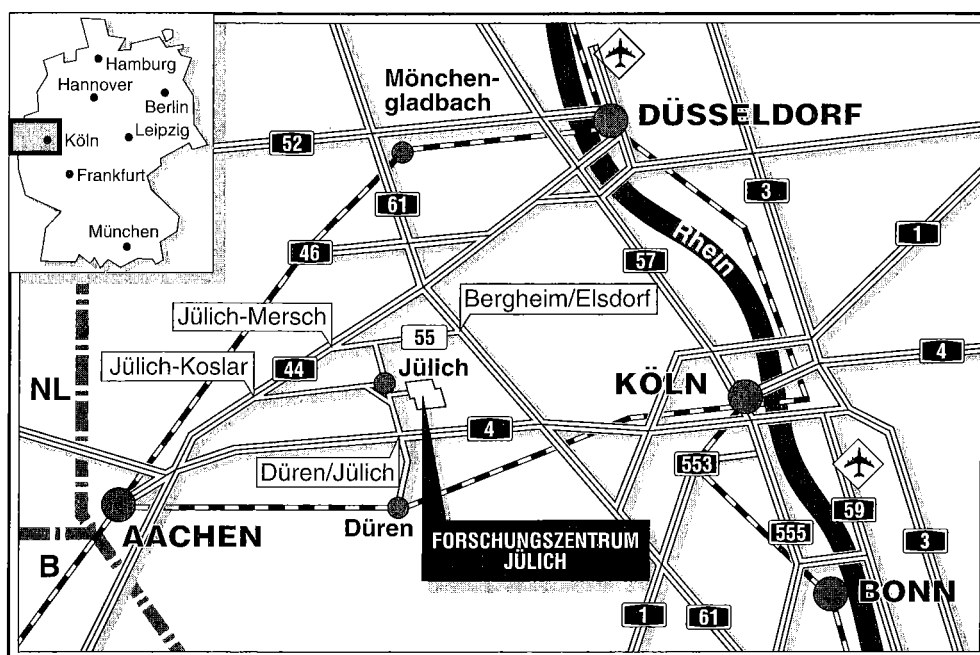


Institut für Schicht- und Ionentechnik

**Herstellung und elektrische
Charakterisierung von SNS-Kontakten
mit Goldbarriere**

Michael Bode



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3125

ISSN 0944-2952

Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-3125

D26 (Diss. Universität Gießen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 024 61/61-61 02 · Telefax: 024 61/61-61 03 · Telex: 833 556-70 kfa d

Herstellung und elektrische Charakterisierung von SNS-Kontakten mit Goldbarriere

Michael Bode

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen	5
2.1	Der Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	5
2.2	Der Josephson-Effekt	7
2.2.1	DC Josephson-Effekt	7
2.2.2	Der Josephson-Kontakt im Magnetfeld	8
2.2.3	AC Josephson-Effekt	9
2.2.4	Absorption von Mikrowellenstrahlung	10
2.2.5	Emission von Mikrowellenstrahlung	11
2.3	Das RSJ-Modell	11
3	Josephson-Kontakte mit HTSL	14
3.1	Kontakte mit künstlichen Korngrenzen	15
3.2	Kontakte mit epitaktischen Barrieren	15
3.3	Kontakte mit Edelmetallbarrieren	17
4	Theoretische Modelle	19
4.1	Proximity-Effekt	19
4.2	HTSL Proximity-Effekt Kontakte	22
4.2.1	Strompfade für Josephson- und Quasiteilchenstrom	22
4.2.2	Anisotropie zwischen a , b und c Richtung	23
4.2.3	Clean und dirty limit	24
4.2.4	Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes	24
4.3	Andreev-Reflexion	28
4.4	Zeitabhängige Ginzburg-Landau Theorie	29
4.4.1	TDGL-Gleichungen	30
4.4.2	Randbedingungen	31
5	Ergebnisse der TDGL-Rechnungen	33
5.1	Numerische Auswertung	33
5.2	Excess Strom	35
5.3	Verhalten bei DC Speisung	36
5.4	Verhalten unter Mikrowelleneinstrahlung	37

6	Herstellung von SNS-Stufenkontakten	43
6.1	Aufbau der SNS-Kontakte mit Au-Barriere	43
6.2	Präparation der Substratstufe	44
6.3	Sputterdeposition von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Filmen	47
6.4	Strukturierung der Proben	50
6.5	Isotrope Abscheidung	52
6.6	Filmwachstum im Bereich der Substratstufe	54
7	Messung der stationären Eigenschaften	59
7.1	Meßtechnik	59
7.2	Normalwiderstand der SNS-Kontakte	62
7.2.1	Messungen	62
7.2.2	Diskussion	64
7.3	Kritischer Strom	67
7.3.1	Längenabhängigkeit	69
7.3.2	Temperaturabhängigkeit	70
7.3.3	Magnetfeldabhängigkeit	70
7.3.4	Abhängigkeit des kritischen Stromes von der Kristallrichtung an der SN-Grenzfläche	72
7.4	Excess-Strom	75
7.5	Diskussion	76
7.5.1	Symmetrische vs. asymmetrische Kontakte	79
7.5.2	Homogenität der Grenzflächen	79
7.5.3	Excess-Strom	81
7.5.4	Temperaturabhängigkeit	83
8	Messung der dynamischen Eigenschaften	87
8.1	Strom-Spannungskennlinien	87
8.2	Absorption von Mikrowellen	89
8.2.1	Messungen	89
8.2.2	Diskussion	89
8.3	Emittierte Strahlung und Linienbreite	94
9	Zusammenfassung	97
	Literatur	100

Kapitel 1

Einleitung

Josephson-Kontakte sind die aktiven Bauelemente in fast allen Arten von supraleitenden Schaltungen. Ihnen kommt die zentrale Rolle in der supraleitenden Elektronik zu. Mit der Entdeckung der Hochtemperatur-Supraleiter (HTSL) ergibt sich die Perspektive solche Anwendungen wie SQUIDs, schnelle digitale Signalverarbeitung oder Josephson-Oszillatoren bei höheren Temperaturen bis zu 77K zu betreiben, bzw. bei niedrigen Temperaturen höhere Leistungen zu erzielen.

Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter (SNS) Kontakte mit Edelmetallbarriere sind relativ einfach herzustellen und zeichnen sich durch sehr hohe Werte der charakteristischen Spannung aus, die die Nähe des theoretisch Erwartbaren erreichen kann. Kritischer Strom und normalleitender Widerstand sollten sich prinzipiell durch die Kontaktgeometrie und damit durch die lithographische Definition der Bauelemente unabhängig voneinander einstellen lassen.

Probleme, die die technische Nutzung bislang behindern, sind zum einen die Eigenschaften der SN-Grenzfläche, die unter Umständen eine erhebliche Unterdrückung des Ordnungsparameters bewirken können. Zum anderen treten auch intrinsische normalleitende Kanäle auf, die den normalleitenden Widerstand und damit die charakteristische Spannung senken. Diese Effekte sind auch die Ursache für die erheblichen Parameterstreuungen, die ähnlich wie bei anderen HTSL-Kontakten noch auftreten.

Ein weiteres davon unabhängiges technologisches Problem ist der anisotrope Herstellungsprozeß. Die Kontakte werden durch ein gerichtetes Abscheidungsverfahren hergestellt, was bedingt, daß alle Kontakte auf einem Chip parallel angeordnet werden müssen. Dies schränkt die Freiheit beim Entwurf von Schaltungen deutlich ein und kann zu Problemen führen, wenn z.B. mehrere Kontakte und ihre Zuleitungen auf engem Raum angeordnet werden müssen.

SNS-Kontakte sind im Unterschied zu den in der Tieftemperatursupraleitung weitgehend verwendeten Tunnelkontakten sogenannte „weak links“. Die Prozesse die die Supraleitung in einem „weak link“ vermitteln (Andreev-Reflexion, Proximity-Effekt) sind andere als in einem Tunnelkontakt. Dementsprechend sollten sich auch die dynamischen Eigenschaften von SNS-Kontakten von denen geschunteter Tunnelkontakte (RSJ-Kontakte) unterscheiden.

Ziel dieser Arbeit ist es ein besseres Verständnis der stationären und dy-

namischen Transporteigenschaften von SNS-Kontakten mit Edelmetallbarriere zu gewinnen. Dabei soll unter anderem untersucht werden, inwieweit die Unterschiede der dynamischen Eigenschaften von SNS- und geschunteten Tunnelkontakten auf die Eigenarten des „weak links“ zurückzuführen ist. Es wird dazu ein vereinfachtes Modell entwickelt, daß die stationären und dynamischen Eigenschaften der Kontakte semi-quantitativ beschreibt.

Parallel dazu wird eine Lösung für das technologische Problem der anisotropen Herstellung der SNS-Kontakte erarbeitet.

Überblick

In Kapitel 2 werden kurz die grundlegenden Eigenschaften des Hochtemperatur-Supraleiters $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ vorgestellt. Danach folgt ein Überblick über den Josephson-Effekt und das einfachste Modell eines Josephson-Kontaktes.

Kapitel 3 enthält einen Überblick über die verschiedenen Arten von HTSL Josephson-Kontakten, insbesondere über den Entwicklungsstand bei SNS-/Edelmetall Kontakten.

Die Modelle, zur theoretischen Beschreibung von SNS-Kontakten und der besonderen Eigenschaften von HTSL SNS-Kontakten werden in Kapitel 4 vorgestellt. Nach einem Überblick über den Proximity Effekt folgt eine Diskussion der für HTSL-Kontakte relevanten Aspekte der verschiedenen Strompfade im Kontakt, der Anisotropie der Transporteigenschaften im YBCO, des Einflusses der freien Weglänge in der Barriere und der Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms. In Kapitel 4.3 wird kurz die Andreev-Reflexion als Mechanismus des Suprastromtransports vorgestellt. Kapitel 4.4 beschäftigt sich mit einem alternativen dynamischen Modell zur Beschreibung von „weak links“, den zeitabhängigen Ginzburg-Landau Gleichungen (TDGL).

Kapitel 5 zeigt an Hand der Ergebnisse von Rechnungen im TDGL-Modell einige der erwarteten Besonderheiten der dynamischen Eigenschaften von SNS-Kontakten.

In Kapitel 6 wird die Herstellung der Kontakte von der Substratpräparation über die Filmherstellung bis zur Strukturierung der Kontakte beschrieben.

Kapitel 7 enthält die Messungen der stationären Transporteigenschaften und die Diskussion ihrer Abhängigkeit von Temperatur, Geometrie, Magnetfeld und Kristallrichtung. Es wird ein Modell entwickelt, daß diese Abhängigkeiten beschreibt.

In Kapitel 8 folgt die Messung der dynamischen Eigenschaften und ihre Diskussion im Rahmen des RSJ- und des TDGL-Modells.

Kapitel 9 enthält schließlich eine Zusammenfassung und den Ausblick auf weitere noch zu untersuchende Fragen bzgl. der SNS-Kontakte.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Der Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Der erste Hochtemperatursupraleiter wurde 1986 von Bednorz und Müller entdeckt [1]. Es war das $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_2\text{CuO}_{4-y}$ mit einer Sprungtemperatur $T_C = 30\text{K}$. Es folgte 1987 das $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_2\text{CuO}_{4-y}$ [2] mit $T_C = 40\text{K}$ und das $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [3], das als erstes Material oberhalb der Temperatur des flüssigen Stickstoffs supraleitend war ($T_C = 92\text{K}$).

Später wurden weitere HTSL mit noch höheren Sprungtemperaturen entdeckt wie $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ mit $T_C = 110\text{K}$ [4], $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_2\text{O}_x$ mit $T_C = 107\text{K}$ und $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ mit $T_C = 125\text{K}$ [5], die aber auch eine noch kompliziertere Struktur und schwierigere Herstellungsbedingungen aufweisen. Das Material mit der bis heute höchsten Sprungtemperatur ist $\text{Hg}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ mit $T_C = 133\text{K}$ [6] die sich unter Druck bis auf 160K steigern läßt [7].

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (abgekürzt YBCO) besitzt wie die anderen HTSL ein perowskitische Struktur. Es ist der bisher am besten untersuchte Hochtemperatursupraleiter (HTSL) und die Herstellungsverfahren für dünne Filme sind für YBCO am weitesten entwickelt. YBCO zeichnet sich durch eine sehr hohe kritische Stromdichte aus ($j_c > 10^7\text{A}/\text{cm}^2$ bei 4.2K in Dünnschichten). Eine problematische Eigenschaft ist die kleine Kohärenzlänge ξ von nur wenigen nm und ihre Anisotropie.

Die Kristallstruktur von YBCO ist erheblich komplexer als die Struktur von konventionellen Supraleitern oder Halbleitern. In Abbildung 2.1 ist die Struktur der supraleitenden orthorhombischen Phase des YBCO dargestellt. Die Gitterparameter in der orthorhombischen Phase sind [8] $a = 3.82\text{\AA}$, $b = 3.89\text{\AA}$, $c = 11.68\text{\AA} \approx 3 \cdot b$. Die orthorhombische Verzerrung ist also relativ schwach.

Die Elementarzelle von YBCO besteht aus einer Abfolge von in c -Richtung gestapelten Schichten aus $\text{BaO} - \text{CuO}_2 - \text{Y} - \text{CuO}_2 - \text{BaO} - \text{CuO}$. Das Kupfer-Sauerstoff Untergitter ist hierbei für die elektrischen Eigenschaften verantwortlich. Es besteht aus zwei Untereinheiten: den CuO_2 Ebenen und den CuO Ketten. Die CuO_2 Ebenen bestehen aus in a - und b -Richtung vernetzten CuO_5 Pyramiden, während die CuO Ketten aus nur in b -Richtung vernetzten zweidimensionalen CuO_3 Plaketten bestehen.

Die CuO_2 Ebenen sind die eigentlichen Träger der Supraleitung, in denen

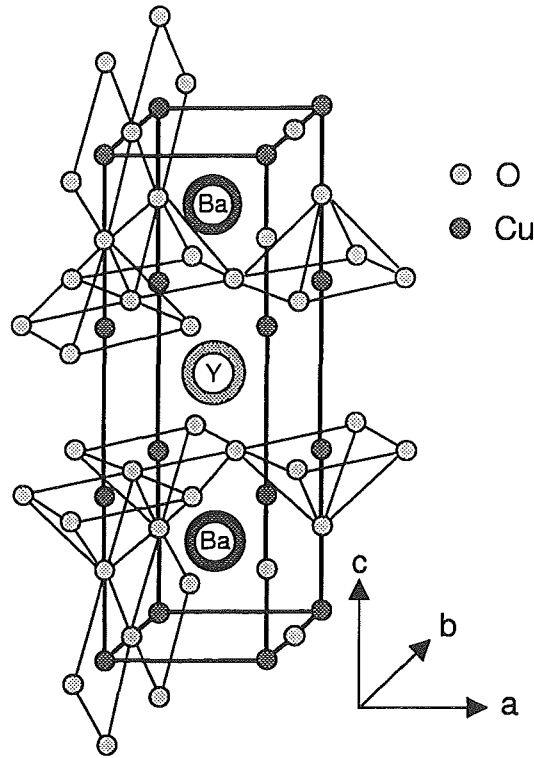


Abbildung 2.1: Elementarzelle von YBCO

die Bildung von Cooper-Paaren stattfindet. Die dafür zusätzlich benötigten freien Ladungsträger (Löcher) werden von den in b -Richtung verlaufenden CuO Ketten geliefert. Die Ketten sind nicht direkt an der Supraleitung beteiligt, sondern stellen ein Ladungsträgerreservoir für die CuO₂ Ebenen bereit.

Durch Sauerstoffverlust (z.B. durch Heizen im Vakuum, oder bei der Deposition von dünnen Filmen) geht die orthorhombische in die isolierende tetragonale Phase YBa₂Cu₃O₆ über. Der Sauerstoff wird dabei den CuO Ketten entzogen. Die Reduktion der kritischen Temperatur hängt sowohl vom Sauerstoffverlust als auch von strukturellen Defekten im Sauerstoffuntergitter ab.

Der extrem zweidimensionale Aufbau bestimmt auch die elektrischen Eigenschaften des Materials: sie weisen eine starke Anisotropie bezüglich der c -Richtung und eine schwache Anisotropie innerhalb der a - b -Ebene auf (Tab. 2.1). Der spezifische Widerstand ist linear mit der Temperatur $\rho(T) = \alpha T + \beta$ mit $\beta \approx 0$. Die Anisotropie der Steigung zwischen a - und c -Richtung ist $\alpha_c/\alpha_a = 55$ und in der Ebene $\alpha_a/\alpha_b = 2.2$ [9].

Speziell die Anisotropie der Kohärenzlängen bedeutet eine Einschränkung für die Realisierung von kryoelektronischen Bauelementen. Die Kohärenzlänge in c -Richtung ist kleiner als die Abmessung der Elementarzelle, was eine starke Unterdrückung der Supraleitung in c -Richtung zur Folge hat.

Bei der Realisierung von Bauelementen ist daher eine Geometrie zu wählen, die einen Stromfluß in a - b -Richtung ermöglicht. Zusätzlich zu den intrinsischen Eigenschaften bilden c -orientierte Filmoberflächen infolge der chemischen Re-

Tabelle 2.1: Anisotrope Eigenschaften von YBCO.

Kristallrichtung	v_F [ms ⁻¹]	ξ [nm]	λ_l [nm]
a	$1.5 \cdot 10^5$	≈ 3	≈ 27
b	$2.5 \cdot 10^5$	≈ 3	≈ 27
c	$5.0 \cdot 10^4$	≈ 0.3	≈ 180

λ_l : London Eindringtiefe

v_F aus Bandstrukturechnungen in [9]

aktivität von Ba in der Regel eine isolierende BaO Ebene aus [10, 11]. Diese Barriere beeinträchtigt jede Art von elektrischem Kontakt zwischen YBCO Film und anderen Materialien.

2.2 Der Josephson-Effekt

Der supraleitende Zustand ist ein makroskopischer Quantenzustand, in dem sich alle supraleitenden Ladungsträger (Cooper-Paare) mit einer einzigen Wellenfunktion der Form $\Psi = \rho^{1/2} e^{i\phi}$ beschreiben lassen. Dabei ist ϕ die allen Cooper-Paaren gemeinsame Phase, und ρ ist die Cooper-Paar-Dichte.

Der Josephson Effekt tritt auf, wenn zwei supraleitende Elektroden über ein sogenanntes „weak link“ schwach miteinander gekoppelt werden. Dabei entsteht ein Überlapp der Wellenfunktionen der Cooper-Paare in beiden Elektroden, der einen kohärenten Transport von Cooper-Paaren durch das „weak link“ ermöglicht. Die Kopplung der Wellenfunktionen bewirkt eine Korrelation der Phasen der Wellenfunktionen in beiden Elektroden.

