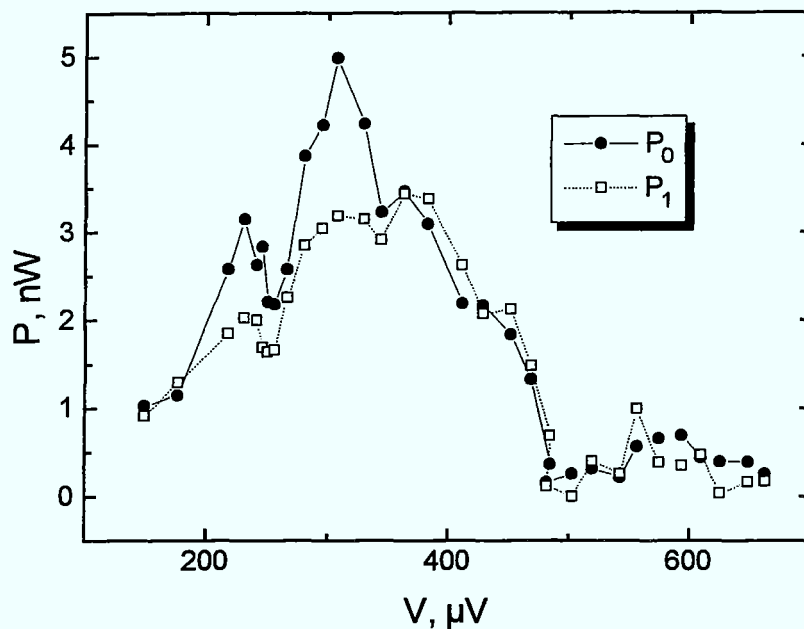


Abb. 6.20: Die im Detektorkontakt empfangen Leistung berechnet aus der Unterdrückung des I_C 's (Gl. 6.8) und aus der Höhe der ersten Shapirostufe (Gl. 6.9)

detektierte Leistung ist ~ 4 nW (150 GHz), errechnet jedoch unter der Annahme keiner Kapazität im Josephsonkontakt. Der hochohmige Detektorkontakt besitzt eine endliche Kapazität und ein Teil der empfangenen hochfrequenten Ströme wird über die Kapazität kurzgeschlossen. Simulationen, die die kapazitiven Effekte mit einbezieht, zeigen, daß die effektiv empfangene Leistung fast zweimal so groß ist.

Die maximal verfügbare Leistung, die im 5 - Kontaktarray, unter der Annahme aller Kontakte oszillieren in - Phase, generiert wird ist NP_E . Im vorliegenden Fall erhält man mit $N = 5$ und P_E , gegeben durch Gl. 2.14, eine maximale Leistung von 32 nW, die das Array in eine angepaßte Last liefern könnte. Berücksichtigt man die Verluste in der Kopplungsschleife und die kleine Fehlanpassung Array - Detektorkontakt, so kann aus den Daten geschlossen werden, daß die fünf Kontakte nicht unabhängig voneinander oszillieren.

6.5. Direkte Messung der Josephson - Strahlung

Aufgrund der Leistungsmessungen im Detektorkontakt wurde im vorherigen Abschnitt bewiesen, daß die Josephson - Kontakte im Array in - Phase gekoppelt sind. Eine weitere wichtige Auswirkung der Phasensynchronisation ist die Reduzierung der Linienbreite der Josephson - Strahlung. Der direkte Nachweis ist jedoch schwierig, da die charakteristischen Frequenzen der Josephson - Kontakte bei 500 GHz (4 K) liegen und bei diesen Frequenzen die

Radiometern hohe Rauschzahlen besitzen. Es steht aber ein Dicke - Radiometer zur Verfügung, welches von 70 GHz bis 124 GHz durchstimmbar ist (Kap. 3.2). Es handelt sich um ein Doppelseitenband - Empfänger, der Strahlung im Bereich von 0.2 - 1.3 GHz oberhalb und unterhalb der Überlagerungssoszillatorfrequenz empfängt. Damit ist die Auflösungsgrenze auf ~ 2.2 GHz festgelegt, welches eine detaillierte Auswertung der Emissionsdaten erschwert.

Zehn Stufenkontakte wurden in eine Schmetterlingsantenne integriert (Abb. 6.21) [KUN95d]. Die Impedanz der Antenne beträgt ca. 60Ω und die gemittelten Werte für die einzelnen Kontakten betragen $I_c = 0.8$ mA, $R = 1.5 \Omega$. Wie bereits erwähnt stellt das Speiseschema für RF eine Reihenschaltung dar. Damit ist das Array mit 15Ω relativ gut an die Auskoppelstruktur angepaßt. Die Hauptschwierigkeit bei der Detektion der niedrigen Frequenzen von 70 - 124 GHz entsteht an den Resonanzfrequenzen. In diesem Frequenzbereich sind die Oberflächenverluste der Streifenleitungen von der Größenordnung der Kontaktwiderstände. Das bedeutet, daß bei dem vorliegenden Lastwiderstand von 60Ω nur ein kleiner Teil der erzeugten Leistung tatsächlich abgestrahlt werden kann. Außerhalb der Resonanzfrequenzen verhindert die hohe Induktivität der SQUID - Schleifen, daß Mikrowelle in den Resonator gelangt.