Es gibt eine Vielzahl von Möglichkeiten ein solches „weak link“ zu erzeugen, historisch wurde der Josephson-Effekt zuerst für Tunnelkontakte vorhergesagt [12] und auch daran experimentell beobachtet.

2.2.1 DC Josephson-Effekt

In einem Josephson-Kontakt fließt ein Strom, wenn eine endliche Phasendifferenz $\phi = \phi_L - \phi_R$ zwischen den beiden gekoppelten Wellenfunktionen vorliegt. Eine exakte Herleitung ergibt [12]:

$$I = I_c \sin \phi. \quad (2.1)$$

Diese Gleichung beschreibt den idealen DC Josephson-Effekt.

Legt man eine Spannung V am Josephson-Kontakt an, so ergibt sich eine zeitliche Änderung der Phase (der AC Josephson-Effekt):

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{2eV}{\hbar}. \quad (2.2)$$

Die Gleichungen 2.1 und 2.2 sind die 1. und 2. Josephson Gleichung. Bei $V = 0$, d.h. zeitlich konstanter Phase, kann nach Gleichung 2.1 ein endlicher Suprastrom fließen.

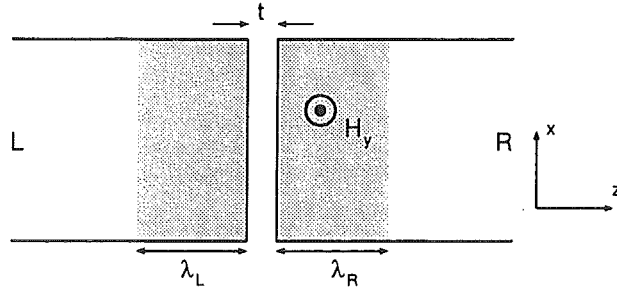


Abbildung 2.2: Josephson-Kontakt im Magnetfeld. Die Bereiche mit nicht verschwindender Stromdichte der Abschirmströme sind schattiert. Es bedeuten: H_y die Magnetfeldkomponente in y -Richtung, t die Dicke der Barriere, $\lambda_{L,R}$ die London-Eindringtiefe.

Gleichung 2.1 wurde für den speziellen Fall des Tunnelkontaktes hergeleitet, gilt aber in der Regel auch für andere „weak links“. Allgemein kann aber auch eine Abweichung von der sinusförmigen Strom-Phasen Beziehung vorliegen [13]:

$$I = I_c \sin \phi + \sum_{m=2}^{\infty} I_m \sin m\phi. \quad (2.3)$$

2.2.2 Der Josephson-Kontakt im Magnetfeld

Der kritische Strom I_c durch den Josephson-Kontakt hängt stark vom äußeren Magnetfeld ab. Die Messung dieser Abhängigkeit ist eine empfindliche Methode um Informationen über die Stromdichteverteilung im Kontakt zu erlangen. Sie ist eine Konsequenz aus der Phasenkorrelation im Supraleiter und der Abhängigkeit der Phase vom Vektorpotential $\mathbf{A}$.

Bei der Anordnung in Abb. 2.2 liegt das äußere Magnetfeld senkrecht zur Normale der Barriere und zum Transportstrom I . In diesem Fall ist die Abhängigkeit der Stromdichte in x -Richtung gegeben durch [14]:

$$J = J_C \sin \left(\frac{2e}{\hbar c} d H_y x + \phi_0 \right) \quad d = \lambda_L + \lambda_R + t. \quad (2.4)$$

Die Suprastromdichte wird durch das Magnetfeld räumlich moduliert. Durch das periodische Verhalten der Modulation wird der Gesamtstrom durch den Kontakt Null, wenn gerade eine ganzzahlige Anzahl von Perioden im Kontakt Platz hat. Ein rechteckiger Kontakt mit einer konstanten Nullfeld Stromdichteverteilung weist eine Magnetfeldabhängigkeit wie in Abb. 2.3 dargestellt (Fraunhofer-Muster) auf. In [14] sind weitere Magnetfeldabhängigkeiten für verschiedene Stromdichteverteilungen gerechnet.

Wird der Josephson-Kontakt so in ein Magnetfeld gebracht, daß die Feldrichtung parallel zur Barriere liegt (Feld in der x - y Ebene), so ergibt sich aus der Abhängigkeit der Phase vom Vektorpotential und dem Ampere'schen Gesetz die Sinus-Gordon Gleichung (in Gauß'schen Einheiten)

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin \phi \quad (2.5)$$

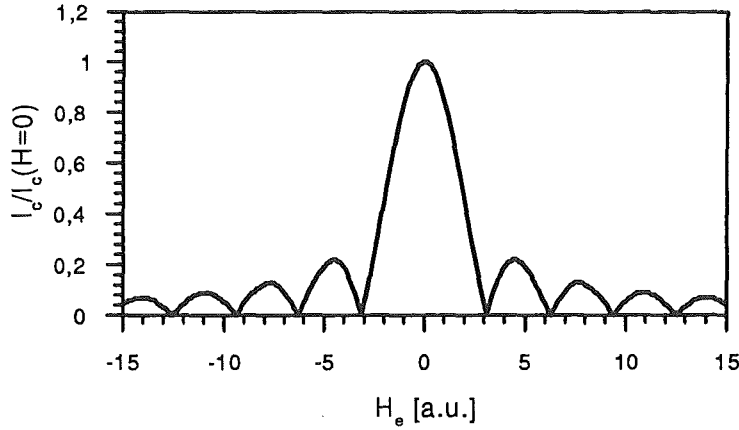


Abbildung 2.3: Abhängigkeit des kritischen Stromes vom externen Magnetfeld für den Josephson-Kontakt von Abbildung 2.2.

mit

$$\bar{c} = c \sqrt{\frac{t}{\epsilon_r d}} \quad (2.6)$$

und

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\hbar c^2}{8\pi e d J_C}}, \quad (2.7)$$

die die gesamte Elektrodynamik des Josephson Kontaktes beschreibt.

Die Josephson-Eindringtiefe λ_J ist ein charakteristisches Maß für die räumliche Ausdehnung, über die sich die Phase um 2π ändert. Eine Phasenänderung um 2π entspricht einem Josephson-Vortex, d.h. einem magnetischen Flußwirbel. Die Josephson-Eindringtiefe kann also als die Größe eines Josephson Vortex aufgefaßt werden.

Ein Josephson-Kontakt, dessen größte Ausdehnung $w < \lambda_J$ ist („schmaler Kontakt“), besitzt eine räumlich konstante Phase und Stromdichte. Ist $w \gg \lambda_J$ („ausgedehnter Kontakt“), so hängt die Stromdichteverteilung von der Geometrie der Stromeinspeisung in den Kontakt ab.

Erfolgt die Stromeinspeisung vorwiegend parallel zur Barriere („Reihen-geometrie“), bewirkt die Selbstabschirmung durch das Eigenmagnetfeld eine Beschränkung des Stromes auf den Randbereich des Kontaktes bis zu einer Tiefe von λ_J . Bei der Reihen-geometrie stellt sich in Folge der Beschränkung des Stromes auf den Randbereich eine Sättigung des kritischen Stromes ein. Bei homogener Stromeinspeisung über die ganze Fläche senkrecht zur Barriere („Überlappgeometrie“), wirkt sich dieser Effekt nicht aus und die Stromdichteverteilung im Kontakt bleibt homogen. Im Fall der Überlappgeometrie nimmt der kritische Strom durch den Kontakt mit wachsender Breite linear zu.

2.2.3 AC Josephson-Effekt

Im spannungsbehafteten Zustand $V \neq 0$, $\langle \partial V / \partial t \rangle = 0$ folgt aus Gleichung 2.2, daß die Phase linear mit der Zeit wächst: $\phi = \omega_0 t + \phi_0$. Eingesetzt in Gleichung

2.1 ergibt sich ein hochfrequenter Wechselstrom durch den Kontakt:

$$I = I_c \sin(\phi_0 + \omega_0 t). \quad (2.8)$$

Die Frequenz der Josephson-Oszillationen ist sehr hoch:

$$\omega_0 = (2e/\hbar)\bar{V} \approx (483\text{MHz}/\mu\text{V}) \cdot \bar{V}. \quad (2.9)$$

Die zweite Josephson Gleichung ist eine direkte Verknüpfung zwischen Frequenz und Spannung, die nur über fundamentale Naturkonstanten voneinander abhängen.

Die Josephson-Oszillationen lassen sich direkt als emittierte Mikrowellenstrahlung und indirekt über die Wechselwirkung mit eingestrahlten Mikrowellen (Shapiro-Stufen) nachweisen.

2.2.4 Absorption von Mikrowellenstrahlung

Die Wechselwirkung zwischen einem externen Mikrowellenfeld und dem Josephson-Kontakt läßt sich am besten diskutieren, wenn man von einer Spannungspeisung ausgeht. Dieser Fall ist zwar wegen der experimentell normalerweise nicht vorhandenen Impedanzanpassung unrealistischer als die Stromspeisung, aber die analytische Behandlung ist einfacher.

Das Mikrowellenfeld der Frequenz ω_r erzeugt im Kontakt eine Spannung

$$V(t) = V_0 + v \cos(\omega_r t) \quad (2.10)$$

wobei V_0 die DC Spannung ist. Für die Phase folgt dann aus den Josephson Gleichungen 2.1, 2.2:

$$\phi(t) = \omega_f t + \frac{\omega_f}{\omega_r} \frac{v}{V_0} \sin(\omega_r t) + \phi_0 \quad (2.11)$$

mit $\omega_f = 2eV_0/\hbar$.

Setzt man diese Phase in die 1. Josephson Gleichung ein, so erhält man nach einigen Umformungen [14] eine zusätzliche DC Stromkomponente

$$I_n = I_c J_n \left(\frac{nv}{V_0} \right) \sin(\phi_0) \quad (2.12)$$

mit $J_n(x)$ Besselfunktion der n -ten Art, die nur auftritt, wenn die Bedingung

$$\frac{2e}{\hbar} V_0 = \pm n \omega_r \quad (2.13)$$

erfüllt ist. Diese Stromkomponenten treten in der Strom-Spannungs Kennlinie als Stufen bei den Spannungen $V_n = \pm n \omega_r \hbar / (2e)$ auf.

Für den Fall der Stromeinspeisung erhält man diese „Shapiro-Stufen“ [15] durch Einfügen eines zusätzlichen Terms $I_{rf} \sin(\omega_r t)$ in Gleichung 2.17 und numerische Lösung der Differentialgleichung (DGL).

Die Höhe der Shapiro-Stufen oszilliert mit der eingestrahlten Mikrowellenleistung. Für ω_r in der Nähe von ω_c kann man die Abhängigkeit der Stufenhöhe von I_{rf} durch die im Fall der Spannungsspeisung erhaltenen Besselfunktionen annähern.

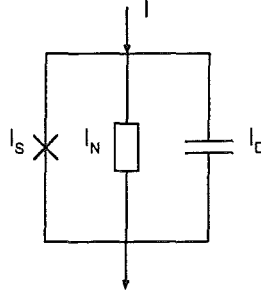


Abbildung 2.4: Ersatzschaltbild für einen Josephson-Kontakt im RCSJ-Modell. Als Symbol für den Josephson-Strom $I_c \sin(\phi)$ wird das $\times$ verwendet.

2.2.5 Emission von Mikrowellenstrahlung

Das Abfallen einer DC Spannung V_0 über dem Josephson-Kontakt bewirkt nach Gleichung 2.1 und 2.2 einen oszillierenden Strom mit der Frequenz $\omega = (2e/\hbar)V_0$. Dieser hochfrequente Strom emittiert Mikrowellenstrahlung aus dem Kontakt. Um die Leistung dieser Strahlung abzuschätzen, wird angenommen der Arbeitspunkt des Kontaktes sei bei $V_0 = V_C = I_C R_N$. Bei optimaler Anpassung beträgt die abgestrahlte Leistung

$$P_\omega = \frac{1}{8} R_N I_C^2. \quad (2.14)$$

Für einen typischen Kontakt mit $R_N = 1\Omega$, $I_C = 1\text{mA}$ ergibt sich eine Leistung von $\approx 10^{-7}\text{W}$.

Die Linienbreite der Josephson-Strahlung wird durch das Spannungsrauschen am Josephson-Kontakt bestimmt, was ausgedrückt durch das Stromrauschen ergibt [13]:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} \right)^2 S_I(0) R_d^2. \quad (2.15)$$

Hierbei ist $S_I(0)$ die niederfrequente spektrale Leistungsdichte der Stromfluktuationen, Φ_0 das Flußquant und R_d der differentielle Widerstand am Arbeitspunkt.

2.3 Das RSJ-Modell

Das einfachste phänomenologische Modell für die Dynamik eines Josephson-Kontaktes ist das „Resistivly Shunted Junction“ Modell. Es wird ein Ersatzschaltbild wie in Abb. 2.4 angenommen [16], [17]. Der Kontakt wird als Parallelschaltung eines Widerstandes und des phasenabhängigen Josephson-Stroms beschrieben. Eine Erweiterung des Modells um eine zusätzliche Kapazität wie in Abb. 2.4, wird RCSJ-Modell genannt.

Der Gesamtstrom I durch den Kontakt setzt sich aus den drei Komponenten zusammen:

$$I = I_S(\phi) + I_N(V) + I_D(\dot{V}). \quad (2.16)$$

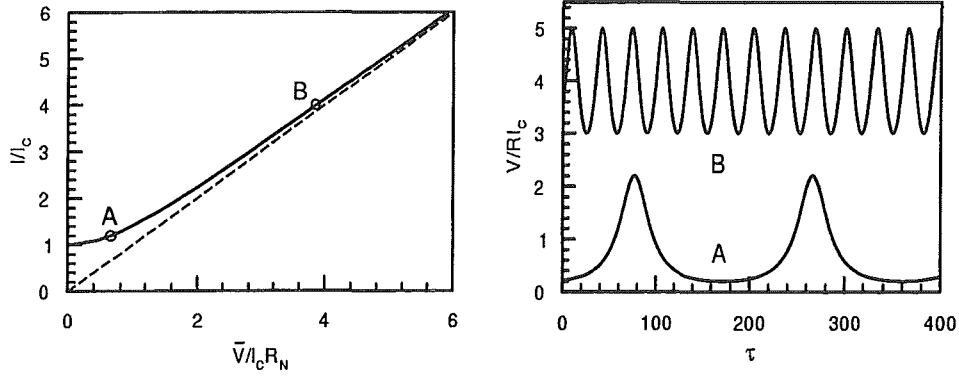


Abbildung 2.5: *links*: DC Strom-Spannungskennlinie eines RSJ-Kontaktes in normierten Größen. *rechts*: Zeitabhängigkeit der Spannung für die beiden in der Strom-Spannungskennlinie mit A und B markierten Punkte.

$I_S = I_C \sin(\phi)$ ist hierbei der spannungsunabhängige Josephson-Strom, $I_N = V/R_N$ der Quasiteilchenstrom durch den Widerstand und $I_D = C\dot{V}$ der Verschiebungsstrom durch die Kapazität.

Zusammen mit der 2. Josephson Gleichung 2.2 ist dies die Grundgleichung des Josephson-Kontaktes im RSJ-Modell. Bei Kenntnis von $V(t)$ läßt sich daraus $I(t)$ berechnen und umgekehrt. Zur Auswertung von 2.16 ist es zweckmäßig die Gleichung in eine Gleichung für die Phase umzuformen:

$$I = I_C \sin(\phi) + \frac{1}{R_N} \frac{\hbar}{2e} \frac{d\phi}{dt} + C \frac{\hbar}{2e} \frac{d^2\phi}{dt^2}. \quad (2.17)$$

Dabei wurde angenommen, daß der Josephson-Kontakt mit einem konstanten Strom gespeist wird, so daß nur eine DC-Stromkomponente vorhanden ist. Unter Verwendung der folgenden Normierungen

$$\omega_C = \frac{2e}{\hbar} V_C \quad \tau = \omega_C t \quad \beta_J = \frac{1}{\omega_C} \frac{1}{R_N C} \quad \alpha = \frac{I}{I_C}$$

wird daraus

$$\alpha = \frac{d^2\phi}{d\tau^2} + \beta_J \frac{d\phi}{d\tau} + \sin(\phi) \quad (2.18)$$

Diese Gleichung läßt sich analytisch nur lösen, wenn der Term der zweiten Ableitung nach der Zeit verschwindet d.h. bei vernachlässigbarer Kapazität C (RSJ-Modell). Dies ist bei den in dieser Arbeit betrachteten SNS-Kontakten in der Regel der Fall. Bei verschwindender Kapazität ist die Stromabhängigkeit der DC-Spannung gegeben durch [14]:

$$\frac{\bar{V}}{I_C R_N} = \beta_J \bar{\phi} = \sqrt{\alpha^2 - 1} \quad (2.19)$$

für $\alpha > 1$ d.h. $I > I_C$.

In Abbildung 2.5 ist die Strom-Spannungskennlinie für die DC Anteile von Strom und Spannung eines RSJ-Kontaktes in normierten Größen dargestellt. In

den Punkten A und B der Strom-Spannungskennlinie wurde die zeitabhängige Spannung $V(t)$ berechnet und in normierten Größen dargestellt. Bei Strömen, die nur wenig größer als I_C sind, ist die Spannung durch periodische Spannungspulse gekennzeichnet, die für größere Ströme in einen sinusförmigen Verlauf mit einem DC-Offset übergeht.

Diese Kennlinienform gilt jedoch nur für den einfachsten Fall der rein sinusförmigen Strom-Phasenbeziehung und für kleine Kontakte. In vielen Fällen weisen reale Kontakte deutliche Abweichungen vom RSJ-Modell auf. Zu den auffälligsten und häufigsten Abweichungen gehört der Excess-Strom. Eine Lösung für den häufigen Fall, daß die Kontaktbreite groß verglichen mit der Josephson-Eindringtiefe ist, ist in [18] zu finden.

An dieser Stelle sei noch einmal betont, daß im RSJ-Model die räumliche Variation der Phase vernachlässigt wird, es also nur für den Grenzfall des schmalen Kontaktes gilt. Außerdem gilt es quantitativ nur für Temperaturen in der Nähe der Sprungtemperatur.