Mikrowellenleistung konnte im gesamten Detektionsbereich aufgenommen werden. Abb. 6.22 zeigt eine radiometrische Aufnahme bei 80 bzw. 122 GHz. Zusätzlich ist die Strom - Spannungs - Kennlinie bei 4 K eingezeichnet. Die ersten beiden Resonanzen bei 62 GHz und 123 GHz sind gut zu erkennen. Es läßt sich generell feststellen, daß im Bereich zwischen den Resonanzen ein breites Emissionsmaximum gefunden wird. Nähert man sich der zweiten Resonanz wird die Emission immer schmalbandiger und die Emissionsspitze steigt an. Die Linienbreite im Fall $f_{det} = 122$ GHz liegt im Auflösungsbereich des Empfängers von 2.2 GHz. Dies läßt sich folgendermaßen Erklären: Zwischen den Resonanzen besteht keine Wechselwirkung unter den einzelnen Kontakten (keine Kopplungsschleife). Die Kontakte schwingen unabhängig voneinander und die Linienbreite ist entsprechend das N - fache des Einzelkontaktes. Im Bereich der Resonanz bildet sich eine Rückkopplung zwischen Resonator und Josephson - Kontakte aus, was zu einer In - Phasen Synchronisation führt. Dies hat zur Folge daß gemäß Kap. 2.5 die Leistung ansteigt und Linienbreite reduziert wird. An der Resonanz selber nimmt die totale Leistung ab. Dies kann mehrere Gründe haben: Zum einen befindet man sich an der oberen Grenzfrequenz des Empfängers bzw. des Hohlleiters und zum anderen wird Leistung auch in den Resonator gepumpt.

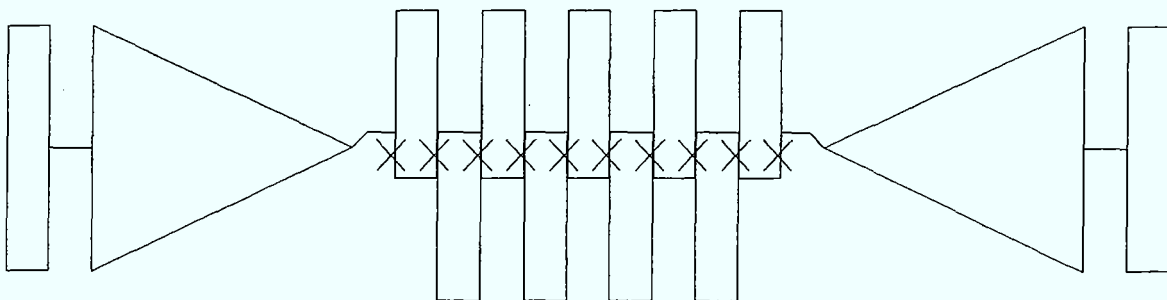


Abb. 6.21: Zehn Stufenkontakte in eine Schmetterlingsantenne eingebettet.

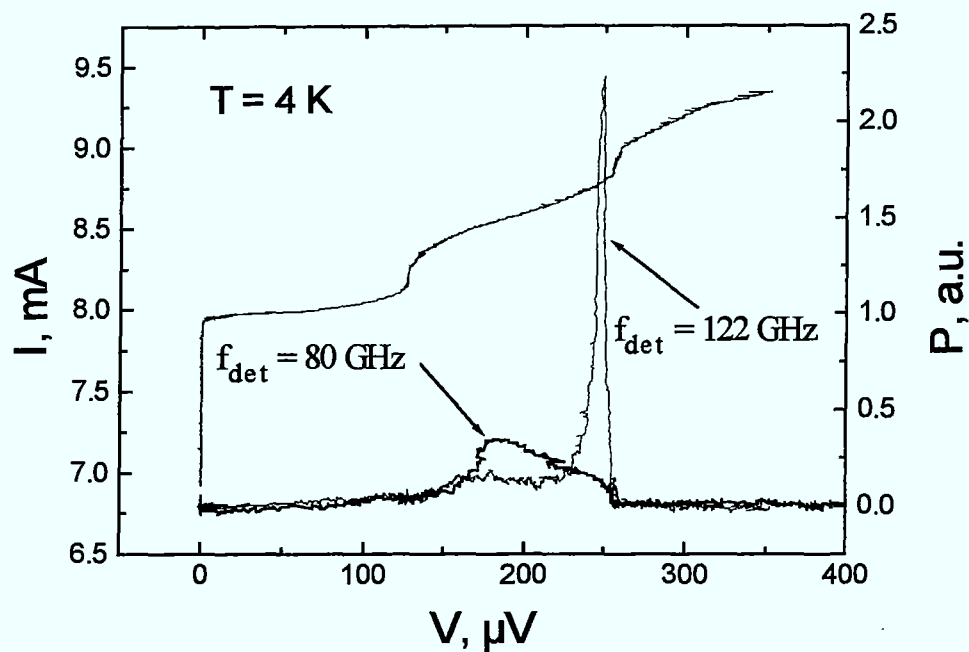


Abb. 6.22: Emission bei 80 GHz (gepunktete Linie) und 122 GHz (durchgezogene Linie) bei 4.2 K. Die Kennlinie ist ebenfalls mit eingezeichnet.

Das Kapitel hat gezeigt, daß es möglich ist, HTSL - Arrays mit Parallelspeiseschema zur Phasensynchronisation zu bringen. Der Schaltkreis ist, vom Prinzip her, mit jeden Kontakttyp herstellbar und somit flexibel. Es ist keine Rückkopplungsschleife nötig und deshalb für eine planare Bauweise hervorragend geeignet. Die einzigen Multilagen, die z. B. für einen integrierten Empfänger notwendig sind, können mit SiO und Au hergestellt werden. Diese Materialien erfordern kein epitaktischen Aufwachsen, was den Herstellungsprozeß sehr vereinfacht.

7. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit werden die Untersuchungen zur Realisierung von phasensynchronisierten HTSL - Josephson - Kontakt- Arrays als Hochfrequenzoszillatoren vorgestellt. Dabei wurden die Synchronisationseffekte zuerst an einfachen Schaltungen mit zwei Josephson - Kontakten analysiert und im letzten Kapitel ein Konzept vorgeschlagen, welches gleichspannungssteuerbare Oszillatoren bis in den THz - Bereich ermöglicht.