Kapitel 3

Josephson-Kontakte mit Hochtemperatursupraleitern

Für die Herstellung von Josephson-Kontakten mit Hochtemperatursupraleitern wurde in der Literatur eine Vielzahl von verschiedenen Kontakttypen vorgeschlagen. Teils wurden Konstruktionen aus der Tieftemperatursupraleiter Technologie adaptiert, teils wurden neue Konzepte entwickelt, die spezifische Eigenschaften der HTSL ausnutzen.

Problematisch für jede Art der Technologie mit HTSL sind die hohen Prozeßtemperaturen beim Herstellen der HTSL-Filme, die chemische Unverträglichkeit von YBCO mit den meisten Metallen [19] (ausgenommen: Au, Ag, Pd, Ru, Rh, Os, Ir, Pt und Hg), die kurzen Kohärenzlängen, die Anisotropie der elektrischen Eigenschaften, die Notwendigkeit epitaktischen Wachstums und das Fehlen von chemischen Trockenätzprozessen für YBCO und die verwendeten Barrieren- und Substratmaterialien. Diese Eigenschaften müssen bei der Konstruktion eines Josephson-Kontaktes berücksichtigt werden und stellen eine starke Beschränkung dar. Es ist z.B. nicht möglich ein einem Mehrlagensystem YBCO auf einer Metallschicht abzuscheiden und dabei Epitaxie zu erhalten.

Die verschiedenen Arten von HTSL Josephson-Kontakten lassen sich grob einteilen in:

- Kontakte mit künstlichen Korngrenzen
- Kontakte mit epitaktischen Barrieren
- Kontakte mit Edelmetallbarrieren
- Kontakte mit künstlich geschwächten Brücken („weakened links“)

Zusätzlich wird in letzter Zeit die Möglichkeit von Kontakten, die auf dem intrinsischen Josephson-Effekt beruhen, diskutiert. Der intrinsische Josephson-Effekt besteht auf mikroskopischer Ebene zwischen den einzelnen supraleitenden CuO Ebenen die durch normalleitende oder isolierende Schichten getrennt sind. Er wurde bisher in verschiedenen Supraleitern wie Bismut-Strontium-Calcium-Kupferoxid (BSCCO), TBCCO, organischen SL und auch YBCO beobachtet.

3.1 Kontakte mit künstlichen Korngrenzen

Korngrenzkontakte nützen die Tatsache aus, daß an Großwinkelkorngrenzen in YBCO infolge von Gitterverspannungen, Sauerstoffdefizit oder struktureller Unordnung eine starke Reduzierung des Ordnungsparameters und der Josephson-Effekt auftritt. Die genauen mikroskopischen Ursachen sind bisher nicht bekannt. Der Josephson-Effekt an Korngrenzen wurde zuerst an natürlichen Korngrenzen in Keramiken und polykristallinen Filmen beobachtet.

Für die technische Realisation von Josephson-Kontakten werden allerdings künstliche Korngrenzen benötigt, deren Eigenschaften und vor allem deren Lage kontrolliert werden können. Die wichtigsten Arten von Korngrenzkontakten sind:

Step Edge Kontakt Durch Abscheiden des YBCO Film über eine Substratstufe lassen sich Josephson-Kontakte erzeugen [20, 21] (Abb. 3.1 A). Wenn die Stufe einen Winkel $> 60^\circ$ hat, entstehen zwei Korngrenzen an der oberen und unteren Kante [22]. Beide Korngrenzen wirken als Josephson-Kontakte, oft mit stark unterschiedlichem I_C . Der Step Edge Kontakt ist also eine Serienschaltung von zwei Josephson-Kontakten. [23].

Bikristall Kontakt Hier wird ein Substratkristall durchgeschnitten, die Schnittflächen unter einem Winkel angeschliffen und die beiden Hälften wieder zusammengesintert (Abb. 3.1 B). Damit erhält man ein Substrat mit einer einstellbaren Kipp- oder Drehwinkel-Korngrenze. Scheidet man einen YBCO Film auf dem Substrat ab, so setzt sich die Korngrenze im Film fort [24, 25]. Diese Korngrenze wirkt wie die Korngrenze im Step Edge Kontakt als Josephson-Kontakt [26].

Bi-Epitaxie Kontakt Hier wird ausgenutzt, daß auf einigen Substratmaterialien der YBCO Film um 45° verdreht aufwächst [27, 28] (Abb. 3.1 C). Man bringt auf ein Substrat, auf dem YBCO unverdreht aufwächst, eine Schicht aus Material auf, auf dem YBCO verdreht aufwächst (Template). Diese Schicht strukturiert man entsprechend der gewünschten Platzierung der Josephson-Kontakte, so daß an den Übergangsstellen zwischen Pufferschicht und offengelegten Substrat eine 45° Korngrenze im YBCO Film entsteht. Es gibt eine Anzahl von verschiedenen Substrat / Template / Puffer Systemen sowohl für YBCO [29, 30] als auch für den Supraleiter BiSrCaCuO [31].

3.2 Kontakte mit epitaktischen Barrieren

Eine Übertragung der klassischen Mehrlagen Supraleiter-Isolator-Supraleiter (SIS) bzw. Supraleiter-Halbleiter-Supraleiter (SSmS) und SNS-Kontakte auf die Verhältnisse der HTSL stellen die Kontakte mit epitaktischen Barrieren dar. Es wird ein 3-Lagensystem aus YBCO und Barrierenmaterial hergestellt, wobei das Barrierenmaterial chemisch kompatibel zu YBCO sein und die Epitaxie der oberen YBCO Elektrode gewährleisten muß.

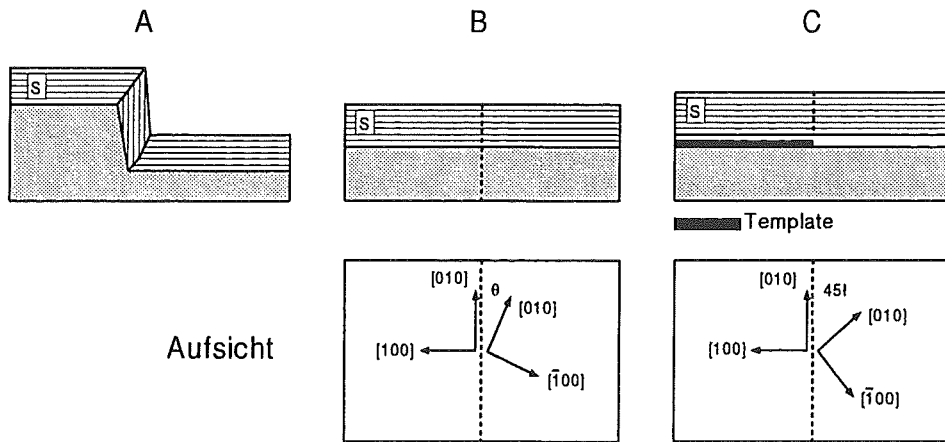


Abbildung 3.1: Korngrenzkontakte in c -achsenorientierten Filmen. A Stufenkontakt (Step Edge), B Bikristall Kontakt mit Korngrenzwinkel θ , C Bi-Epitaxie Kontakt mit 45° Korngrenze. Unten ist die Orientierung der a - b Achsen in der Filmebene gezeigt [32].

In der Literatur kommt eine Vielzahl von Barrierenmaterialien vor, von denen hier nur einige Beispiele angegeben werden sollen. Die Barrieren lassen sich grob in die Klassen Isolatoren (z.B. MgO [33], SrTiO_3 , NdGaO_3), Normalleiter (CaRuO_3 [34], SrRuO_3 , normalleitendes YBCO [35]), Halbleiter bzw. Hoppingleiter ($\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ [36, 37, 38], $\text{SrTiO}_3\text{:Nb}$ [39]) oder Supraleiter mit niedrigerer Sprungtemperatur ($\text{Y}_{0.6}\text{Pr}_{0.4}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [40]) einteilen.

Der genaue Mechanismus des Cooperpaartransportes durch die Barriere ist in den meisten Fällen ungeklärt. Mögliche Mechanismen, die in der Literatur diskutiert werden sind:

Tunneleffekt bei isolierenden Barrieren. Hierfür sind jedoch sehr dünne Barrieren (wenige nm) nötig. Es ist technisch sehr schwierig so dünne Filme frei von Löchern herzustellen.

Proximity-Effekt bei normalleitenden und supraleitenden Barrieren (siehe Kap. 4.1). Die Kohärenzlänge innerhalb der Barrieren kann bis zu einigen 10nm betragen, so daß die Barrierendicken größer und damit die Herstellungsprobleme kleiner werden [40].

Resonantes Tunneln bei allen Barrierentypen. Der Tunneleffekt erfolgt hier nicht direkt von einer Elektrode in die andere sondern über lokalisierte Zustände in der Barriere, wodurch dickere Barrieren durchtunnelt werden können.

Microshorts bei allen Barrierentypen. Wenn die Barriere nicht vollständig dicht ist, können supraleitende Verbindungen zwischen den Elektroden entstehen, die bei genügend kleinem Querschnitt ($\approx \xi$) als Josephson Elemente wirken [14].

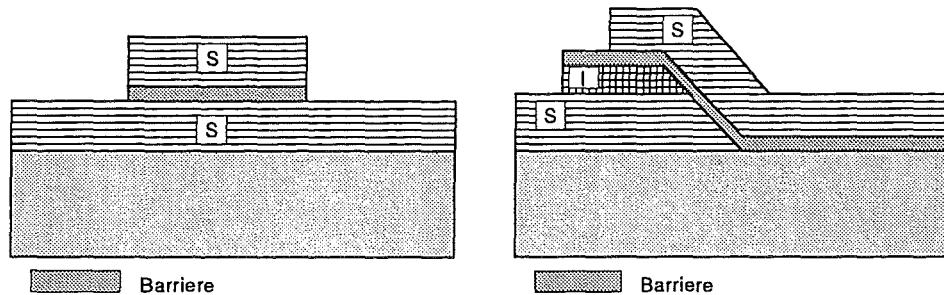


Abbildung 3.2: Kontakte mit epitaktischen Barrieren. *Links*: Sandwichgeometrie, *rechts* Rampengeometrie. Für die Sandwichgeometrie werden *a*-achsenoreintzte Filme gebraucht. S: Supraleiter, I: Isolation

Als Kontaktgeometrien kommen die Sandwichgeometrie (Abbildung 3.2 links) und die Rampengeometrie (Abbildung 3.2 rechts) zum Einsatz. Die Sandwichgeometrie läßt die *in situ* Herstellung des ganzen Schichtpaketes zu, bei der Rampengeometrie wird in der Regel zwischen den Depositionsschritten strukturiert.

3.3 Kontakte mit Edelmetallbarrieren

Die Kontakte mit Edelmetallbarrieren sind ebenfalls aus der Tieftemperatursupraleitung bekannt. SNS-Stufenkontakte sind der Gegenstand der vorliegenden Arbeit, ihre Funktionsweise wird in Kapitel 4 eingehend diskutiert. Der Transport der Cooper-Paare wird durch den Proximityeffekt ermöglicht, wobei die Kohärenzlänge im Metall je nach Präparation 30nm bis einige hundert nm beträgt.

Verschiedene Geometrien von Edelmetall-SNS-Kontakten sind in Abb. 3.3 dargestellt. Die ersten HTSL SNS-Kontakte waren in den YBCO Film geätzte Gräben, die mit Au oder Ag aufgefüllt wurden [41, 42, 43]. Der Nachteil dieses Verfahrens ist die benötigte geringe Weite des Grabens in der Größenordnung $0.1\mu\text{m}$, die hohe Anforderungen an die Lithographie stellt und Schädigung der Grabenflanken durch den Ätzprozeß.

Das Problem der lithographischen Auflösung wird vermieden durch die Rampengeometrie [44]. Hier wird ein Dreilagensystem YBCO / Isolator / YBCO abgeschieden, das anschließend bis zum Substrat durchgeätzt wird. Die freiliegenden YBCO-Kanten werden durch einen Edelmetallfilm verbunden. Auch hier werden die Kontaktflächen durch den Ätzprozeß geschädigt, zudem stellt die Isolierung der YBCO-Schichten hohen Anforderungen an die Filmqualität der beiden unteren Schichten. Infolge der hohen Kapazität besitzen diese Kontakte in der Regel hysteretische Kennlinien.

Seit DiIorio [45] und Ono [46] 1991 SNS-Kontakte in Stufengeometrie hergestellt haben, ist eine große Anzahl von Arbeiten an diesem erschienen. Die Stufengeometrie ermöglicht eine *in situ* Herstellung des YBCO / Metall Kontaktes und die relativ einfache Herstellung einer Barrierendicke in der Größenordnung der Kohärenzlänge. Es wurden sowohl die Eigenschaften der Josephson-

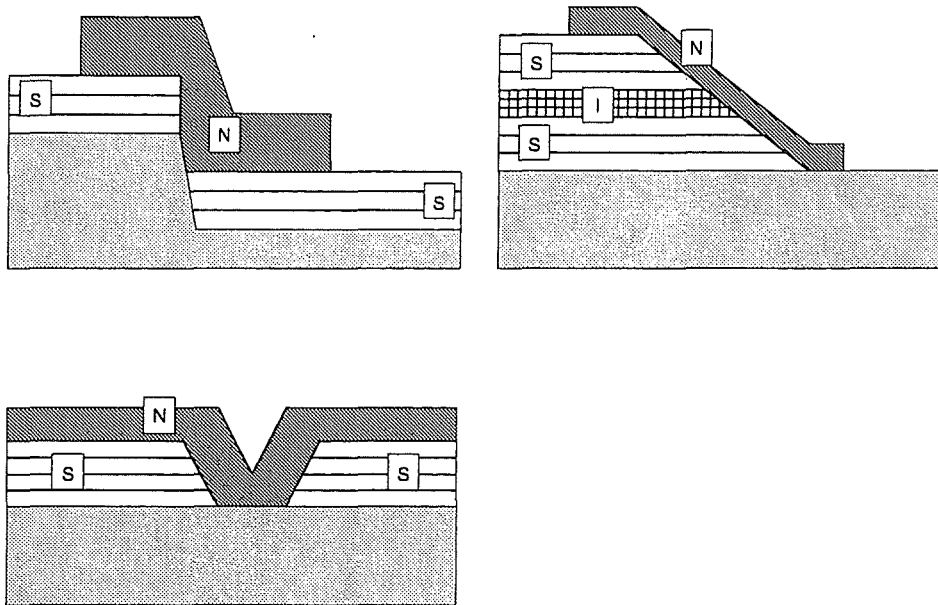


Abbildung 3.3: SNS-Kontakte mit Edelmetallbarriere. *links*: Stufengeometrie, *rechts*: Rampengeometrie, *unten*: Grabengeometrie.

Kontakte untersucht [47, 48, 49] als auch die Eignung für den Einsatz in supra-leitenden Quanteninterferenz Detektoren (SQUID) [50, 51].

Die SNS-Kontakte haben gewöhnlich eine hohe Dämpfung und RSJ-ähnliche Kennlinien. Durch Einfügung einer Isolationsschicht auf dem YBCO-Film wurden auch hysteretische Kontakte hergestellt [52]. Eine Erhöhung des $I_C R_N$ -Produktes wurde von Rosenthal et al. durch das Entfernen des Metallfilms in der Nähe der Stufe erreicht [53]. An solchen Kontakten mit $I_C R_N$ -Werten bis ca. 10mV bei 4.2K wurden Shapiro-Stufen bis zu Frequenzen von 8THz beobachtet [54]. Die Emission von Josephson-Strahlung wurde in [55] direkt gemessen.

Eine Besonderheit des Herstellungsverfahrens ergibt sich bei der Verwendung von MgO als Substratmaterial. In [56] wird die Herstellung von SNS-Stufenkontakten durch ungerichtete Abscheidung des YBCO Filmes beschrieben.

In der vorliegenden Arbeit wird zum einen eine weitere Verbesserung des Herstellungsverfahrens durch einen modifizierten Aufbau des Stufenkontaktes beschrieben (Kapitel 6.5). Ziel ist es, die Nutzungsmöglichkeiten in Josephson-Schaltungen zu erweitern. Zum anderen wird durch die Untersuchung der stationären und dynamischen Eigenschaften der Kontakte ein Modell gewonnen, daß diese Eigenschaften qualitativ beschreibt.

Kapitel 4

Theoretische Modelle

Zur theoretische Beschreibung eines Josephson-Kontaktes ist es zweckmäßig zwischen den stationären Eigenschaften (d.h. den Eigenschaften die mit dem DC Josephson-Effekt zusammenhängen) und den dynamischen Eigenschaften zu unterscheiden. Die dynamischen Eigenschaften betreffen den resistiven (spannungsbehafteten) Zustand des Josephson-Kontaktes, in dem der AC Josephson-Effekt auftritt.

Die Beschreibung der stationären Eigenschaften erfordert die Kenntnis des mikroskopischen Aufbaus des Kontaktes, um den Mechanismus, der für das Zustandekommen des Josephson Effekts verantwortlich ist, zu erklären.

Die dynamischen Modelle gehen dagegen vom Vorhandensein einer Josephson Kopplung aus, und beschreiben die sich daraus ergebenden nichtlinearen elektrischen Eigenschaften des Kontaktes. Das einfachste dynamische Modell ist das in Kapitel 2.3 besprochene RSJ-Modell. Es wurde jedoch für einen geschunteten Tunnelkontakt abgeleitet. „Weak links“ haben dagegen einige vom Tunnelkontakt abweichende Eigenschaften [57].

In diesem Kapitel werden zunächst mehrere Möglichkeiten für das Zustandekommen des Josephson-Effektes in den in dieser Arbeit verwendeten SNS-Kontakten diskutiert. Danach wird ein erweitertes dynamisches Modell der zeitabhängigen Ginzburg-Landau Gleichungen (TDGL) besprochen, das einige der beobachteten Abweichungen vom RSJ-Modell berücksichtigt.

4.1 Proximity-Effekt

Die in dieser Arbeit vorgestellten SNS-Josephson-Kontakte benutzen als „weak link“ eine Barriere aus Gold, das durch die Nähe der supraleitenden Elektroden selbst schwach supraleitend wird. Es ist daher nützlich kurz auf den Proximity-Effekt einzugehen.

Bringt man einen Supraleiter und einen Normalleiter in guten elektrischen Kontakt, so können Cooper-Paare aus dem Supraleiter in den Normalleiter eindringen. Umgekehrt können einzelne Elektronen aus dem Normalleiter in den Supraleiter eindringen. Der Normalleiter wird dadurch bis zu einer gewissen Eindringtiefe supraleitend, auch wenn er ohne die Nachbarschaft eines Supraleiters bei keiner Temperatur supraleitend ist. Im Supraleiter wird dagegen bis zu einer

Tiefe in der Größenordnung der Kohärenzlänge die Supraleitung abgeschwächt (d.h. die Sprungtemperatur reduziert). Dieser Effekt heißt Proximity-Effekt.