Zuerst wurden die Josephson - Oszillationen von verschiedenen, künstlich hergestellten Kontakttypen direkt im X - Bandbereich (8 - 12 GHz) gemessen und ausgewertet. Für die Emissionsmessung wurde eine radiometrische Empfängeranlage mit einer Empfindlichkeit von -160 dBm (0.1 aW) pro 30 MHz Auflösungsbreite aufgebaut. In allen Josephson - Kontakttypen konnte der AC - Josephson Effekt durch die Beobachtung der Josephson - Emission nachgewiesen werden. Zusätzlich konnte im gesamten Temperaturbereich (4 K - T_C), durch die nichtresonante Detektionsmethode, die Linienbreiten bestimmt und mit einem einfachen theoretischen Modell (RSJ - Modell) verglichen werden. In dem theoretischen Modell werden nur thermische Fluktuationen (Johnson Rauschen) verursacht durch die Quasiteilchen berücksichtigt. Es zeigt sich, unabhängig vom Kontakttyp, daß im Fall kurzer Josephsonkontakte ($l < 4\lambda_j$) die Linienbreiten durch das theoretische Modell sehr gut beschreiben werden. Dieser Bereich wird durch die Temperaturabhängigkeit von λ_j meist erst nahe an T_C erreicht. Zu tiefen Temperaturen, also für $l > 4\lambda_j$, beobachtet man in allen Kontakten ein Zusatzrauschen, welches zu einer gegenüber dem Modell, erhöhten Linienbreite führt. Dieser Zusammenhang wurde auch von anderen Autoren und in konventionellen Tief - T_C Kontakten beobachtet. Die Erhöhung der Rauschens wird durch Flußfadenbewegungen gedeutet, die z. B. durch Inhomogenitäten in der Barriere Fluktuationen in der Geschwindigkeit zeigen.

Die einzelnen Josephson - Kontakte wurden in eine Schmetterlingsantenne integriert um die Abstrahlcharakteristiken zu verbessern. Die emittierte integrale Leistungen einzelner Josephson - Kontakte waren von der Größenordnung 100 fW.

Nach der Untersuchung der Josephson - Strahlungseigenschaften wurde die mutuelle Synchronisation in einfachen Anordnungen aus zwei Josephson - Kontakten analysiert. Dazu wurde eine Schaltung entworfen, die es ermöglicht die beiden Kontakte unabhängig voneinander zu speisen. Weiter erlaubte der Schaltkreis eine zusätzliche DC - Charakterisierung der Proben über die Eigenfeldeffekte der Ströme. Es zeigte sich, daß das Synchronisationsverhalten stark von der Rückkopplungsschleife abhängt. Es wurde mit einer induktiven Goldschleife erstmals Phasensynchronisation in zwei Stufenkontakten bis 550 GHz und bei 4.2 K gezeigt. Die gegenseitigen Wechselwirkungen konnten bis 50 K beobachtet werden. Weiterhin wurde zu erstmalig der Einfluß von Fiske - Resonanzen auf das

Kopplungsverhalten untersucht. Dabei wurde festgestellt, daß der Kopplungsbereich drastisch gesteigert werden kann. Die Schwierigkeiten bei der Einstellungen der Resonanzen und Streuungen in den Kontaktparametern lassen jedoch eine kontrollierte Anwendung nicht zu.

Als Ergebnis der Analyse aus Wechselwirkung mit zwei Josephson - Kontakten wurde ein neuartiges Arraykonzept realisiert. Es handelt sich um die erfolgreiche Herstellung und den Test eines der komplexesten HTSL - Schaltkreise. Der Schaltkreis stellt ein Prototyp eines Hochfrequenzoszillators dar und könnte als Überlagerungoszillator in einem mm - bzw. submm Heterodyne Empfänger eingesetzt werden. Die Schwierigkeit bei der Herstellung anwendungsbezogener Schaltkreise mit HTSL - Materialien stammt von den Inhomogenitäten in der Verteilung der kritischen Ströme. Das neue Design hängt von einem neuen resonanten Kopplungsschema ab, wobei bis zu zehn HTSL Kontakte durch koplanare Streifenleitungsresonatoren phasensynchronisiert werden. An den Resonanzen synchronisieren die Kontakte durch die Wechselwirkung mit dem Resonator gleichphasig, so daß keine zusätzliche Kopplungsschleife nötig ist. Dadurch wird eine planare Herstellungsweise ermöglicht.

Nachweis für die Synchronisation wurde durch drei verschieden Experimente mit unterschiedlichen Josephson - Kontakttypen geführt.

1) DC - Messungen zwischen zwei Arrays, bestehend aus vier und sechs parallelgeschalteten Josephson - Kontakten. Es konnte Wechselwirkungen über Spannungspulling bzw. Spannungskopplungseffekte gemessen werden. Diese Wechselwirkungen wurden bis 1.2 THz bei 4 K und bis 250 GHz bei 45 K beobachtet. Die Experimente legen die Vermutung nahe, daß zu hohen Frequenzen hin die Oberflächenverluste in den YBCO - Filmen das Synchronisieren begrenzen.

2) Messung der abgegebenen Leistung mit Hilfe eines Detektorkontaktes on - chip. Dazu wurde die emittierte Leistung eines phasensynchronisierten Fünf - Josephson - Kontaktarrays durch eine Dünnschichtkapazität in einen Detektorkontakt gefüttert. Die Leistung konnte von 60 GHz bis 250 GHz mit einem Maximum von fast 10 nW bei 150 GHz detektiert werden. Die Leistung ist für einen Josephson - Mischer bereits ausreichend.

3) Direkte Messung der Josephson - Oszillationen mit einem nichtresonanten Empfängersystem von 70 GHz bis 124 GHz. Eine genaue Bestimmung der Linienbreite war aufgrund des Empfängersystems nicht möglich. Es konnte jedoch beobachtet werden, daß die Linienbreite zu den Resonanzen hin stark abnimmt und kleiner als die Auflösebandbreite von 2.2 GHz war.

Der Arrayoszillator benötigt Kontakte, Streifenleiter, Filter und Kapazitäten und umfaßt bis zu vier Dünnschichtebenen von YBCO, Gold (bei SNS - Kontakten zwei Goldebene) und SiO. Die Experimente bewiesen erfolgreich das neue Schaltkreiskonzept. Es ist nun möglich ein

Array mit mehr Kontakten und höheren charakteristischen Frequenzen zu entwerfen, um im THz genügend Leistung und schmale Linienbreiten zu generieren. Damit können Überlagerungsozillatoren in einem Frequenzbereich realisiert werden, wo andere HF - Quellen nicht zur Verfügung stehen.