Als Ordnungsparameter wird in der Literatur in der Regel das Paarpotential Δ verwendet, es kann aber auch die Amplitude der Cooper-Paar-Wellenfunktion $F = \langle \Psi_\uparrow \Psi_\downarrow \rangle$ benutzt werden. Die Beziehung zwischen beiden ist durch den BCS Kopplungsparameter V gegeben: $\Delta(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r})F(\mathbf{r})$. Die Amplitude der Cooper-Paar-Wellenfunktion ist die Wahrscheinlichkeit am Ort $\mathbf{r}$ ein Cooper-Paar anzutreffen.

Für die Elektron-Elektron Kopplung wird eine Punktwechselwirkung $-V(\mathbf{r}_i) \cdot \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)$ angenommen. Supraleitung wird durch eine attraktive Wechselwirkung $V > 0$ hervorgerufen, $V \leq 0$ beschreibt ein Material, das nicht supraleitend wird. Für die in der Regel (und in der vorliegenden Arbeit) verwendeten Edelmetalle ist $V = 0$, d.h. das Paarpotential (der Ordnungsparameter) $\Delta(\mathbf{r})$ verschwindet im N Bereich, obwohl eine endliche Amplitude der Cooper-Paar-Wellenfunktion $F(\mathbf{r})$ vorhanden ist.

Die folgende Diskussion gilt für den Fall, daß die S und N Bereiche größer sind als alle auftretenden Längenmaße. Ohne Magnetfeld und bei vernachlässigbarer Elektron-Elektron Wechselwirkung im Normalleiter kann man die Eindringtiefe der Cooper-Paare durch einfache Formeln angeben [58]. Im „clean limit“, d.h. falls die mittlere freie Weglänge l_N in N größer als Abklinglänge K^{-1} ist, hat die Amplitude der Cooper-Paar-Wellenfunktion F im Normalleiter die asymptotische Form:

$$F = \Phi(x)e^{-K|x|} \quad (4.1)$$

für große Entfernungen $|x|$ von der SN Grenzfläche. $\Phi(x)$ ist eine schwach veränderliche Funktion von $|x|$ und

$$K^{-1} = \frac{\hbar v_N}{2\pi k_B T} \quad (4.2)$$

ist die charakteristische Länge, über die die Supraleitung im N Bereich abfällt, wobei v_N die Fermigeschwindigkeit in N ist (Abb. 4.1).

Die Form des räumlichen Verlaufs der Dichte der Cooper-Paare im Normalleiter ist also näherungsweise exponentiell. Für $T \rightarrow 0$ ist die Form jedoch nicht mehr exponentiell sondern hyperbolisch

$$F \propto \frac{1}{x + x_1}. \quad (4.3)$$

Bei hoher Störstellenkonzentration im Normalleiter („dirty limit“, $l_N < K^{-1}$) erfolgt eine Diffusion der Cooper-Paare in den Normalleiter. Die asymptotische Form (4.1) bleibt erhalten, aber für die Abklinglänge erhält man jetzt

$$K^{-1} = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi k_B T}} = \sqrt{\frac{\hbar v_N l_N}{6\pi k_B T}} \quad (4.4)$$

mit der Diffusionskonstante $D = v_N l_N / 3$.

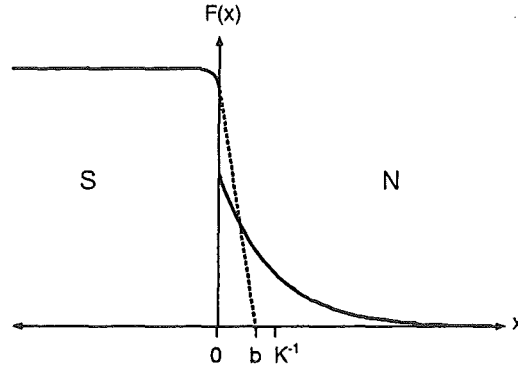


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Amplitude der Cooper-Paar-Wellenfunktion an der SN Grenzfläche für einen YBCO / Edelmetall Kontakt. Der Betrag von F im N Bereich ist stark überhöht gezeichnet. K^{-1} ist die Entfernung, bei der $F(x) \approx F(0)e^{-1}$, b ist die Extrapolation des Verlaufs von F aus S in den N Bereich.

Auf atomarer Ebene sind Δ , V und F stetige Funktionen des Ortes auch an der SN Grenzfläche. Auf der für den Proximity-Effekt relevanten Längenskala machen diese Größen jedoch einen Sprung an der Grenzfläche. Im dirty limit ist das Verhältnis $F(\mathbf{r})/N(\mathbf{r})$ stetig an der Grenzfläche, wobei $N(\mathbf{r})$ die Zustandsdichte am Fermineau ist.

Der Verlauf der Amplitude der Cooper-Paar-Wellenfunktion in der Nähe der Grenzfläche hängt von zwei Faktoren ab: dem Verhältnis der Zustandsdichten N_S und N_N im Supraleiter bzw. Normalleiter und von zusätzlichen Grenzflächenwiderständen infolge von zusätzlichen Isolationsschichten zwischen S und N (z.B. Oxidfilm auf dem N Film oder Degeneration der YBCO Oberfläche).

Im Supraleiter wird der Ordnungsparameter durch das Eindringen von Einzelelektronen unterdrückt, wobei diese Unterdrückung vom Verhältnis von Leitfähigkeit und Kohärenzlänge im Supraleiter und Normalleiter bestimmt wird. Aus der Randbedingung für die Amplitude der Cooper-Paar-Wellenfunktion F an der Grenzfläche [59]

$$\frac{1}{F} \left| \frac{dF}{dx} \right| = b^{-1} = \frac{\sigma_N}{\sigma_S} K \quad (4.5)$$

folgt für den Fall, daß die Extrapolationslänge b sehr viel kleiner als die Kohärenzlänge ξ_S in S ist, daß der Ordnungsparameter Δ gerade um den Faktor b/ξ_S unterdrückt wird [60].

Aus der Stetigkeit von F/N folgt, daß F im N Bereich an der Grenzfläche schon ohne zusätzlichen Grenzflächenwiderstand einen Sprung um den Faktor N_S/N_N machen muß. Der gesamte Abfall der Amplitude der Cooper-Paar-Wellenfunktion an der Grenzfläche mit dem Grenzflächenwiderstand R_B wird beschrieben durch den dimensionslosen Parameter γ_b [59]:

$$\gamma_b = R_B \sigma_N K. \quad (4.6)$$

Der Grenzflächenwiderstand ist gegeben durch den Ausdruck [61]

$$R_B^{-1} = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} k_F^{-2} t, \quad (4.7)$$

wobei k_F der kleinere der beiden Fermi Wellenvektoren in S und N ist, und $t < 1$ die Transparenz der Grenzfläche angibt. Bei YBCO / Edelmetall-Grenzflächen ist die Ladungsträgerdichte im Metall größer als im Supraleiter ($k_{FN} > k_{FS}$), so daß mit der Einstein-Relation für die Leitfähigkeit ($\sigma = 2e^2 ND$) Gleichung (4.6) umgeschrieben werden kann:

$$\gamma_b = \frac{4}{3} \frac{k_{FN}^2}{k_{FS}^2} l_N K t^{-1}. \quad (4.8)$$

Mit der Abschätzung $t^{-1} = v_{FN}/v_{FS}$ (Fermigeschwindigkeiten) für die Bewegung der Elektronen parallel zu den a - b Ebenen ergibt sich:

$$\gamma_b = \frac{4}{3} \frac{n_N m_S^*}{n_S m_N^*} l_N K = \frac{4}{3} \left(\frac{v_{FN}}{v_{FS}} \right)^3 \left(\frac{m_N^*}{m_S^*} \right)^2 l_N K \quad (4.9)$$

mit den Ladungsträgerkonzentrationen n_N und n_S und den effektive Massen m_S^* und m_N^* im Supraleiter bzw. im Normalleiter.

Eine starke Unstetigkeit der Amplitude der Cooper-Paar-Wellenfunktion F an der Grenzfläche ergibt sich für $\gamma_b \gg 1$.

Der Grenzflächenwiderstand durch unterschiedliche elektronische Eigenschaften wie Fermigeschwindigkeit und effektive Masse entsteht jedoch nur, wenn die Grenzfläche atomar scharf ist, d.h. die effektive Dicke der Barriere nicht größer als die Gitterkonstante ist. Ein gemessen an der Gitterkonstante sanfterer Übergang zwischen den beiden Materialien besitzt keinen Grenzflächenwiderstand, da keine Reflexion der Elektronen-Wellenfunktion an der Barriere stattfindet.

4.2 HTSL Proximity-Effekt Kontakte mit Goldbarriere

4.2.1 Strompfade für Josephson- und Quasiteilchenstrom

Abbildung 4.2 zeigt schematisch einen SNS-Stufenkontakt mit den relevanten Grenzflächen und Strompfaden. Wegen der unterschiedlichen Transporteigenschaften von Cooper-Paaren und Quasiteilchen muß zwischen den Strompfaden für Josephson-Strom und Quasiteilchenstrom unterschieden werden.

Der Josephson-Strom kann nur in dem Bereich des Goldfilms fließen, in dem die Amplitude der Cooper-Paar-Wellenfunktion $F(\mathbf{x})$ einen endlichen Betrag hat, d.h. wo sich die Wellenfunktionen aus beiden Elektroden mit einer endlichen Stärke überlagern. Wegen des asymptotisch exponentiellen Abfalls von $F(\mathbf{x})$ kann dies nur im Bereich zwischen den Elektroden der Fall sein.

Im Gegensatz dazu kann der Quasiteilchenstrom (Normalstrom) durch einen größeren Bereich des Goldfilmes fließen. Die Stromdichteverteilung des Quasiteilchenstroms hängt ab von den unterschiedlichen Grenzflächenwiderständen

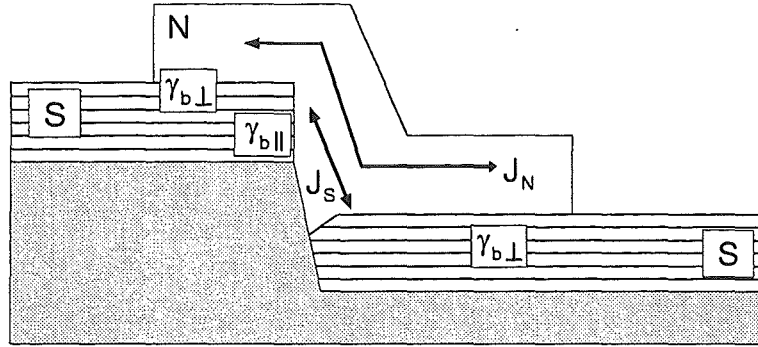


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung eines SNS-Stufenkontaktes. Die a - b Ebenen verlaufen parallel zum Film. J_S bezeichnet den Josephson-Strom, J_N den Quasiteilchenstrom.

$R_{B\perp}$ und $R_{N\parallel}$. Der Grenzflächenwiderstand $R_{B\perp}$ senkrecht zu den a - b Ebenen ist zwar wesentlich größer als parallel $R_{B\parallel}$, andererseits ist die Kontaktfläche auf der Filmoberfläche größer als an den Filmkanten. Eine ausführliche Diskussion des Quasiteilchen-Strompfades erfolgt in Kap. 7.2.2.

4.2.2 Anisotropie zwischen a , b und c Richtung

In Kapitel 2.1 wurde festgestellt, daß YBCO eine starke Anisotropie zwischen c Richtung und a - b Ebenen aufweist. Dies hat erhebliche Auswirkungen auf die Transparenz der SN Grenzfläche. Mit Gleichung (4.9), den Werten aus Tabelle 2.1 und $n_N/n_S \approx 10$ [60] ergibt sich für die Grenzfläche mit Stromfluß parallel zu den Ebenen: $\gamma_{b\parallel} \approx 10$. Für eine SN Grenzfläche in c Richtung ist die Transparenz t wesentlich geringer [61] und $\gamma_{b\perp} \approx 10^4$. Schon aus diesem Grund (ohne zusätzliche Behinderung durch isolierende Grenzflächen, vgl. Kapitel 2.1) sind SNS-Kontakte nur in a - b Richtung realisierbar.

Im Gegensatz zum oben Ausgeführten ist es durchaus möglich, Josephson-Kontakte aus *in situ* deponierten Dreifachschichten aus c orientiertem YBCO, Gold und Niob herzustellen [62, 63]. Die Josephson-Kopplung erfolgt dabei ebenfalls in a - b Richtung da durch die Oberflächenrauhigkeit des YBCO Films keine atomar glatte c -Oberfläche entsteht.

Auch innerhalb der a - b Ebenen sind die elektronischen Eigenschaften nicht isotrop. Sowohl durch Messungen an unverzwilligten Einkristallen [64] als auch bei elektronischen Bandstrukturrechnungen [9] wurde eine Anisotropie der Leitfähigkeit $\rho_a/\rho_b = 2.2$ bzw. $\rho_a/\rho_b = 2.6$ gefunden.

Eine Anisotropie der Fermigeschwindigkeit innerhalb der a - b Ebenen wird von Deutscher [65, 66, 67] zur Erklärung der Ergebnisse von Punktkontakt-Spektroskopie (PCS) Messungen herangezogen. Die aus den PCS Messungen erhaltene Abschätzung für die Fermigeschwindigkeit $v_F \geq 7 \times 10^7 \text{ cm/s}$ führt zu einer ca. fünfmal größeren Kohärenzlänge als aus Messungen der oberen kritischen Feldstärke H_{c2} bekannt ist.

Als eine mögliche Erklärung für diesen Widerspruch wird eine stark anisotrope Fermigeschwindigkeit vorgeschlagen. PCS Messungen sind sehr sensitiv

für große Werte von v_F , da diese am meisten zum Strom beitragen, während H_{c2} Messungen einen Mittelwert von v_F mit starker Gewichtung der niedrigen Werte liefern.

4.2.3 Clean und dirty limit

Ein SNS-Kontakt verhält sich unterschiedlich, je nach dem ob sich die N-Barriere im clean limit oder im dirty limit befindet. Ist die Störstellenkonzentration in der Barriere hinreichend klein, daß die mittlere freie Weglänge größer als die Kohärenzlänge ist $l_N > \xi_N$ (clean limit), so können sich die Quasiteilchen ballistisch durch die Barriere bewegen. Bei hoher Störstellenkonzentration $l_N < \xi_N$ (dirty limit) diffundieren die Quasiteilchen durch die Barriere. Wie in Kapitel 4.1 dargestellt, ist die Kohärenzlänge temperaturabhängig und ebenfalls abhängig davon, ob sich die Barriere in clean oder dirty limit befindet. Es ist daher möglich, daß ein Josephson-Kontakt bei Temperaturänderung vom dirty limit ins clean limit wechselt. In der Literatur wird als Kriterium unterschiedlich die temperaturabhängige Kohärenzlänge $\xi_N(T)$ [68] verwendet, oder die minimale Kohärenzlänge $\xi_N(T_C)$ (z.B. [61]).

Zur Beschreibung eines „weak link“ im dirty limit und in der Nähe von T_C kann man die Ginzburg-Landau Gleichungen verwenden [69] [57]. Um das „weak link“ im dirty limit über den gesamten Temperaturbereich von 0K – T_C zu beschreiben, müssen die Usadel Gleichungen [70] gelöst werden.

Im clean limit gelten weder die GL- noch die Usadel-Gleichungen. Es müssen die allgemeineren Eilenberger Gleichungen [71] gelöst werden, die nicht nur vom Ort $\mathbf{r}$ sondern auch von der Richtung abhängen. Eine Lösung für kurze Kontakte $L_{eff} \ll l, \xi_0$ stammt von Kulik und Omelyanchuk [72].

4.2.4 Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes

Dirty limit

Die wichtigsten charakteristischen Größen eines Josephson-Kontaktes sind der kritische Strom I_C und die charakteristische Spannung $V_C = I_C R_N$. Bei einem klassischen SNS-Kontakt der Länge L im dirty limit wird R_N durch die Leitfähigkeit des Normalmetalls bestimmt und der kritische Strom als Funktion der Temperatur hat die Form [73]:

$$I_C(T, L) = C \frac{1}{e R_N} \frac{|\Delta_i|^2}{k_B T_C} \frac{L}{\xi_N} \exp(-L/\xi_N) \quad (4.10)$$

mit der temperaturabhängigen Kohärenzlänge ξ_N und Δ_i dem Ordnungsparameter an der SN Grenzfläche. C ist eine Konstante von der Ordnung 1.

In praktischen HTSL-SNS-Kontakten liegt das Verhältnis L/ξ_N etwa im Bereich zwischen 0.5 bei 4.2K und 3–5 bei 77K, daher liefert die Exponentialfunktion in Gl. 4.10 den Hauptanteil an der Temperaturabhängigkeit von I_C . Nach der klassischen Proximity-Effekt Theorie zeigt in solchen Kontakten I_C immer einen exponentiellen Abfall mit der Temperatur. Diese positive Krümmung der $I_C(T)$ Kurve ist ein klares Unterscheidungsmerkmal zur Tunneltheorie [74] oder

den Theorien für Punktkontakte [75, 72] die alle eine negative Krümmung von $I_C(T)$ vorhersagen.

Die theoretische Beschreibung der Proximity-Kopplung in einem SNS-Kontakt kann in zwei Schritten erfolgen [76]. Zunächst wird die Induzierung der Supraleitung im N Leiter durch den Proximity-Effekt betrachtet. In der Nähe von T_C geschieht dies durch Lösen der Ginzburg-Landau (GL) Gleichungen [57]:

$$0 = \xi^2(\nabla - i\frac{2e}{\hbar c}\mathbf{A})^2\Delta + (\pm 1 - \frac{|\Delta|^2}{\Delta_0^2})\Delta \quad (4.11)$$

$$j_S = \frac{\pi\sigma_N}{4ek_BT}\text{Im}[\Delta^*(\nabla - i\frac{2e}{\hbar c}\mathbf{A})\Delta] \quad (4.12)$$

in S und N mit den zugehörigen Randbedingungen [73]. Δ_0 ist hierbei der Wert des Ordnungsparameters im Gleichgewicht, σ_N die Leitfähigkeit und $\mathbf{A}$ das Vektorpotential. Streng gelten die GL-Gleichungen nur in der Nähe von T_C , so daß auch die bisher genannten Ergebnisse der Proximity-Theorie wie Gl. 4.10 auf den gesamten Temperaturbereich nur mit großer Vorsicht angewandt werden können. Experimente mit Pb-Cu-Pb Mikrobrücken zeigen jedoch ein Verhalten wie Gl. 4.10 über den gesamten Temperaturbereich [77].

Nachdem der Ordnungsparameter in der N-Barriere bekannt ist, kann man die Josephson-Kopplung in N im weiteren ohne Berücksichtigung der supraleitenden Elektroden behandeln. In [78] verwenden Likharev und Yakobson sogenannte „rigid boundary conditions“, d.h. der Ordnungsparameter in den Elektroden wird als konstant angenommen, unabhängig von den Vorgängen in N. Das Verhalten des Kontaktes ergibt sich dann aus der Lösung der GL-Gleichungen für den N Bereich.

Von Kupriyanov und Lukichev [79] stammt eine Theorie für beliebige Temperaturen für symmetrische SN-N'-NS „variable thickness bridges“ mit schwach transparenten Grenzflächen ($\gamma_b \gg 1$), die etwa dem Aufbau der HTSL-SNS-Kontakte entsprechen. Es wird dabei von den Usadel-Gleichungen ausgegangen. Für den kritischen Strom gilt in dieser Theorie:

$$I_C = \frac{2\pi T}{eR_N} \sum_{\omega>0} \frac{2\Delta^2\beta(1+2\Gamma_B)}{(\omega^2 + \Delta^2)[(1+4\Gamma_B^2\beta^2)\sinh(2\beta) + 4\Gamma_B\beta\cosh(2\beta)]}. \quad (4.13)$$

Es ist L die Dicke des N Bereichs, $\Gamma_B = \xi_0\gamma_b/L$, $\beta = L/(2\xi_0)\sqrt{\hbar\omega/(\pi k_BT_C)}$ und $\hbar\omega = (2n+1)\pi k_BT$ die Matsubara Frequenzen. Die Summe in Gl. 4.13 geht über $n = 1, 2, \dots$. In diesem Modell gibt es 2 Parameter, die in realen Kontakten schwierig in Erfahrung zu bringen sind. Die Länge L des Kontaktes hängt von der konkreten Kontaktgeometrie und damit von Stufenwinkel, -höhe, Filmdicke und den Filmwachstumsbedingungen auf der Stufe ab. Der Parameter γ_b kann aus dem Grenzflächenwiderstand berechnet werden, wofür man aber die genaue Querschnittsfläche des Kontaktes kennen muß. Beide Werte haben daher den Charakter von Fit-Parametern. Eine Eigenschaft der symmetrischen SNS-Kontakte im Gegensatz zu den weiter unten behandelten asymmetrischen Kontakten ist die Skalierung des $I_C R_N$ Produktes mit dem Widerstand und dem kritischen Strom:

$$I_C R_N \propto R_N^{-1} \propto \sqrt{I_C} \quad (4.14)$$

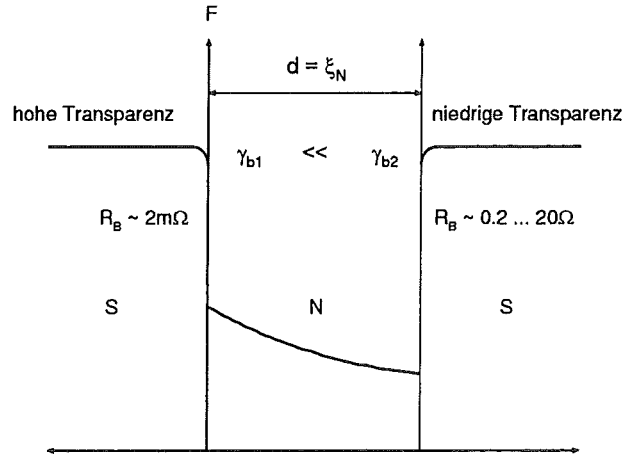


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Amplitude der Cooper-Paar-Wellenfunktion F eines asymmetrischen SNS-Kontaktes. Als Barrierendicke wurde willkürlich $L = \xi_N$ gewählt. Typische Querschnittsflächen eines Kontaktes sind ca. $5 \times 0.1 \mu\text{m}$.

Alle bisherigen Darstellungen haben sich auf symmetrische Kontakte bezogen. D.h. die beiden SN Grenzflächen sollten identisch sein. In realen SNS-Kontakten (insbesondere den in Abb. 3.3 links dargestellten) ist dies aber nicht notwendigerweise der Fall. Aufgrund der unterschiedlichen Wachstumsbedingungen oben und unten an der Stufe ist es durchaus möglich, daß wie in der Abbildung dargestellt die Grenzflächen parallel zu unterschiedlichen Kristallrichtungen liegen.

Abb. 4.3 zeigt die Verhältnisse bei einem asymmetrischen Kontakt mit typischen Werten für R_B . Die linke Grenzfläche besitzt eine hohe Transparenz und damit einen niedrigen Widerstand. Diese Grenzfläche trägt nur vernachlässigbar zum Gesamtwiderstand R_N bei. R_N ist die Summe der Einzelwiderstände, der dominierende Beitrag kommt von der rechten Grenzfläche mit dem um etwa 3 Größenordnungen höheren Widerstand. Der kritische Strom hängt anschaulich vom Minimum des Betrags des Ordnungsparameters im N Bereich ab. Der Ordnungsparameter besteht aus der Überlagerung der Cooper-Paar-Wellenfunktionen aus beiden Elektroden im N Bereich. Ist nun der Beitrag von der rechten Elektrode wegen der niedrigen Transparenz der Grenzfläche vernachlässigbar, so reduziert sich der Ordnungsparameter maximal um die Hälfte gegenüber dem symmetrischen Fall. Der kritische Strom in Abb. 4.3 wird also von der linken Grenzfläche (kleineres γ_b) bestimmt, während der Widerstand von der rechten Grenzfläche bestimmt wird. Das Ergebnis ist ein SNS-Kontakt mit stark erhöhtem R_N und wenig reduziertem V_C . Der asymmetrische Kontakt $\gamma_{b1} \ll \gamma_{b2}$ zeigt nicht das Skalierungsverhalten des symmetrischen Kontaktes [80, 81] :

$$R_N \propto \gamma_{b1} + \gamma_{b2} \approx \gamma_{b2} \quad (4.15)$$

$$V_C = I_C R_N \propto \frac{1}{\gamma_{ef}} \approx \frac{1}{\gamma_{b1}} \quad (4.16)$$

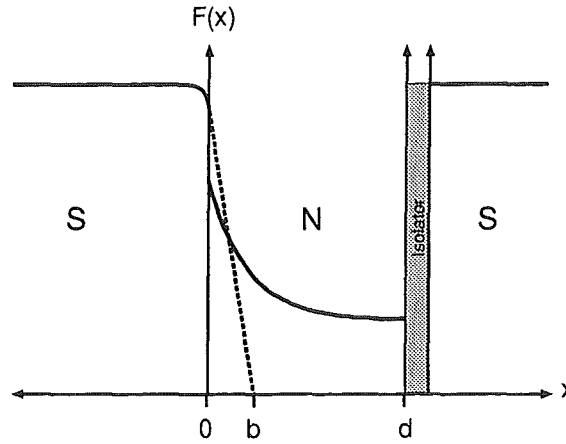


Abbildung 4.4: Schema eines SINS Proximity-Tunnel Kontaktes.

$$(V_C)_{asymm} \sim \frac{1}{2}(V_C)_{symm}. \quad (4.17)$$

Eine andere Vorgehensweise wurde von Rowell und Smith [69] bei der Untersuchung von SN Sandwiches mittels eines Tunnelkontaktes (SINS Kontakt) gewählt. Ein SINS Kontakt wie in Abb. 4.4 kann als ein SNS-Kontakt, an dessen einer SN Grenzfläche eine zusätzliche Tunnelbarriere sitzt, aufgefaßt werden. Man kann dieses Gebilde als Proximity-Kontakt mit einer zusätzlichen Tunnelbarriere $\gamma_{b2} \gg \gamma_{b1}$ betrachten, man kann es aber auch als asymmetrischen Tunnelkontakt (SIS') betrachten, dessen 2. Elektrode ein Normalleiter ist, in dem durch Proximity-Effekt Supraleitung induziert wurde. In [69] wurde die zweite Sichtweise gewählt um Sn-SnO-Zn-Sn Kontakte zu beschreiben. Der Josephson-Effekt am Tunnelkontakt ist proportional zum Produkt der Ordnungsparameter auf beiden Seiten der Oxidbarriere. Der Josephson-Effekt kann also zur Untersuchung des Ordnungsparameters an der freien Oberfläche eines NS Sandwiches genutzt werden. Im obigen Beispiel ist das Sn-SnO-Zn Paket der Josephson-Kontakt und das Zn-Sn Paket das Proximity-Sandwich.

Die Berechnung des kritischen Stromes erfolgt nach:

$$I_C \propto \Delta_{BCS}(T/T_{CS})\Delta(d) \quad (4.18)$$

wobei $\Delta_{BCS}(T/T_{CS})$ der Ordnungsparameter im Supraleiter im Gleichgewicht ist. $\Delta(d)$ wird durch Lösung der GL-Gleichungen für das Proximity-Sandwich wie in [73] ermittelt. Da auch hier wieder die GL-Gleichungen verwendet werden, gilt wie beim klassischen Proximity-Effekt, daß die Theorie strenggenommen nur in der Nähe von T_C gilt. Eine Anwendung auf den gesamten Temperaturbereich ist rein empirisch. Es wurde jedoch eine sehr gute Übereinstimmung des berechneten Temperaturverlaufs mit dem Experiment erzielt, wobei der einzige Fitparameter der Proportionalitätsfaktor für I_C war.

Clean limit

Eine Theorie für SNS-Kontakte im clean limit, die auch weit unterhalb von T_C und für beliebige Kontaktlängen d gilt, stammt von Golub und Horowitz [68].

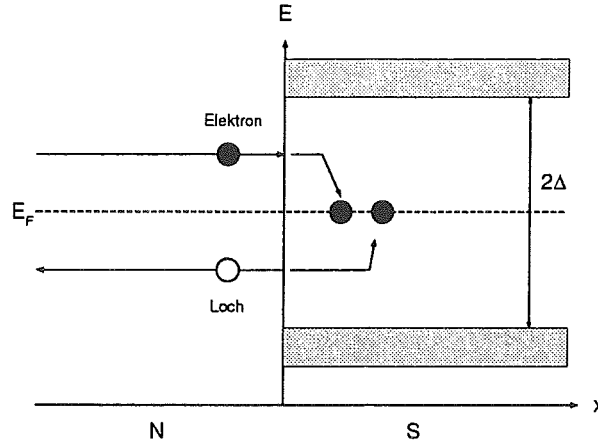


Abbildung 4.5: Andreev Reflexion eines Elektrons aus dem Normalleiter als Loch an der SN Grenzfläche. Im Supraleiter wird ein Cooper-Paar erzeugt.

Diese Theorie gilt auch für HTSL-SNS-Kontakte, da sie sowohl unterschiedliche effektive Massen $m_S \neq m_N$ als auch unterschiedliche Fermi-Geschwindigkeiten $v_{FS} \neq v_{FN}$ im Supraleiter und Normalleiter berücksichtigt. Für den kritischen Strom gilt die folgende Beziehung (für $d \gg \xi_N$):

$$I \propto \frac{2e\Delta^2(T) \sin(\phi)}{\pi^2 d (\pi T + K \sqrt{\Delta^2(T) + (\pi T)^2})^2} e^{-d/\xi_N(T)} \quad (4.19)$$

mit $K = (1 + \gamma^2)/2\gamma$ und $\gamma = v_{FS}/v_{FN}$. Die Beziehung für beliebige d ist erheblich komplizierter (s. Gl. 43,44 in Ref. [68]).

4.3 Andreev-Reflexion

Die Andreev-Reflexion (AR) [82] ist ein Mechanismus über den Cooper-Paare unter Beibehaltung der Phasenkohärenz von einer supraleitenden Elektrode durch eine normalleitende Barriere in eine andere supraleitende Elektrode gelangen können, indem sie im Normalmetall in Elektron/Loch Paare umgewandelt werden [83]. Ein Elektron, das mit einer Energie $eU < \Delta$ von der N-Seite auf die NS Grenzfläche trifft, findet im Supraleiter wegen der Energielücke keinen freien Zustand. Es kann als Elektron reflektiert werden, wobei kein Strom fließt. Oder es wird als Loch mit genau entgegengesetztem Wellenvektor reflektiert. Im Supraleiter wird dadurch ein Cooper-Paar erzeugt, das den Strom weiterträgt. Wenn die mittlere freie Weglänge in N hinreichend groß ist, daß die Phaseninformation nicht durch inelastische Streuung vernichtet wird, kann ein Suprastrom transportiert werden, indem das reflektierte Loch auf der anderen Seite der N-Barriere wieder als Elektron reflektiert wird und dabei ein weiteres Cooper-Paar erzeugt (Abb. 4.5). Erst bei einer Energie $eU > \Delta$ findet ein Elektron im Supraleiter einen freien Zustand und kann direkt in den Supraleiter übertreten.

Voraussetzung für die AR als Mechanismus zum Josephson-Stromtransport in einen SNS-Kontakt ist eine große freie Weglänge in der N-Barriere, da inelastische Stöße der Ladungsträger in der Barriere die Phase ändern, wodurch die Phasenkohärenz zerstört wird. Zusätzlich darf keine isolierende Barriere an der SN Grenzfläche existieren, da diese die Wahrscheinlichkeit für eine AR reduziert. Der Grenzflächenwiderstand R_B muß also möglichst klein sein. In diesem Fall ist bei verschwindenden Paarpotential in der Barriere die AR die einzige mikroskopische Ursache für den Josephson-Strom [84].

Da ein von der N-Seite einfallendes Elektron durch AR ein Cooper-Paar erzeugt, bewirkt die AR eine Erhöhung der Leitfähigkeit im Idealfall (keine zusätzliche Grenzflächenbarriere) um den Faktor zwei. Mit anderen Worten, die Spannung, die bei $I > I_C$ am Kontakt abfällt, wird durch die AR reduziert [85]. Diesen Effekt nennt man *Defizit-Spannung* [13]. Allgemein hat sich dafür auch der Begriff *Excess-Strom* eingebürgert, der von der Vorstellung kommt, daß die Kennlinie um den Betrag I_{ex} entlang der Stromachse verschoben ist. Eine Strom-Spannungskennlinie eines SN-Übergangs (z.B. ein YBCO/Au Punktkontakt [67]) zeigt daher einen Knick bei $U = \Delta/e$. Der Widerstand eines SNS-Kontaktes mit AR beträgt [85, 86, 87]:

$$R_N = R_0(1 + 2Z^2) \quad (4.20)$$

wobei $R_0 = p_F/(e^2 D^2 N)$ der Sharvin Widerstand ist [88] und D der Durchmesser des Kontaktes. Der Parameter Z gibt die „Barrierenstärke“ an.

Der Excess-Strom hängt stark von der Barrierenstärke Z ab [86]. Er nimmt von $Z = 0$ ausgehend mit zunehmender Barrierenstärke ab und wird bei $Z \approx 1$ negativ, d.h. aus einem Excess- wird ein Defizit-Strom. Ab einer Barrierenstärke von $Z = 10$ erhält man I/U Kennlinien, die von Tunnelkontakten nicht zu unterscheiden sind [85].

Experimentell wurde die AR in HTSL-Metall Kontakten in [89, 90] beobachtet.

4.4 Zeitabhängige Ginzburg-Landau Theorie (TDGL)

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit den dynamischen (d.h. spannungsbehafteten) Eigenschaften der SNS-Kontakte. Darunter fallen die Strom-Spannungskennlinien und die Wechselwirkung des Kontaktes mit Mikrowellenfeldern.

Weak links besitzen Eigenschaften, die bei Tunnelkontakten nicht vorhanden sind, wie den Transfer von Quasiteilchen mit $|E| < \Delta$ durch die Barriere und die wechselseitige Umwandlung von Cooper-Paar-Strom in Quasiteilchenstrom. Es treten daher Abweichungen vom RSJ-Modell auf, die eine allgemeinere Beschreibung nötig machen. Die auffälligste dieser Abweichungen ist der Excess-Strom. Die Strom-Spannungskennlinie erscheint bei großen Spannungen, wo sie sich der Ohm'schen Geraden annähert

$$\bar{V} = R_N(\bar{I} - I_{ex}) \quad (4.21)$$

um einen Betrag $I_{ex} = V_{def}/R_N$ entlang der Stromachse verschoben. Entsprechend kann man auch von einer Defizit-Spannung sprechen, um die die Kennlinie

entlang der Spannungsachse verschoben ist.

Der Excess-Strom kann verschiedene Ursachen haben. Bei breiten Kontakten $w > 4\lambda_J$ kann er durch die Bewegung von Flußfäden durch den Kontakt entstehen, wenn die Flußfadenbewegung infolge von Störstellen unregelmäßig erfolgt. Bei schmalen Kontakten $w < 4\lambda_J$ tritt durch die Andreev Reflexion bei nicht zu großer Barrierenstärke ein positiver Excess-Strom auf.

Die TDGL-Theorie berücksichtigt neben der zeitlichen Relaxation des Ordnungsparameters auch den Stromfluß senkrecht zur SN-Grenzfläche und die Umwandlung von Suprastrom in Normalstrom.

4.4.1 TDGL-Gleichungen

Die hier benutzten TDGL-Gleichungen sind eine phänomenologische Erweiterung der Ginzburg-Landau Gleichungen 4.11, 4.12. Sie beschreiben eine im Randbereich der Barriere induzierte Supraleitung, die einen kontinuierlichen Übergang zwischen Normalleiter und Supraleiter schafft. Dies entspricht genau der Umwandlung von einzelnen Quasiteilchen in Cooper-Paare durch die Andreev-Reflexion in der historisch später entstandenen mikroskopischen Theorie [85, 86] für den Fall $Z = 0$.