Anhang A:

Bestimmung der maximalen Leistung eines Oszillators in eine Last

Der Josephsonkontakt schwingt im Grenzfall $v \gg 1$ rein sinusförmig und läßt sich z. B. wie ein klassischer Spannungsgenerator mit Innenwiderstand R_I beschreiben (Abb. A.1). Die abgestrahlte Leistung in eine Last R_L berechnet sich wie folgt:

Der Spannungsgenerator erzeugt eine sinusförmige Schwingung $V(t) = V_{AC} \cos(\omega t)$. V_{AC} ist die Amplitude der Spannungsquelle. In der Last R_L ergibt sich folgende Strom bzw. Spannung:

$$I_L(t) = \frac{1}{R_I + R_L} V_{AC} \cos(\omega t) \quad (A.1)$$

$$V_L(t) = \frac{R_L}{R_I + R_L} V_{AC} \cos(\omega t) \quad (A.2)$$

Die zeitlich gemittelte Leistung, die in R_L umgesetzt wird, ergibt sich aus

$$\begin{aligned} \langle P_L(t) \rangle &= \langle I_L(t) V_L(t) \rangle \\ &= \frac{R_L}{(R_I + R_L)^2} V_{AC}^2 \langle \cos(\omega t) \rangle^2 \\ &= \frac{1}{2} \frac{R_L}{(R_I + R_L)^2} V_{AC}^2 \end{aligned} \quad (A.3)$$

Im Fall angepaßter Last, d. h. $R_I = R_L$ und $V_{AC} = V_c$ erhält man Gl. 2.13.

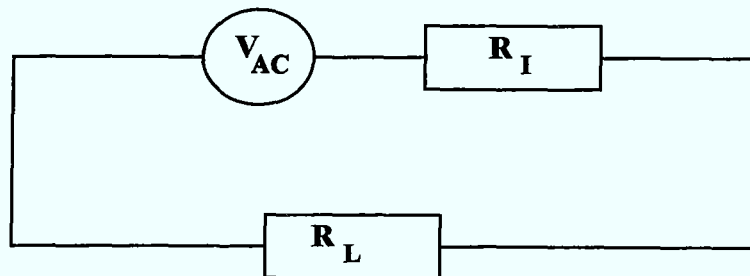


Abb. A.1: Ersatzschalbild einer AC - Spannungsquelle mit Innenwiderstand R_I und Last R_L .

Anhang B:

Bestimmung der Eigenrauschtemperatur nach der y - Methode

Bei dieser Methode werden aus zwei bekannten Temperaturquellen die Eigenrauschtemperatur T_E des Empfängersystems bestimmt. Für die kältere Quelle T_K wird flüssiger Stickstoff mit $T_K = 77$ K gewählt, während für die wärmere Quelle auf Raumtemperatur ($T_W = 295$ K) bezogen wird. Das Ausgangssignal am Empfängersystem wird für eine Temperaturquelle z. B. T_K aufgenommen. Danach bringt man das Empfängersystem auf die andere Referenztemperatur T_W und liest den Unterschied der beiden Ausgangssignale P_{diff} mit Hilfe des Abschwächers ab. Daraus läßt sich der y - Wert über $y = 10^{P_{\text{diff}}/10}$ bestimmen. Mit diesen Voraussetzungen ergibt sich die Eigenrauschtemperatur zu

$$T_E = \frac{T_W - yT_K}{y - 1}. \quad (\text{B.1})$$

Die Eigenrauschtemperatur ist ein Maß der Empfindlichkeit des Empfängers.

Anhang C:

Bestimmung des Rückkopplungswiderstandes

Die DC - Wechselwirkungen zwischen den Kontakten bieten eine einfache Möglichkeit den Widerstand der Kopplungsschleife zu bestimmen (Vgl. Abb. 5.1). Für $V_2 \neq 0$ ist der offensichtliche kritische Strom I_{cl}^* von Kontakt 1 durch folgende Beziehung mit dem tatsächlichen kritischen Strom verbunden

$$I_{cl}^* = I_{cl} \pm \frac{V_2}{R_e} + \Delta \quad (C.1)$$

Das plus Zeichen steht für das serielle Speiseschema, das negative Zeichen für parallele Stromspeisung (Abb. C.1). Es wurde ein Korrekturterm Δ hinzugefügt [JAI], welcher nicht von der Richtung der Speiseströme abhängt. Dieser symmetrischer Term beinhaltet Heizeffekte und andere symmetrische Wechselwirkungen [JIL77]. Es folgt, daß die Differenz in den offensichtlichen kritischen Strömen für serielle und parallele Speisung R_e bestimmt. Die Messungen zeigen, daß R_e unabhängig von der Spannung ist, aber R_e von der Temperatur abhängt.

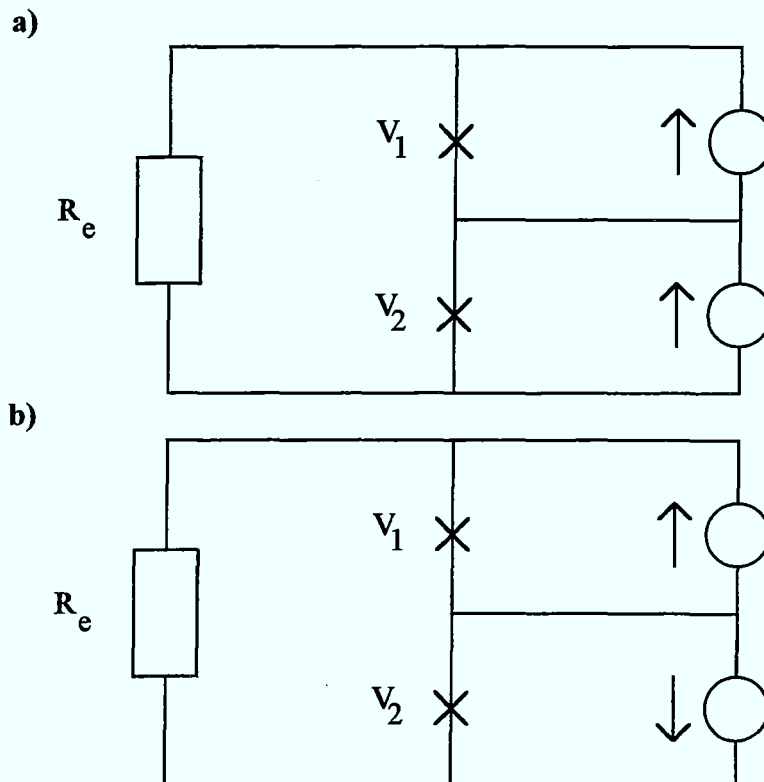


Abb. C.1: Stromspeiseschema für serielle a) und parallele b) Stromspeisung.