Die TDGL-Gleichungen unterscheiden sich von den GL-Gleichungen durch zusätzliche Terme auf der linken Seite:

$$\tau_\Delta \left(\frac{\partial}{\partial t} + i \frac{2e}{\hbar} \mu \right) \Delta, \quad (4.22)$$

$$\sigma_N \left(-\nabla \mu - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right). \quad (4.23)$$

Die Größe μ ist das chemische Potential, so daß die Differenz von μ zwischen den Elektroden die über den Kontakt abfallende Spannung ist:

$$V(t) = \mu_R - \mu_L. \quad (4.24)$$

Die Bedeutung von τ_Δ kann man wie folgt erkennen: man denke sich eine homogene Probe ($\nabla = 0$), in der kein Strom fließt ($\mu = \mathbf{A} = 0$), in einem Zustand mit $|\Delta|/|\Delta_0| \ll 1$ bei $T < T_C$. Aus Gl. 4.11 und Gl. 4.22 folgt für die anfängliche Änderung des Ordnungsparameters:

$$\tau_\Delta \frac{\partial \Delta}{\partial t} \approx \Delta. \quad (4.25)$$

Die Konstante τ_Δ ist also eine charakteristische Zeit für die Relaxation des Ordnungsparameters. In der stationären Ginzburg-Landau Theorie (und damit auch im RSJ-Modell) wird angenommen, daß der Ordnungsparameter allen zeitlich veränderlichen Vorgängen im Josephson-Kontakt instantan, bzw. wesentlich schneller als der Josephson-Strom oszilliert, folgen kann. Die TDGL-Gleichungen tragen dem Umstand Rechnung, daß dies nicht der Fall ist, sondern der Ordnungsparameter ebenfalls eine endliche Relaxationszeit hat.

In normierten Größen und in einer Eichung, in der das Vektorpotential verschwindet, sehen die TDGL-Gleichungen wie folgt aus [78, 57, 91]:

$$u \left(\frac{\partial}{\partial t} + i\mu \right) \Psi = \Psi'' + (\pm 1 - |\Psi|^2) \Psi \quad (4.26)$$

$$J = \text{Im}(\Psi^* \Psi') - \mu' \quad (4.27)$$

wobei $\Psi = \Delta/|\Delta_0|$ und $u = \tau_\Delta/\tau_J$ das Verhältnis der Ordnungsparameter Relaxationszeit zur charakteristischen Zeitkonstante des Josephson-Kontaktes ist. Das positive Vorzeichen in Gl. 4.26 gilt für $T < T_C$, das negative für $T > T_C$. Die Normierung erfolgt in Einheiten der charakteristischen Zeitkonstanten τ_J für die Zeit, über die 2. Josephson Gleichung erfolgt die Normierung der Spannung. Die Länge wird in Einheiten der Kohärenzlänge gemessen und J in Einheiten der kritischen Stromdichte J_0 . Die Normierungskonstanten sind:

$$\tau_J = \frac{\hbar}{2eV_0} \quad V_0 = \frac{\xi J_0}{\sigma_0} \quad J_0 = \frac{\pi \sigma_0 \Delta_0^2}{4ek_B T \xi}.$$

Die Gleichungen 4.26, 4.27 wurden für Supraleiter mit paramagnetischen Verunreinigungen abgeleitet [92] und gelten nur für Supraleitung ohne Energielücke. Damit kann angenommen werden, daß sie für den Fall der SNS-Kontakte gültig sind, da hier keine Energielücke vorliegt. Das Verhältnis der Relaxationszeiten ist im Fall der paramagnetischen Verunreinigungen $u = 12$. Die TDGL-Gleichungen wurden aber auch phänomenologisch für den Fall der Supraleitung mit Energielücke verallgemeinert. Für einen Supraleiter mit gewöhnlichen Verunreinigungen gilt im dirty limit $u = 5.79$ [78]. Andererseits ist die Bedingung der GL-Gleichungen $T \approx T_C$ sicher nicht erfüllt, da $T_{CN} = 0$. Diese Bedingung soll allerdings sicherstellen, daß der Ordnungsparameter und seine räumliche Ableitung klein ist, was für $T > T_{CN}$ sicher zutrifft. Es ist daher anzunehmen, daß die Theorie als phänomenologisches Modell anwendbar ist, wobei der Parameter u nicht länger bekannt ist [91].

4.4.2 Randbedingungen

Die TDGL-Gleichungen wurden in einer Reihe von Veröffentlichungen benutzt, um das Verhalten von „weak links“ und besonders von SNS-Kontakten zu beschreiben. Es werden dabei meist die „rigid-boundary conditions“ von Likharev [78, 93, 94, 95, 76, 96] verwendet. Man verschafft sich zunächst den Wert des Ordnungsparameters am Rand des „weak link“, z.B. durch Berechnung des Proximity-Effektes beim SNS-Kontakt, und geht dann davon aus, daß der Betrag des Ordnungsparameters in den Elektroden nicht von den Prozessen im „weak link“ abhängt. Man kann sich also für die Berechnung der TDGL-Gleichungen auf das Gebiet des „weak link“ beschränken und die vorher bestimmten Werte für den Ordnungsparameter in den Elektroden als Randbedingungen verwenden.

In der vorliegenden Arbeit werden ebenfalls diese Randbedingungen gewählt, was durch den Umstand gerechtfertigt erscheint, daß wegen der hohen Grenzflächenbarriere bei HTSL / Normalmetall Übergängen die Diffusion von Quasiteilchen von Normalleiter in den Supraleiter und die damit verbundene Absenkung des Ordnungsparameters im Supraleiter gering sind. Der Betrag des

Ordnungsparameters an den SN-Grenzflächen (bzw. des kritischen Stromes) wird als Skalierungsparameter verwendet. Das Problem wird für den eindimensionalen Fall gelöst, d.h. das „weak link“ erstreckt sich vom Ort $x = 0$ bis $x = L$ auf der x -Achse. Die Randbedingungen lauten deshalb:

$$\Psi(0) = 1, \quad \Psi(L) = e^{i\phi} \quad (4.28)$$

$$\mu(0) = 0, \quad \mu(L) = -\frac{\partial\phi}{\partial t}. \quad (4.29)$$

Kapitel 5

Ergebnisse der TDGL-Rechnungen

Die in Kapitel 4.4 vorgestellten TDGL-Gleichungen beschreiben zum einen die Zeitabhängigkeit der Ordnungsparameterrelaxationen und zum anderen die räumliche Ausdehnung des weak link in Stromrichtung und die direkte Leitfähigkeit des weak link. Während die Zeitabhängigkeit für alle Arten von Josephson-Kontakten gilt, treffen die beiden letzten Eigenschaften besonders auf SNS-Kontakte zu: die Länge des Kontaktes kann bis zum Mehrfachen der Kohärenzlänge betragen, und SNS-Kontakte besitzen eine intrinsische Leitfähigkeit für Quasiteilchen.

Aus diesen Gründen ist zu erwarten, daß SNS-Kontakte durch die TDGL-Gleichungen besser beschrieben werden, als im RSJ-Modell. Es ist daher von Interesse, die Eigenschaften des TDGL-Modells zu untersuchen, um Abweichungen vom RSJ-Modell feststellen zu können. Im Kapitel 8 folgt der Vergleich mit den Meßdaten der Kontakte.

5.1 Numerische Auswertung

Für die numerische Lösung des Systems von partiellen Differentialgleichungen ist es vorteilhaft, Gl. 4.26 und 4.27 in kartesischen Koordinaten $\Psi = R + iI$ umzuschreiben

$$\begin{aligned}u \frac{\partial R}{\partial t} &= R'' + (1 - R^2 - I^2)R - u\mu I, \\u \frac{\partial I}{\partial t} &= I'' + (1 - R^2 - I^2)I + u\mu R, \\ \mu &= \int_0^x (RI' - IR') dx - Jx\end{aligned}\tag{5.1}$$

mit den Randbedingungen

$$\begin{aligned}R(0) &= 1, & I(0) &= 0, & R(L) + iI(L) &= e^{i\phi}, \\ \mu(0) &= 0, & \mu(L) &= -\frac{\partial \phi}{\partial t}.\end{aligned}\tag{5.2}$$

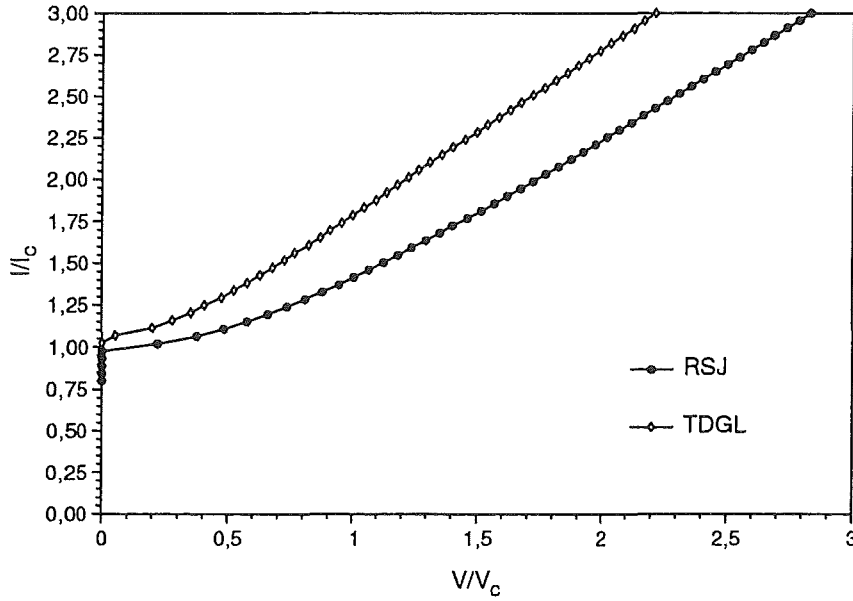


Abbildung 5.1: Vergleich einer RSJ- und einer TDGL-Strom-Spannungs-Kennlinie. Die Parameter der TDGL-Rechnung sind: $L = \xi_N$, $u = 12$.

Das Gleichungssystem 5.1 wird mit einer Standardmethode der numerischen Mathematik — der numerischen Methode der Linien — gelöst. Dabei wird das Problem der Integration von 5.1 bzgl. Orts- und Zeitkoordinate in zwei Teilprobleme zerlegt. Zunächst wird für die beiden Gleichungen in $\partial R/\partial t$ und $\partial I/\partial t$ eine Diskretisierung in N Intervallen bzgl. des Ortes durchgeführt. Man erhält somit aus zwei partiellen DGLs $2N$ gewöhnliche DGLs in der Zeit. Auf dieses System von gewöhnlichen DGLs kann man eine Vielzahl von Standardmethoden zur Integration (hier wird Runge-Kutta-Fehlberg benutzt) anwenden. In jeden Zeitschritt müssen die Randbedingungen 5.2 erfüllt werden. Eine besondere Bedeutung hat dabei die letzte Bedingung, da sie eine weitere DGL darstellt, die mit den anderen in der Zeit integriert werden muß. Insgesamt sind also $2N + 1$ gewöhnliche DGLs zu integrieren. Der Name „Methode der Linien“ kommt von der Vorstellung, daß für jeden Ortspunkt eine Linie entlang der Zeitachse berechnet wird.

Für die zeitliche Integration müssen noch Anfangsbedingungen gewählt werden. Dafür bietet sich $R(x, t = 0) = 1$, $I(x, t = 0) = 0$, $\mu(L, t = 0) = 0$ an. Das Ergebnis der Rechnung am Ort $x = L$ ist die zeitliche Entwicklung der Momentanspannung über den Kontakt und gleichzeitig die zeitliche Entwicklung der Phase. Nach einer gewissen (durch die Numerik bedingten) Einschwingdauer kann man auch die mittlere (DC) Spannung ohne weitere Mittelung nach $\bar{V} = (\phi(t_2) - \phi(t_1))/(t_2 - t_1)$ berechnen. Außerdem liefert der Algorithmus zu jedem Zeitpunkt die örtliche Variation des Ordnungsparameters im weak link.

Durch Vorgabe der Speisestromdichte J kann so eine DC Strom-Spannungs-Kennlinie berechnet werden. Der Einfluß von Mikrowellenfeldern kann durch Addition einer Wechselstromkomponente $J = J_{DC} + J_{RF} \sin(\omega t)$ untersucht

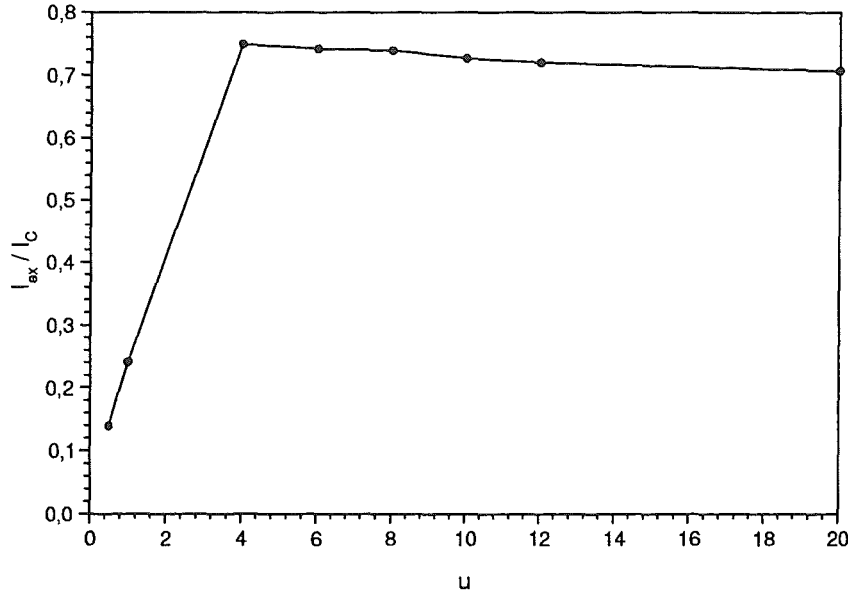


Abbildung 5.2: Abhängigkeit des Excess-Stroms von der reduzierten Relaxationszeit des Ordnungsparameters u . Die Berechnung erfolgt bei einer Kontaktlänge $L = \xi_N$ und für einen Speisestrom bis $10I_C$. (Linien sind zur besseren Erkennbarkeit)

werden. Es muß jedoch bei kleinen Frequenzen ω darauf geachtet werden, daß über genügend viele Perioden gemittelt wird, d.h. daß die Integration genügend weit ausgeführt wird.

Mit dem beschriebenen Algorithmus wurde ein Programm in der Sprache C++ geschrieben, das einen Josephson-Kontakt mit DC und RF Speisestrom auf der Basis der TDGL-Gleichungen simuliert. Die nachfolgenden Rechnungen wurden auf einem PC sowie auf einer Workstation HP 9000/735 ausgeführt.

Abb. 5.1 zeigt eine Strom-Spannungskennlinie nach TDGL-Theorie im Vergleich mit einer nach dem RSJ-Modell berechneten. Der Hauptunterschied ist der Excess Strom in der TDGL-Kennlinie.

Läßt man τ_Δ bzw. u gegen Null gehen, so nähert sich das TDGL-Modell dem RSJ Modell an, da die linke Seite in Gl. 4.26 verschwindet. Die Konsequenz ist die Abnahme des Excess-Stroms, wenn $u \rightarrow 0$, wie in Abb. 5.2 dargestellt. Die leichte Abnahme zu großen u hin ist auf die abnehmende Genauigkeit der numerischen Berechnung bei hohen Strömen und gleichzeitig großem u zurückzuführen. In diesem Fall verschwinden die ersten beiden Terme auf der rechten Seite der beiden DGLs 5.1 und die numerisch berechnete Kennlinie nähert sich der ohm'schen Geraden an.

5.2 Excess Strom

In der stationären Ginzburg-Landau Theorie hat die Ortsabhängigkeit des Ordnungsparameters die Form $\Psi \propto 1 - x/L$ und ist unabhängig vom Strom [57]. In

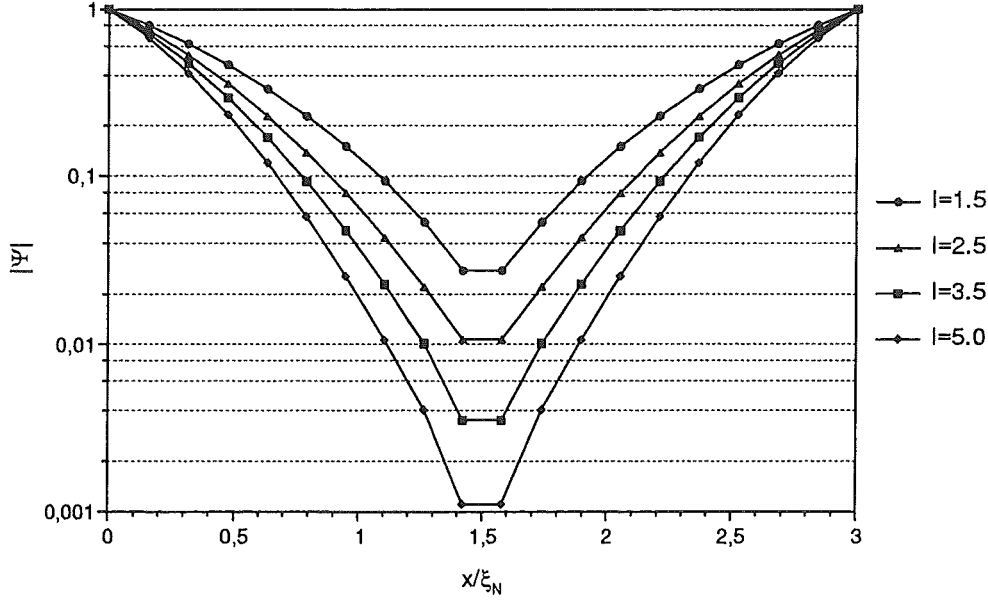


Abbildung 5.3: Verlauf des Betrages des Ordnungsparameters in einem Josephson-Kontakt der Länge $3\xi_N$ im TDGL-Modell für verschiedene Werte des Speisestroms in Einheiten von I_C . (Linien sind zur besseren Erkennbarkeit)

der TDGL-Theorie dagegen nimmt mit zunehmender Stromdichte J der Überlappbereich der Wellenfunktionen aus den beiden Elektroden ab, und damit wird der Josephson-Effekt unterdrückt (Abb. 5.3).

Bei großen Strömen verschwindet der Überlapp fast ganz, somit ist der Kontakt im normalleitenden Zustand bis auf die Randregion, wo die Supraleitung durch den Proximity Effekt aufrechterhalten wird. Da im Randbereich ein Teil des Stromes durch Cooper-Paare getragen wird, ist der Spannungsabfall über dem Kontakt reduziert um den Betrag V_{def} oder anders ausgedrückt es existiert ein Excess Strom $I_{ex} = V_{def}/R_N = 0.75I_C$ unabhängig vom Betrag von τ_Δ [97]. In Abb. 5.4 ist die Abhängigkeit des Excess Stroms von der Kontaktlänge L dargestellt. Unterhalb einer Kontaktlänge von ca. $0.8\xi_N$ nimmt der Excess-Strom ab. Für kleine Kontaktlängen gehen die TDGL-Gleichungen in die Näherung von Aslamazov und Larkin über, die für die Phase die Gleichung [78]

$$\frac{d\phi}{dt} \left(\frac{1}{A^2} + \frac{uL^2}{15}(1 - \cos(\phi)) \right) + \sin(\phi) = \frac{J}{J_C} \quad (5.3)$$

liefert. Dabei ist A der Wert des Ordnungsparameters in den supraleitenden Elektroden. Dies ist die Gleichung des RSJ-Modells mit einem Korrekturterm, der $\propto L^2$ verschwindet.