Anhang D

RSJ - Modell für Reihenschaltung von zwei Josephsonkontakten mit Mittelabgriff

Betrachtet sei das Ersatzschalbild in Abb. 5.1. Zwei Josephsonkontakte sind in Reihe geschaltet und mit einem Mittelabgriff versehen. Die Kopplung zwischen den Josephsonkontakten sei durch ein RL - Glied beschrieben.

Für den Strom I_1 durch den ersten Josephsonkontakt gilt (dimensionslose Einheiten)

$$i_1 = i_b - i_s = \beta_{c1} \frac{d^2 \phi_1}{d\tau^2} + \frac{d\phi_1}{d\tau} + \sin \phi_1$$

$$i_2 = i_b + i_f - i_s = \beta_{c2} \frac{d^2 \phi_2}{d\tau^2} + \frac{d\phi_2}{d\tau} + \sin \phi_2$$

Für I_s gilt: $I_s = I_R = I_L$.

Für die Spannungen gilt: $V_R + V_L = \sum_1^2 V_m = \sum_1^2 \frac{d\phi_n}{d\tau}$

Mit $I_R = V_R/R_{\text{ext}}$ und $L_{\text{ext}} dI_L/dt = V_L$ folgt dann Gl. 5.4.

Anhang E

Resonanzfrequenz eines dissipativen Resonators

Die Propagationskonstante γ ist gegeben durch [COL66]

$$\gamma = \alpha + i\beta = \sqrt{(R' + i\omega L')(G' + i\omega C')}. \quad (\text{E.1})$$

α = Abschwächungskonstante

β = Phasenkonstante

Widerstand, Induktanz, Leitfähigkeit, Kapazität pro Länge.

Die Leitfähigkeit G wird vernachlässigt und Gl. E.1 nach β aufgelöst. Es ergibt sich

$$\beta^2 = \frac{1}{2} \left[\omega^2 L' C' + \sqrt{\omega^4 L'^2 C'^2 + \omega^2 C'^2 R'^2} \right]. \quad (\text{E.2})$$

Die Resonanzbedingungen sind

$$\beta l = n\pi \quad (\text{E.3})$$

l = Resonatorlänge

Gl. E.2 und Gl. E.3 ergeben

$$\omega = \frac{2n^2\pi^2}{\sqrt{C^2 R^2 + 4n^2\pi^2 LC}} = \frac{n\pi}{\sqrt{LC}} \left(\frac{1}{1 + \frac{R^2 C}{4n^2\pi^2 L}} \right) \quad (\text{E.4})$$

Mit $f_0 = \frac{1}{2\sqrt{LC}}$ und $Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$ ergibt sich G. 6.4

Für $R = 0$ und $n = 1$ reduziert sich Gl. E.4 zu f_0 .

Literaturverzeichnis

- [AMA92] L. E. Amatuni, Institute of Radiophysics and Electronics, Ashtarak (Armenien) erstellte das Grunddesign der Schmetterlingsantenne
- [ABR57] A. A. Abrikosov, Sov. Phys. JETP, **5**, 1174 (1957)
- [ABR88] A. A. Abrikosov, *Fundamentals of the Theory of Metals*, North - Holland, Amsterdam, 1988
- [BAR82a] A. Barone, G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, John Wiley and Sons, New York, S. 69ff (1982)
- [BAR82b] A. Barone, G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, John Wiley and Sons, New York, S. 96ff (1982)
- [BAR82c] A. Barone, G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, John Wiley and Sons, New York, S. 135 (1982)
- [BAR82d] A. Barone, G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, John Wiley and Sons, New York, S. 251 (1982)
- [BAT 91] B. Batlogg, Phys. B **169**, 7 (1991)
- [BED86] J. G. Bednorz, K. A. Müller, Z. Phys. B **64**, 189 (1986)
- [BEN91] S. P. Benz, C. J. Burroughs, Proc. of the 3rd International Superconducting Electronics Conf., Glasgow, 230 (1991)
- [BEU95] S. Beuven, Doktorarbeit, Institut für Schicht und Ionentechnik, Forschungszentrum Jülich, in Arbeit
- [BIN84] J. Bindslev Hansen and P. E. Lindelof, Rev. Mod. Phys. **56**, 431 (1984)
- [BOD95] M. Bode Doktorarbeit, Institut für Schicht und Ionentechnik, Forschungszentrum Jülich (1995)
- [BOO94] P. A. A. Booi, S. P. Benz, Appl. Phys. Lett. **64** 2163 (1994)
- [BOO95] P. A. A. Booi, Ph. D. Thesis, National Institute of Standards and Technology, Boulder, CO (1995)
- [BOO95b] P. A. A. Booi, NIST, private Mitteilung
- [BOO95c] P. A. A. Booi, S. P. Benz, eingereicht an Appl. Phys. Lett. (1995)
- [BUS93] F. Busse, R. Nebel, P. Herzog, M. Darula, P. Seidel, Appl. Phys. Lett. **63**, 1687 (1993)
- [CAM72] A. M. Campell and J. E. Evetts, Adv. Phys. **21**, 199 (1972)
- [CHA91a] K. Char, M. S. Colclough, S. M. Garrison, N. Newman, G. Zaharchuk, App. Phys. Lett. **59**, 733 (1991)
- [CHA91b] K. Char, M. S. Colclough, L. P. Lee, G. Zaharchuk, Physica C **185-189**, 2561 (1991)
- [COH69] S. B. Cohn, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **MTT-17**, 768 (1969)
- [COL66] R. E. Collin, Foundation for Microwave Engineering (McGraw-Hill, London, 1966)

- [COM87] R. C. Compton, R. C. McPhedran, Z. Popovic, G. M. Rebeiz, P. P. Tong, and D. B. Rutledge, *IEEE Trans. Antennas and Propagation* **35**, 622 (1987)
- [COP92] C. A. Copetti, U. Gassig, W. Zander, J. Schubert, Ch. Buchal, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 3041 (1992)
- [COP94] C. Copetti Doktorarbeit, Institut für Schicht und Ionentechnik, Forschungszentrum Jülich (1994)
- [DAI81] Y.-D. Dai, and Y. H. Kao, *J. of Low Temp. Physics*, **43**, 411 (1981)
- [DAR93] M. Darula, P. Seidel, F. Busse, and S. Benacka, *J. Appl. Phys.* **74**, 2674, (1993)
- [DAR94] M. Darula, Rechnerprogramme, ISI, KFA Jülich
- [DAR95] M. Darula, S. Beuven, M. Siegel, A. Darulova, and P. Seidel, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1618 (1995)
- [DEG94] D. DeGroot, NIST private Mitteilung
- [DII91] M. S. DiIorio, S. Yoshizumi, K.-Y. Yang, J. Zhand, M. Maung, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2552 (1991)
- [EAR93] E. A. Early, A. F. Clark, and K. Char, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 3357 (1993)
- [EDS94] J. Edstam, H. K. Olsson, *Appl. Phys. Lett.* **64** 2587 (1994)
- [EDS94b] J. Edstam and H. K. Olsson, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2733 (1994)
- [EDS94c] J. Edstam, G. Brorsson, E. A. Stepantsov and H. K. Olsson, *Proceeding of the Applied Superconductivity Conference, Boston*, (1994)
- [ENG90] G. Engeln-Müllges, *Formelsammlung der numerischen Mathematik mit C - Programmen*, BI Wissenschaftsverlag, Mannheim/Wien/Zürich, 1990
- [FAL93] M. I. Faley, U. Poppe, H. Soltner, C. L. Jia, M. Siegel, and K. Urban, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 15 (1993)
- [FAL94] M. I. Faley, U. Poppe, C. L. Jia, V. N. Glyantsev, M. Siegel, K. Urban, *Physica C* **235-240**, 591 (1994)
- [FAL95] M. I. Faley, private Mitteilungen
- [FEY92] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics: Volume III*, Reading, Massachusetts: Addison-Wesley (1965)
- [FIO88] A. T. Fiory, A. F. Hebard, P. M. Mankiewich, and R. E. Howard, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1419 (1988)
- [FIS64] M. D. Fiske, *Rev. Mod. Phys.* **36** 221 (1964)
- [GLY92] V. N. Glyantsev, M. Siegel, J. Schubert, W. Zander, U. Poppe, H. Soltner, A. I. Braginski, C. Heiden, *Proc. Applied Superconductivity Conference, Chicago*, 24.-28. August, 1992
- [GRO90] R. Gross, P. Chaudhari, M. Kawasaki, A. Gupta, *Phys. Rev. B* **42**, 10735 (1990)
- [GRO91] R. Gross, P. Chaudhari, M. Kawasaki, A. Gupta, *IEEE Trans. Magn.* **27**, 3227 (1991)
- [GRO94] E. Grossman, NIST, private Mitteilung

- [GUP79] K. C. Gupta, R. Garg, and I. J. Bahl, *Microstrip and Slotlines*, New York: Artech House, (1979)
- [GUR92] A. Gurevich, Phys. Rev. B **46**, 3187 (1992)
- [GUR93] A. Gurevich, Phys. Rev. B **48**, 12857 (1993)
- [GYC94] Gycom LTD, Institute of Applied Physics, 46 Uljanov St., 603600 Nizhny Novgorod, Russia
- [HAD87] P. Hadley and M. R. Beasley, Appl. Phys. Lett. **50**, 621 (1987)
- [HAD88a] P. Hadley, M. R. Beasley, and K. Wiesenfeld, Phys. Rev. B **38**, 8712 (1988)
- [HAD88b] P. Hadley, M. R. Beasley, and K. Wiesenfeld, Appl. Phys. Lett. **52**, 1619 (1988)
- [HAD89] P. Hadley, Ph. D. thesis, Stanford University, 1989
- [HAS86] G. Hasnain, A. Dienes, and J. R. Whinnery, IEEE Trans. on Microwave Theory Tech. **34**, 738, (1986)
- [HER91] K. Herrmann, Y. Zhang, H.-M. Mück, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski, Supercond. Sci. & Technol. **4**, 583 (1991)
- [HER94] K. Herrmann, Doktorarbeit, Institut für Schicht und Ionentechnik, Forschungszentrum Jülich GmbH, (1994)
- [HER95] K. Herrmann, G. Kunkel, M. Siegel, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski, C. L. Jia, B. Kabius, and K. Urban, J. Appl. Phys. **78**, 1131 (1995)
- [HUM92] J. Humlicek et al., Physica C **190**, 383 (1992)
- [HUM93] R. G. Humphreys and J. A. Edwards, Physica C **210**, 42 (1993)
- [JAC62] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, Walter de Gruyter, Berlin, New York, (1983)
- [JAI80] A. K. Jain, P. Mankiewich and J. E. Lukens, Appl. Phys. Lett. **36**, 774 (1980)
- [JAI84] A. K. Jain, K. K. Likharev, J. E. Lukens, J. E. Sauvageau, Physics Reports **109**, 359 (1984)
- [JIL76] D. W. Jillie, J. E. Lukens, Y. H. Kao, G. J. Dolan, Phys. Lett. **55A**, 381 (1976)
- [JIL77] D. W. Jillie, J. E. Lukens and Y. H. Kao, Phys. Rev. Lett. **38**, 915 (1977)
- [JOR90] J. D. Jorgensen, B. W. Veal, A. P. Paulikas, L. J. Nowicki, G. W. Crabtree, H. Claus and W. K. Kwok, Phys. Rev. B **41**, 1863 (1990)
- [JOS62] B. D. Josephson, Phys. Lett. **1**, 251 (1962)
- [JOS69] B. D. Josephson, Kap. 9 *Superconductivity* Vol. I, Parks, ed., M. Dekker, Inc., New York (1969)
- [KAU85] R. L. Kautz, R. Monaco, J. Appl. Phys. **57**, 875 (1985)
- [KAU92] R. L. Kautz, R. H. Ono, C. D. Reintsema, Appl. Phys. Lett. **61**, 342 (1992)
- [KAU94] R. L. Kautz, S. P. Benz, C. D. Reintsema, Appl. Phys. Lett. **65**, 1445 (1994)
- [KLE91] R. Kleiner, C - Programme, Walther - Meißner - Institut der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, 1991
- [KOS94] V. P. Koshelets, A. V. Shchukin, S. V. Shitov, L. V. Filipenko, G. M. Fischer, and J. Mygind, Physica B **194-196**, 81 (1994)