5.3 Verhalten bei DC Speisung

Die Abhängigkeit des kritischen Stroms I_C und des Widerstandes R_N von der Kontaktlänge ist in Abb. 5.5 dargestellt. Der Widerstand ist proportional zur

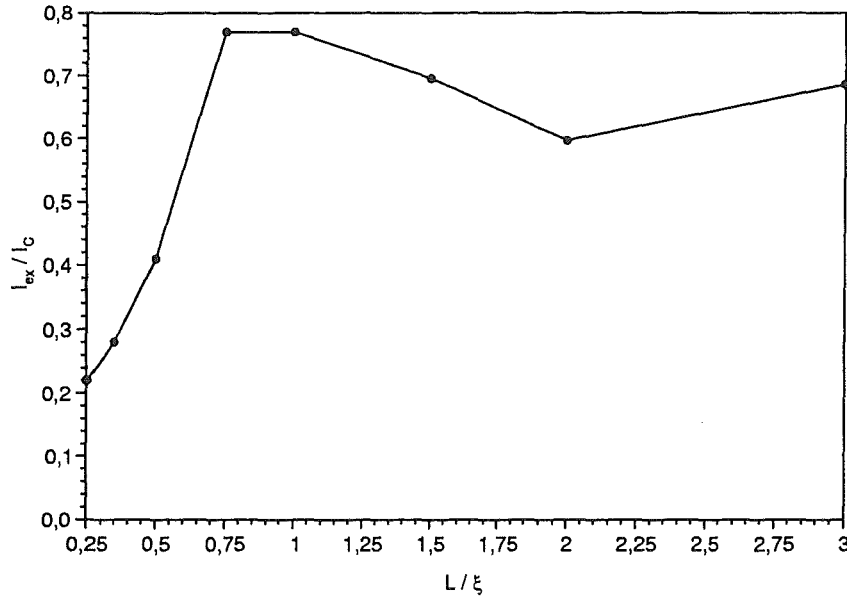


Abbildung 5.4: Abhängigkeit des Excess-Stroms von der Kontaktlänge für $u = 12$. Der Excess-Strom ist auf den jeweiligen kritischen Strom normiert. (Linien sind zur besseren Erkennbarkeit)

Länge, da in die TDGL-Gleichungen implizit der spezifische Widerstand ρ_N eingeht. Der Grenzflächenwiderstand, der in realen Kontakten den Gesamtwiderstand bestimmt wird in diesem Modell nicht berücksichtigt, sondern müßte nachträglich hinzuaddiert werden.

Der kritische Strom nimmt mit steigender Kontaktlänge zunächst stark ab, geht aber ab $L \sim \xi$ in einen wesentlich flacheren Abfall über. Die Abhängigkeit in Abb 5.5 ist keine Exponentialfunktion. Das Verhältnis $I_C(L = 3\xi)/I_C(L = 1\xi)$ beträgt ca. 0.5 während es bei einer exponentiellen Abhängigkeit 0.14 betragen würde.

5.4 Verhalten unter Mikrowelleneinstrahlung

Einen weiteren Unterschied zwischen TDGL- und RSJ-Modell sieht man, wenn man den Einfluß von Mikrowellensignalen auf den Kontakt untersucht. Für nicht zu kleine Verhältnisse von externer Mikrowellenfrequenz zur charakteristischen Frequenz $\Omega = \omega/\omega_C$ treten im TDGL-Modell subharmonische Shapiro-Stufen auf (Abb. 5.6). Das sind Stufen bei rationalen Vielfachen der Spannung, die der externen Frequenz entspricht $((n/m) \cdot (\hbar/2e)\omega)$ mit n, m natürliche Zahlen). Subharmonische Shapiro Stufen gibt es im RSJ-Modell bei Josephson-Kontakten mit verschwindender Kapazität nicht. Da die hier behandelten SNS-Kontakte wegen der kleinen Kontaktfläche nur eine sehr geringe Kapazität erwarten lassen (die Kontakte zeigen auch keine Hysterese), kann das Auftreten von subharmonischen Stufen als Abweichung vom RSJ-Modell betrachtet werden. Subharmonische Stufen treten allerdings auch in erweiterten RSJ-Modellen auf,

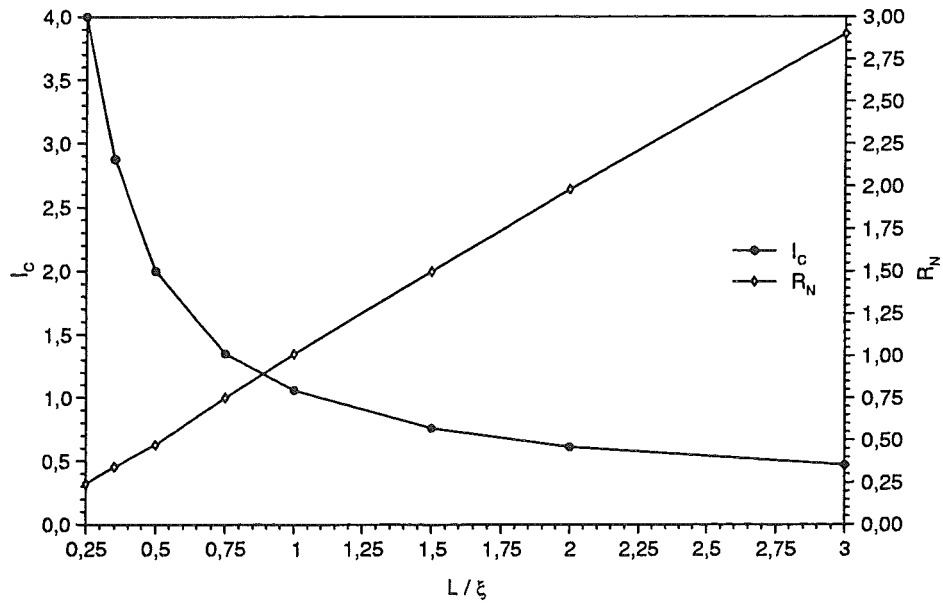


Abbildung 5.5: Abhängigkeit von kritischem Strom und Widerstand von der Kontaktlänge für $u = 12$. In die TDGL-Gleichungen geht nur der spezifische Widerstand der Barriere ein, daher ist $R \propto L$. (Linien sind zur besseren Erkennbarkeit)

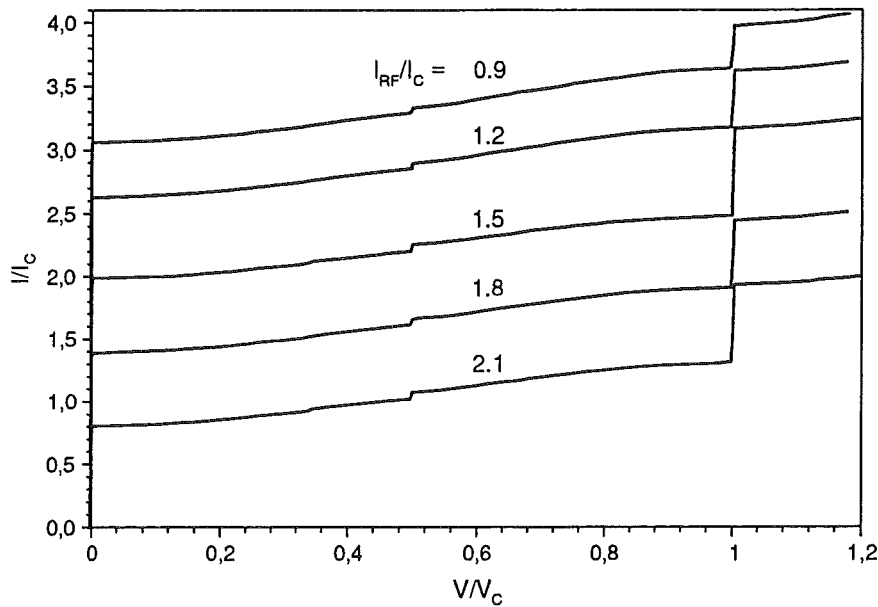


Abbildung 5.6: Strom-Spannungskennlinien unter Mikrowelleneinstrahlung. Die externe Frequenz ist gleich der charakteristischen Frequenz $\Omega = 1$. Shapiro-Stufen sind bei $V = 1/2V_C$ und $V = V_C$. Die TDGL-Parameter sind: $L = \xi_N$, $u = 12$. Zur besseren Erkennbarkeit sind die Kennlinien vertikal gegeneinander verschoben.

z.B. wenn man Parallelschaltungen von RSJ-Kontakten betrachtet, bei breiten RSJ-Kontakten oder Kontakten mit nichtverschwindender Kapazität (RCSJ-Modell). Es muß daher sehr genau das spezifische Verhalten — z.B. in Bezug auf die Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung — untersucht werden, um zwischen den Modellen unterscheiden zu können.

Die Parameter des Modells, die variiert werden können, um eine Übereinstimmung mit Messdaten zu erhalten, sind u und die Kontaktlänge L . Die Länge (in Einheiten der Kohärenzlänge) ist experimentell nicht zu bestimmen, so daß sie innerhalb plausibler Grenzen angepaßt werden kann.

Die Relaxationszeit des Ordnungsparameters $u = \tau_\Delta / \tau_J$ beeinflusst die Kopplung zwischen externem Mikrowellenfeld und intrinsischer Josephson-Strahlung des Kontaktes. Eine Erhöhung von u bewirkt eine geringere Höhe der Shapiro-Stufen oder anders ausgedrückt: der Bereich des DC Speisestroms, in dem es zu einer Phasenkopplung zwischen externem Mikrowellenfeld und Josephson-Oszillationen kommt, wird geringer, da der Ordnungsparameter der Mikrowellenfrequenz nicht mehr folgen kann. Zusätzlich nimmt die Mikrowellenleistung zu, die zur Unterdrückung des kritischen Stroms gebraucht wird, und bei hohen Frequenzen die Oszillationsperiode der Shapiro-Stufen. Abb. 5.7 zeigt die Abhängigkeit der Shapiro-Stufen vom Mikrowellenstrom für verschiedene Werte von u und Ω .

Die Abhängigkeit der Shapiro-Stufen von der Kontaktlänge L verhält sich ähnlich wie die von u . Mit zunehmender Länge L nimmt die Höhe der Shapiro-Stufen stark ab, bei $L = 2\xi_N$ oszilliert die Nullte Stufe praktisch nicht mehr, sondern bleibt bei Null, wenn der kritische Strom vollständig unterdrückt ist. Dieses Verhalten für große L ähnelt dem eines Flux-Flow Kontaktes. Abb. 5.8 zeigt die Abhängigkeit der Shapiro-Stufen vom Mikrowellenstrom für verschiedene Kontaktlängen L .

Zum Vergleich mit den TDGL-Berechnungen ist in Abb. 5.9 die Abhängigkeit der Shapiro-Stufen Höhen vom Mikrowellenstrom im RSJ-Modell gegenübergestellt. Die Frequenz beträgt $\Omega = 1$. Eine direkte Gegenüberstellung von TDGL- und RSJ-Berechnungen ist problematisch, da im TDGL-Modell zwei freie Parameter (u und L) zur Verfügung stehen, über die das Resultat der Berechnungen in weitem Umfang beeinflusst werden kann. Bei plausibler Wahl der Parameter $6 \geq u \geq 12$ und $1 \geq L \geq 1.5$ liegt die Höhe der Shapiro-Stufen bei niedrigen Frequenzen über der im RSJ-Modell, während sie bei hohen Frequenzen deutlich darunter liegt. Während für $\Omega \geq 1$ z.B. die 1 Stufe im RSJ-Modell die Höhe des kritischen Stroms erreicht und bei zunehmendem Ω konstant bleibt, nimmt sie im TDGL-Modell wieder ab.

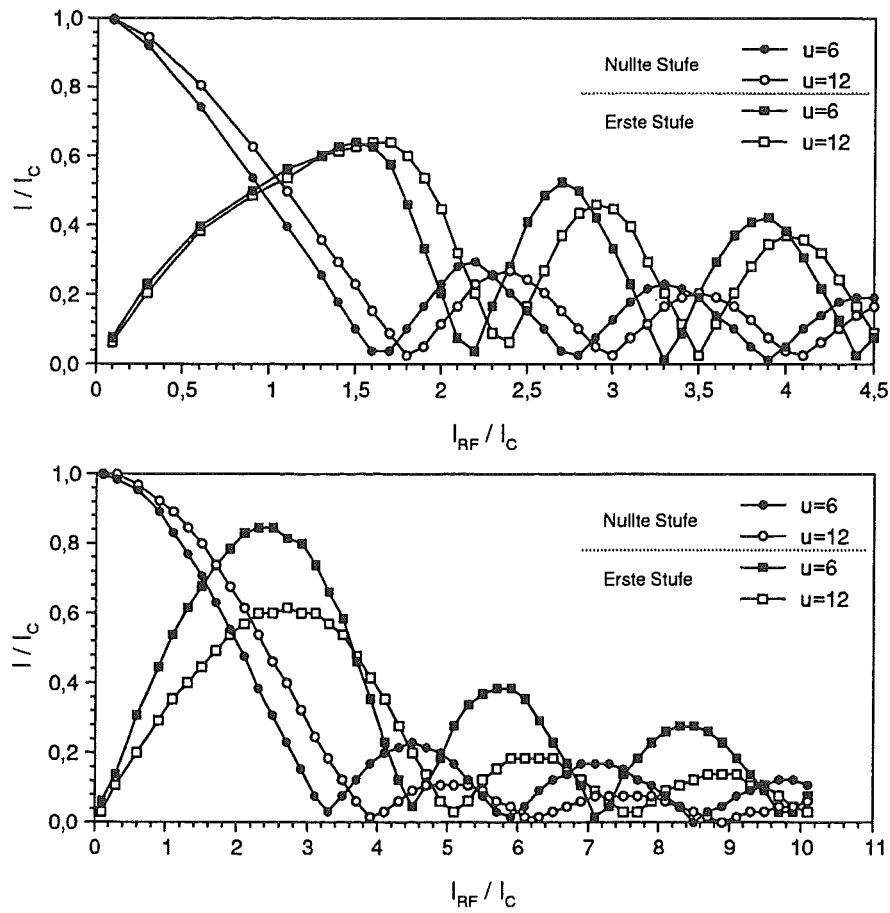


Abbildung 5.7: Shapiro-Stufen Höhe im TDGL-Modell für $u = 6$ und $u = 12$.
 Oben: $\Omega = 0.33$, unten: $\Omega = 1.0$. Die Kontaktlänge ist $L = 1.25\xi_N$.

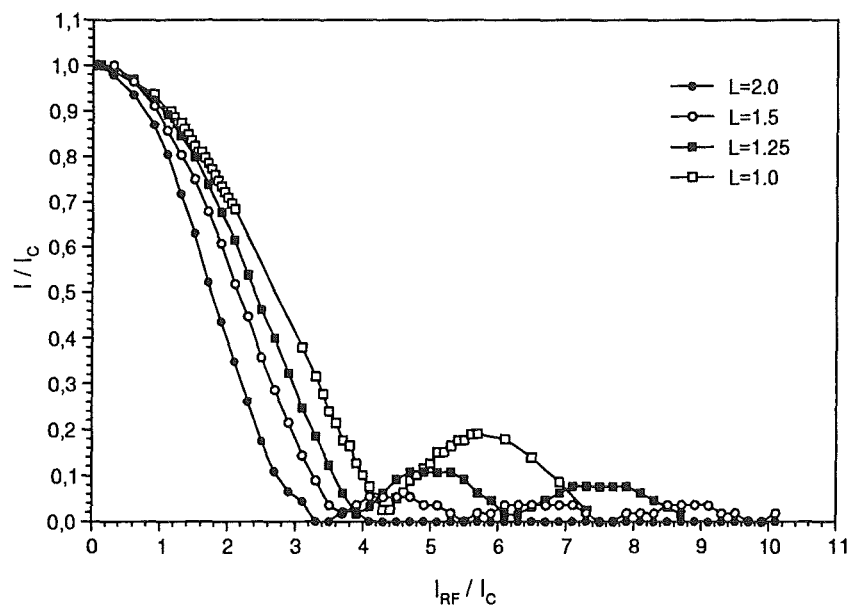


Abbildung 5.8: Höhe der nullten Shapiro-Stufen im TDGL-Modell für $u = 12$ bei verschiedenen Kontaktlängen.

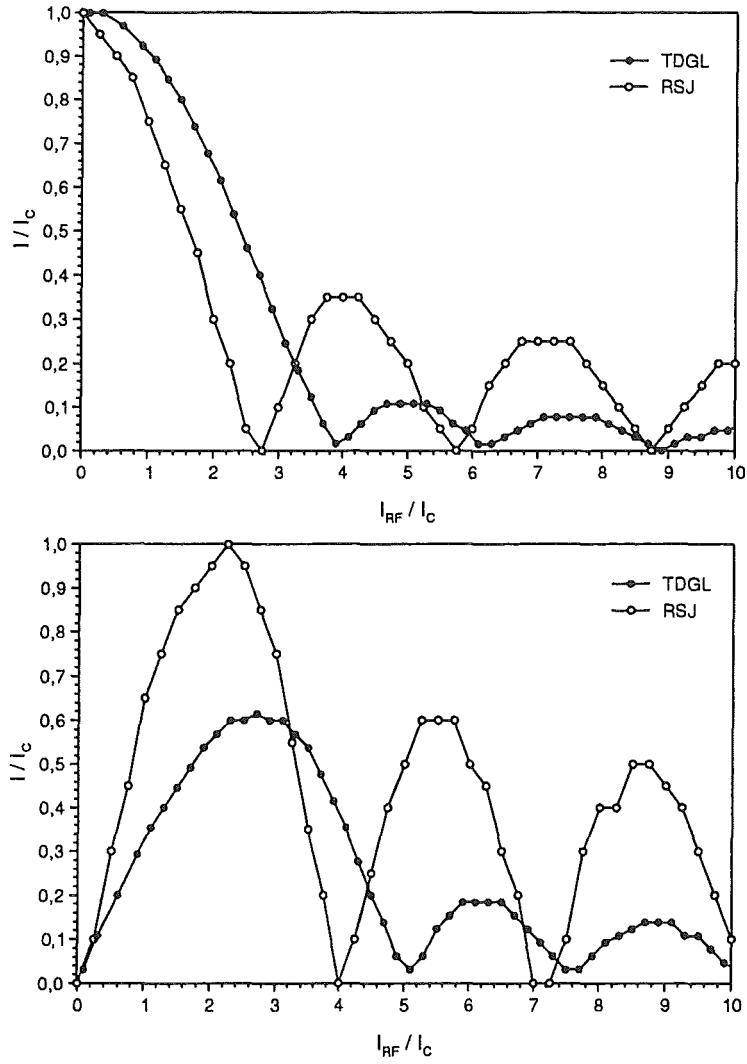


Abbildung 5.9: Höhe der 0. (oben) und 1. (unten) Shapiro-Stufen im RSJ- und TDGL-Modell für $\Omega = 1$. Die TDGL-Parameter sind: $L = 1.25$, $u = 12$.