- [KOS95] V. P. Koshelets, A. Shchukin, I. L. Lapytskaya, J. Mygind, Phys. Rev. B **51**, 6436 (1995)
- [KRÜ90] U. Krüger, Diplomarbeit, Institut für Schicht- und Ionentechnik, Forschungszentrum Jülich GmbH, (1990)
- [KUL65] I. O. Kulik, JEIP Lett. **2**, 84 (1965)
- [KUN93] G. Kunkel, C - Programme, KFA (1993)
- [KUN94a] G. Kunkel, M. Bode, F. Wang, M. Siegel, W. Zander, J. Schubert and A. I. Braginski, Supercond. Science & Techn. **7**, 313 (1994)
- [KUN94b] G. Kunkel, Proceeding of SPIE, San Francisco (1994)
- [KUN94c] G. Kunkel, M. Siegel, *Weak Superconductivity*, Eds. S. Benacka, P. Seidel, V. Strbik, Polygrafia SAV, Bratislava, 128 - 139 (1994)
- [KUN95a] G. Kunkel, R. H. Ono, erscheint in Appl. Phys. Lett.
- [KUN95b] G. Kunkel, R. H. Ono, M. Siegel, Proceeding of the European Conference on Applied Superconductivity, Edinburgh, im Druck (1995)
- [KUN95c] G. Kunkel, R. H. Ono, Proceeding of the 5th International Superconductive Electronics Conference, Nagoya, im Druck (1995)
- [KUN95d] G. Kunkel, R. H. Ono, A. M. Klushin, eingereicht an Supercond. Science & Techn.
- [LEH90] R. Lehmann, K. Herrmann, F. Schroeteler, A. van der Hart, J. Schneider, E. Sodtke, H. Soltner, W. Zander and A. I. Braginski, Proc. ICMC'90, (1990)
- [LID93] D. R. Lide, CRC Handbook of Chemistry and Physics, CRC Press, Boca Raton (1993)
- [LIK79] K. K. Likharev, Rev. Mod. Phys. **51**, 101 (1979)
- [LIK86] K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*, Gordon and Breach Science Publishers, New York (1986)
- [LIK72] K. K. Likharev and V. K. Semenov, JETP Lett. **15**, 442 (1972)
- [LIN77] P. E. Lindelof, J. Bindslev Hansen, J. Low Temp. Phys. **29**, 369 (1977)
- [LIN78] P. E. Lindelof, J. Bindslev Hansen, P. Jespersen, Future Trends in Superconductive Electronics, A. I. P. Conf. Proc. No. **44**, 322, New York (1978)
- [LON79] A. Longacre, J. Appl. Phys. **50**, 6451 (1979)
- [LUK90] J. E. Lukens in *Superconducting Devices*, (eds) S. T. Ruggiero, D. A. Rudman, Academia Press, Boston (1990)
- [MCC68] D. E. McCumber, J. Appl. Phys. **39**, 3113 (1968)
- [MOE93] B. H. Moeckly, D. K. Lathrop, and R. A. Buhrman, Phys. Rev. B **47**, 400 (1993)
- [ONO91] R. H. Ono, J. A. Beall, M. W. Cromar, T. E. Harvey, M. E. Johansson, C. D. Reintsema, D. A. Rudman, Appl. Phys. Lett. **59**, 1126 (1991)
- [PAG91] S. Pagano, B. Ruggiero, E. Samelli, Phys. Rev. B **43**, 5364 (1991)

- [PAU93] A. J. Pauza, A. M. Campbell, D. F. Moore, R. E. Somekh, , and A. N. Broers, IEEE Trans. Appl. Supercond. **3**, 2405 (1993)
- [PET 89] R. L. Peterson, J. W. Ekin, Physica C **157**, 325 (1989)
- [RAM67] S. Ramo, J. R. Whinnery, and T. Van Duzer, *Fields and Waves in Communication Electronics*, Wiley, New York (1967)
- [REI94a] C. D. Reintsema, Ph. D. Thesis, National Institute of Standards and Technology, Boulder, CO (1994)
- [REI94b] C. D. Reintsema, R. H. Ono, T. E. Harvey, N. Missert, L. R. Vale, Appl. Phys. Lett. **64**, 637 (1994)
- [SAR93] E. Sarnelli, P. Chaudhari, and J. Lacey, Appl. Phys. Lett. **62**, 777 (1993)
- [SHA63] S. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **11**, 80 (1963)
- [SIM91] R. W. Simon, J. B. Bulman, J. F. Burch, S. B. Coons, K. P. Daly, W. D. Dozier, R. Hu, A. E. Lee, J. A. Luine, C. E. Platt, S. M. Schwarzbeck, M. S. Wire, M. J. Zani, IEEE Trans. Magn. **27**, 3209 (1991)
- [SOD93] E. Sodtke, private Mitteilungen
- [SOE77] O. H. Soerensen, J. Mygind, N. F. Petersen, V. N. Gubankov, M. T. Levinsen, and P. E. Lindelof, J. Appl. Phys. **48**, 5372 (1977)
- [STE68] W. C. Stewart, Appl. Phys. Lett. **12**, 277 (1968)
- [STE78] M. Stern, W. Howard and Y. H. Kao, Journal de Physique **39**, C6-577 (1978)
- [STR90] B. Stritzker, J. Schubert, U. Poppe, W. Zander, U. Krüger, A. Lubig, C. Buchal, Journal of the Less-Common Metals, **164&165**, 279 (1990)
- [SWI61] J. C. Swihart, J. Appl. Phys. **32**, 461 (1961)
- [TOL93] S. K. Tolpygo, S. Shokhor, J.-Y. Lin, M. Gurvitch, A. Bourdillon, S. Y. Hou, Julia M. Phillips, Appl. Phys. Lett. **63**, 1696 (1993)
- [UST93] A. V. Ustinov, T. Doderer, R. P. Huebener, J. Mygind, V. A. Oboznov, and N. F. Petersen, IEEE Trans. Appl. Supercon. **3**, 2287 (1993)
- [VAN94] H. S. J. van der Zant, D. Berman, T. P. Orlando, K. A. Delin, Phys. Rev. B **49**, 12945 (1994)
- [VAR78] C. Varmazis, R. D. Sandell, A. K. Jain, J. E. Lukens, Appl. Phys. Lett. **33**, 357 (1978)
- [VIL92] M. Vildic, G. Friedl, D. Uhl, G. Daalmans, H. Köhler, H. Meyer, F. Bömmel, G. Saemann-Ischenko, Proc. Applied Superconductivity Conference, Chicago, 24.-28. August, 1992
- [VON95] L. Vonderbeck, Diplomarbeit, Institut für Schicht und Ionentechnik, Forschungszentrum Jülich (1995)
- [VYS73] A. N. Vystavkin, V. N. Gubankov, L. S. Kuzmin, K. K. Likharev, V. V. Migulin, and V. K. Semenov, DEJJ, **79** (1973)
- [WAL70] J. R. Waldram, A. B. Pippard, and J. Clarke, Phil. Trans. Roy. Soc. A **268**, 265 (1970)

- [WAN93] F. Wang, G. Kunkel, C. Copetti, H. Kohlstedt, R. Wördenweber, Appl. Supercond. ed: H. C. Freyhardt, DGM Informationsgesellschaft, Oberursel, 1155 (1993)
- [WEN69] C. P. Wen, IEEE Trans. on Microwave Theory Tech. 17, 1087, (1969)
- [WIN94] D. Winkler, Y. M. Zhang, P. Å. Nilsson, E. A. Stepantsov, and T. Claeson, Phys. Rev. Lett. 72, 1260 (1994)
- [WU87] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, C. W. Chu, Phys. Rev. Lett. 58, 908 (1987)
- [YAN65] I. R. Yanson, V. M. Svistunov, V. M. Dmitrenko, Sov. Phys. JETP 20, 1404 (1965)
- [YAN70] I. K. Yanson, Soviet Physics JETP 31, 800 (1970)
- [ZHA92] Y. Zhang, H.-M. Mück, K. Herrmann, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski, C. Heiden, Appl. Phys. Lett. 60, 654 (1992)
- [ZHA93] Y. M. Zhang, D. Winkler, and T. Claeson, Appl. Phys. Lett. 62, 3195 (1993)
- [ZHA95] Y. M. Zhang, D. Winkler, G. Brorsson, and T. Claeson, IEEE Trans. Appl. Supercond. 5, 2200 (1995)

Danksagung

Herrn Prof. Dr. A. I. Braginski danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit im Institut für Schicht und Ionentechnik des Forschungszentrums Jülich anfertigen zu können. Ferner einen herzlichen Dank dafür, daß ich einen Teil meiner Arbeit im National Institute of Standards and Technology in Boulder durchführen konnte.

Herrn Dr. habil. Siegel danke ich für seine Betreuung, konstruktive Vorschläge und die Durchsicht dieser Arbeit.

Herrn Dr. Ron Ono danke ich für seine Betreuung während meines Auslandsaufenthaltes in den USA und den vielen neuen Pokervarianten.

Den Hochtemperatursupraleiter - Gruppen im ISI und im NIST danke ich für ihre Hilfs- und Diskussionsbereitschaft.

Besonderen Dank an Peter Booi, Carl Reintsema und Hermann Kohlstedt für ihr Interesse an meiner Arbeit; ihre tatkräftige Unterstützung während vieler Prozeßschritte und das freundschaftliche Verhältnis.

Dick Kautz, Don Degroot und Alexey Ustinov für ihre Unterstützung in theoretischen Fragen und wertvollen Hilfen die die Durchführung von Simulationen vereinfachten.

Marian Darula und Erik Sodtke für Simulationsrechnungen und Diskussionen über die Josephsondynamik.

Lothar Vonderbeck, Sascha Klushin und Levon Amatuni für Emissionsmessungen.

Der "Jülich - Kaffeerrunde", den "ISI bzw. NIST - Soccerteams" und dem "Lunch - Volleyballteam" für Aufheiterungen und körperlichen Ausgleich während der Promotion.

Den Reinraummannschaften, Werkstätten und Sekretärinnen in Jülich und Boulder

Dem Deutschen Akademischen Austauschdienst (DAAD) für die Gewährung meines Auslandsstipendiums, die den Auslandsaufenthalt mir und meiner Frau ermöglichte. Dadurch konnten wir Land und Leute eines Landes für ein Jahr kennenlernen.

Ganz besonders bedanke ich mich bei meiner Frau Birgit, die mich in jeder Situation voll unterstützt und trotz Schwangerschaft und Geburt unserer Tochter Anna meine Arbeit kritisch durchsah.

Jül-3192
Februar 1996
ISSN 0944-2952