Kapitel 6

Herstellung von SNS-Stufenkontakten mit Gold

6.1 Aufbau der SNS-Kontakte mit Au-Barriere

Aus den bisherigen Kapiteln lassen sich einige Bedingungen ableiten, die ein Verfahren zur Herstellung von SNS-Kontakten erfüllen sollte.

- Die Dicke der N-Barriere sollte nicht größer als einige Kohärenzlängen sein, da der Ordnungsparameter in der Barriere näherungsweise exponentiell abfällt.
- Der Kontakt zwischen S und N muß entlang der a - b Ebenen erfolgen, da in c Richtung kein oder nur ein sehr geringer Josephson-Strom fließt.
- Auch entlang der a - b Ebenen wird der Josephson-Effekt durch Defekte, Verunreinigungen der Oberfläche oder Sauerstoffmangel bzw. -unordnung unterdrückt. Es sollten daher möglichst *in situ* Oberflächen als Grenzflächen verwendet werden.
- Die beiden S Elektroden müssen frei von supraleitenden Kurzschlüssen voneinander getrennt werden.

Alle diese Forderungen lassen sich mit den in dieser Arbeit vorgestellten SNS Stufenkontakten erfüllen (Abb. 3.3 oben links). Das Prinzip der Herstellung des SNS-Stufenkontaktes wird im folgenden beschrieben. Ein Substrat wird mit einem ca. 100nm–150nm dicken YBCO Film beschichtet. An einer (möglichst steilen) Stufe im Substrat, die etwa 30nm–50nm höher ist als die Filmdicke, entsteht bei der Deposition eine Unterbrechung im YBCO Film. Die Deposition erfolgt gerichtet von der Oberseite der Stufe her, so daß die Stufe einen Schatteneffekt bewirkt. Durch die Abschattung soll verhindert werden, daß Material direkt an der Unterkante der Stufe abgelagert wird. Idealerweise sollte dort kein Material deponiert werden, es reicht aber auch aus, daß keine supraleitende Verbindung über die Stufe hinweg besteht. Die Lücke im YBCO Film wird durch einen anschließend deponierten Goldfilm aufgefüllt.

Die Dicke der Goldbarriere entspricht unabhängig von der Dicke des Goldfilms etwa der Entfernung zwischen den beiden YBCO Elektroden, d.h. der Differenz zwischen Stufenhöhe und YBCO Filmdicke, die wiederum in der Größenordnung der Kohärenzlänge im Gold liegt. Bei einem *c*-orientierten YBCO Film liegen wenigstens an der oberen Elektrode die *a-b* Ebenen frei und bilden die *in situ*-Grenzfläche mit dem Goldfilm.

6.2 Präparation der Substratstufe

Der erste und einer der wichtigsten Prozeßschritte in der Herstellung eines SNS-Stufenkontaktes ist die Präparation der Stufe im Substrat. Die Stufe sollte möglichst steil sein, um ein YBCO Filmwachstum auf der Stufe durch Ausnutzung eines Schatteneffektes bei der Deposition zu verhindern. Weiter muß die Stufe möglichst glatt und frei von Rückständen aus dem Prozeß sein, damit das Filmwachstum in der unmittelbaren Nähe der Stufe möglichst regelmäßig ist. Das Wachstum eines YBCO Filmes reagiert sehr empfindlich auf Verunreinigungen der Substratoberfläche, daher sollte die Oberfläche während des Prozesses möglichst wenig in Kontakt mit Fremdstoffen kommen. Zuletzt sind die für YBCO interessanten Substrate SrTiO_3 , LaAlO_3 , MgO , NdGaO_3 chemisch sehr inert, so daß keine zweckmäßigen chemischen Ätzverfahren für diese Substrate existieren. Aus diesen Gründen wird zur Strukturierung allgemein das Ar^+ Ionenstrahlätzen (IBE) verwendet.

Zur Strukturierung durch IBE wird eine Maske benötigt. Als Maskenmaterial können sowohl Photoresist als auch Metallfilme oder andere Materialien wie z.B. Kohlenstoff verwendet werden. Aus der Technologie der Stufenkontakte ist die Verwendung von Nb-Filmen bekannt. Nach Reinigung mit Azeton und Propanol im Ultraschallbad wird ein Nb-Film aufgesputtert, der Photoresist (AZ-5214) aufgeschleudert, mit $6\text{mW}/\text{cm}^2$ belichtet und mit MIF Entwickler (Konzentration 1:1.25) entwickelt. Der Nb-Film wird dann durch reaktives Ionenätzen (RIE) mit SF_6 in einer selbstgebauten Kammer geätzt. Nach dem Entfernen des Photoresist mit Azeton und gegebenenfalls der Entfernung von Resten im Sauerstoffplasma wird die Probe mittels Ar^+ Ionenstrahl geätzt. Der Prozeß ist im Detail in [98] beschrieben und erscheint geeignet, weil er für die Herstellung von Stufen für Korngrenzkontakte mit ganz ähnlichen Anforderungen optimiert wurde.

Bei der Anwendung für SNS-Kontakte ergibt sich jedoch, daß das hier verwendete off-axis Magnetron-Sputterverfahren zur Herstellung des YBCO Filmes empfindlicher auf Veränderungen der Substratoberfläche reagiert als das, bei den Korngrenzkontakten benutzte, Laserablationsverfahren. Auch mit dem in [98] beschriebenen Nachtempern des Substrats bei 800° in O_2 läßt sich in der Regel nicht verhindern, daß sich auf dem YBCO Film Ausscheidungen bilden, und sich der Temperaturbereich des Übergangs in den supraleitenden Zustand verbreitert (Abb. 6.1). Der „Fuß“ in der Kurve in Abb. 6.1 ist ein Hinweis auf thermisch aktivierten Phasenschlupf an Inhomogenitäten im Film. Auch Ausscheidungen und Körner im Film, wie sie für Proben wie die von Abb. 6.1 typisch sind, sind ein Problem, da sie die Stufe überwachsen können, und Kurzschlüsse

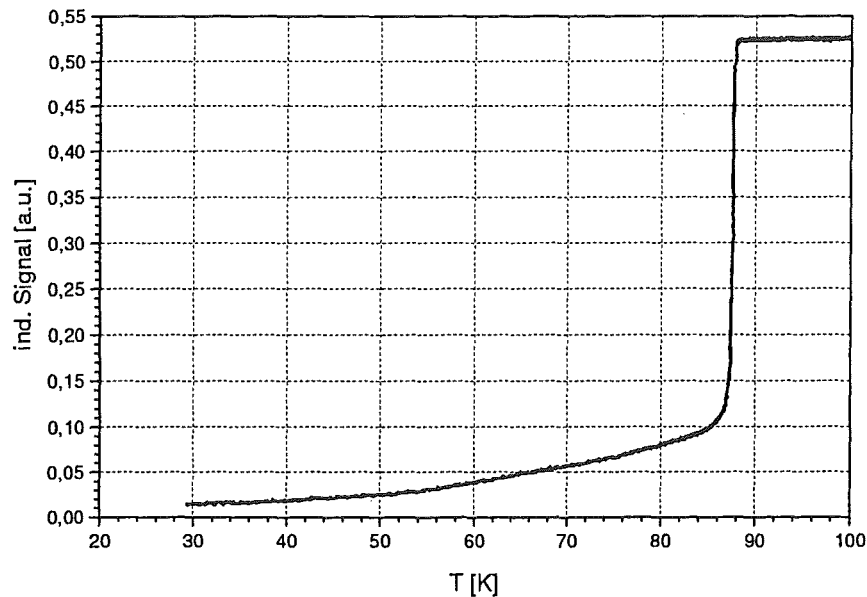


Abbildung 6.1: Typische Übergangskurve eines YBCO Films auf einem mit Nb Maske strukturierten Substrat (vgl. Abb. 6.5). Aufgetragen ist das Signal einer Pickupspule auf der Rückseite der Probe. Auf der Vorderseite wird durch eine Erregerspule ein Wechselmagnetfeld induziert. Der Meissner-Ochsenfeld Effekt schirmt das Feld im supraleitenden Zustand ab.

hervorrufen.

Aus diesem Grund wird das Verfahren mit einfachen Resistmasken so abgewandelt, daß die Qualität der Stufen der vom Nb Prozeß entspricht. In Abb. 6.2 ist der in dieser Arbeit ausschließlich verwendete Prozeß dargestellt. Bei der herkömmlichen Methode der Stufendefinition mit einer Resistmaske ist die Schärfe und Gleichmäßigkeit der Kante nicht ausreichend. Dies liegt zum Teil daran, daß bei der Belichtung von transparenten Substraten (MgO , SrTiO_3 , LaAlO_3) eine Rückstreuung an der Substratrückseite auftritt, so daß an Kanten der Lithographiemaske auch Resist belichtet wird, der eigentlich abgedeckt ist. Um diesen Effekt zu verhindern, werden die Substrate vor dem Belacken mit einem dünnen (ca. 25nm) Goldfilm bedampft. Der Goldfilm verhindert gleichzeitig, daß die Substratoberfläche in direkten Kontakt mit dem Photoresist kommt. Der Photoresist (AZ-5214) wird dann zunächst einer Randentlackung unterzogen, um zu verhindern, daß dickerer Resist an den Kanten und Ecken des Substrats einen direkten Kontakt zwischen Lithographiemaske und Substrat behindert. Die eigentliche Belichtung erfolgt mit einer Intensität von $6\text{mW}/\text{cm}^2$ ca. 4.5s lang, dann wird die Probe mit MIF 1:1.25 Entwickler entwickelt.

Beim Ionenstrahlätzen der Stufe kann es zu einer Redeposition von abgeätztem Material an der Resistkante kommen. Das hat zur Folge, daß sich der Resist bzw. das abgelagerte Material nach dem Ätzen nicht mit den normalen Lösungsmitteln vollständig entfernen läßt. Die Redeposition läßt sich vermeiden, wenn man das Substrat rotiert und unter einem Winkel von ca. 30° ätzt [98]. Man

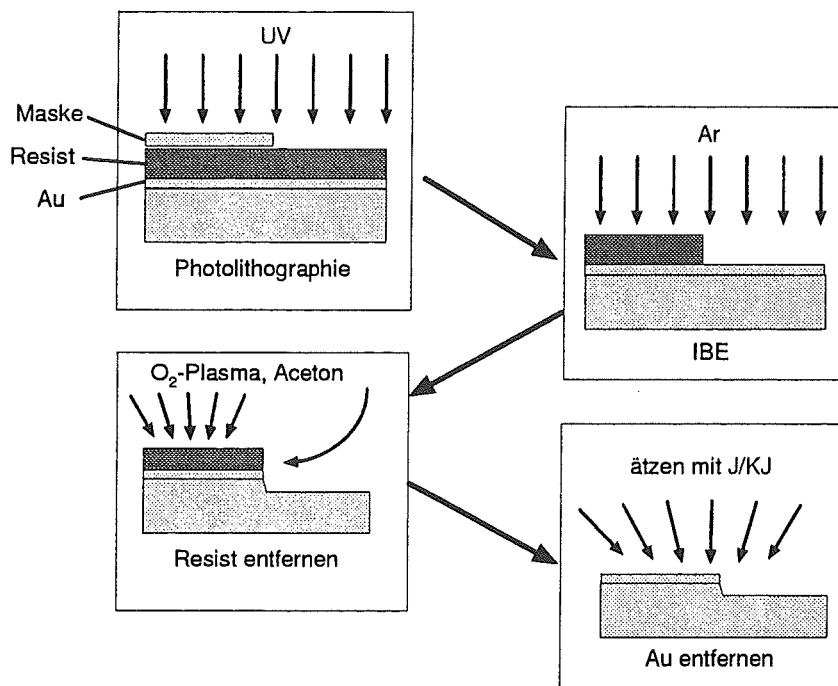


Abbildung 6.2: Prozeß der Stufenpräparation. Das Ar^+ -Ionenätzen in Schritt 2 erfolgt gerichtet aus einem Winkel der 45° aus der Zeichenebene geneigt ist.

erhält so Stufen mit einem Winkel von ca. 90° an der Oberkante, die Unterkante ist jedoch stark verrundet. Aufgrund der speziellen Wachstumseigenschaften von gesputterten YBCO Filmen kann diese Verrundung zu unerwünscht irregulärem Wachstum führen (vgl. Kap. 6.6). Um dennoch die Redeposition zu verhindern, wird unter einem Winkel von 45° parallel zur Stufe ohne Rotation mit einer Beschleunigungsspannung von 500V und einer Strahlstromdichte von $0.5\text{mA}/\text{cm}^2$ geätzt. Der Probenhalter wird dabei auf ca. -10° Celsius gekühlt.

Die Resistmaske und das übriggebliebene Gold auf den nicht geätzten Flächen wird mit Aceton im Ultraschallbad (für den Resist) und einer wässrigen Lösung von J und KJ (1g J, 4g KJ, 150ml H_2O) entfernt. Häufig an den Stufen liegende bleibende Reste, die sich chemisch nicht entfernen lassen, werden durch mechanische Reinigung entfernt. Es werden bei den Substratmaterialien LaAlO_3 , SrTiO_3 und NdGaO_3 keine Beeinträchtigungen durch das Ablösen des Goldfilmes mit J/KJ festgestellt.

In Abb. 6.3 sind rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen von Stufen, die mit Resistmasken geätzt wurden, gegenübergestellt. Die Aufnahmen wurden unter spitzen Winkel entlang der Stufen gemacht. Das obere Bild zeigt eine Stufe, bei der der Photoresist direkt auf das Substrat aufgebracht wurde. Bei der Probe auf dem unteren Bild wurde zuerst ein Goldfilm aufgedampft. Die untere Stufe zeigt deutlich kleinere Rauigkeiten als die obere Stufe, was eine der Voraussetzungen für eine reproduzierbare Technologie ist. Der Stufenwinkel läßt sich in REM Aufnahmen nur schlecht bestimmen, aus transmissionselektronenmikroskopischen Querschnittsaufnahmen wie Abb. 6.11 kann man den

Winkel dagegen sehr gut bestimmen. Stufen nach den hier beschriebenen Prozeß weisen einen Winkel von 65° - 70° auf.

6.3 Sputterdeposition von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Filmen

Als Depositionsverfahren für den YBCO Film für SNS-Kantenkontakte kommen zunächst gerichtete Verfahren in Betracht, die mit relativ niedrigem Druck arbeiten. In der Literatur wird meist die Laserdeposition [46] oder die Kathodenzerstäubung im rechten Winkel zum Substrat (off-axis Sputtern) benutzt [45].

Ein komplexes oxidisches Material wie YBCO läßt sich ohne Nachbehandlung nur sputtern, wenn dem Sputtergas ausreichend Sauerstoff beigemischt wird. Sauerstoff wird jedoch im Gegensatz zu Argon auch negativ ionisiert (O_2^- , O^-). Die negativen Ionen werden nicht auf das Target sondern auf die wachsende Schicht beschleunigt, folglich entsteht ein Rücksputtereffekt der zu einer Degradation der Schicht — besonders der Sauerstoffstöchiometrie — führt.

Es gibt verschiedene Methoden diesen Rücksputtereffekt zu vermeiden. Beim Hochdruckputtern [99], [100] wird der Druck im Sputtergas bis auf einige mbar erhöht, so daß die mittlere freie Weglänge der Teilchen im Gas im Mikrometerbereich liegt. Die negativen Ionen werden so auf dem Weg zum Substrat vollständig thermalisiert und kommen mit der gleichen Energie wie die ungeladenen Teilchen dort an. Da die kleinen freien Weglängen die Depositionsrate stark erniedrigen, befindet sich beim Hochdruckputtern das Substrat nur wenige mm vom Target entfernt.

Beim off-axis und beim ICM Sputtern wird die planare Geometrie aufgegeben und das Substrat senkrecht zur Targetoberfläche plaziert. Im ersten Fall wird weiter ein planares Magnetron verwendet und um 90° gedreht, im zweiten Fall benutzt man eine ringförmige Hohlkathode, in deren Zentrum aber aus der Ringebene verschoben sich das Substrat befindet.

Von den genannten Sputtermethoden ist nur das off-axis Sputtern prinzipiell zu der für die Unterbrechung im YBCO Film nötigen gerichteten Abscheidung geeignet. Da keine Laserdepositionsanlage zur Verfügung stand, die die erforderlichen glatten Filme in off-axis Geometrie produzieren konnte, wurde eine Anlage zum off-axis Magnetronputtern aufgebaut. Das Verfahren ist z.B. in [101, 102, 103] beschrieben. Die Anlage besteht aus einem Leybold Turbomolekularpumpstand und einem Standard CF150 Kreuzstück als Vakuumkammer. Seitlich am Kreuzstück befinden sich 3 US Gun Magnetrons für YBCO, Au und MgO Targets. Den vierten Platz nimmt der Heizer für das Substrat ein. Die Substrate werden auf den temperaturgeregelten Heizer mit einem 2-Komponenten Leitkleber aufgeklebt. Der Gasfluß des Ar/O_2 Gemischs zum Sputtern wird durch 2 MKS Massenflußregler geregelt. Zum Sputtern von YBCO und MgO werden RF-Sputternetzteile und automatische Anpaßnetzwerke von Advanced Energy verwendet, das Gold wird mit einer DC Entladung gesputtert.

Die Geometrie der Anordnung ist schematisch in Abb. 6.4 dargestellt. Der Abstand zwischen Sputtertarget und Heizer beträgt ca. 6 cm, der Winkel ca. 45° . Der Sputterprozeß wurde hinsichtlich der Oberflächenqualität insbeson-

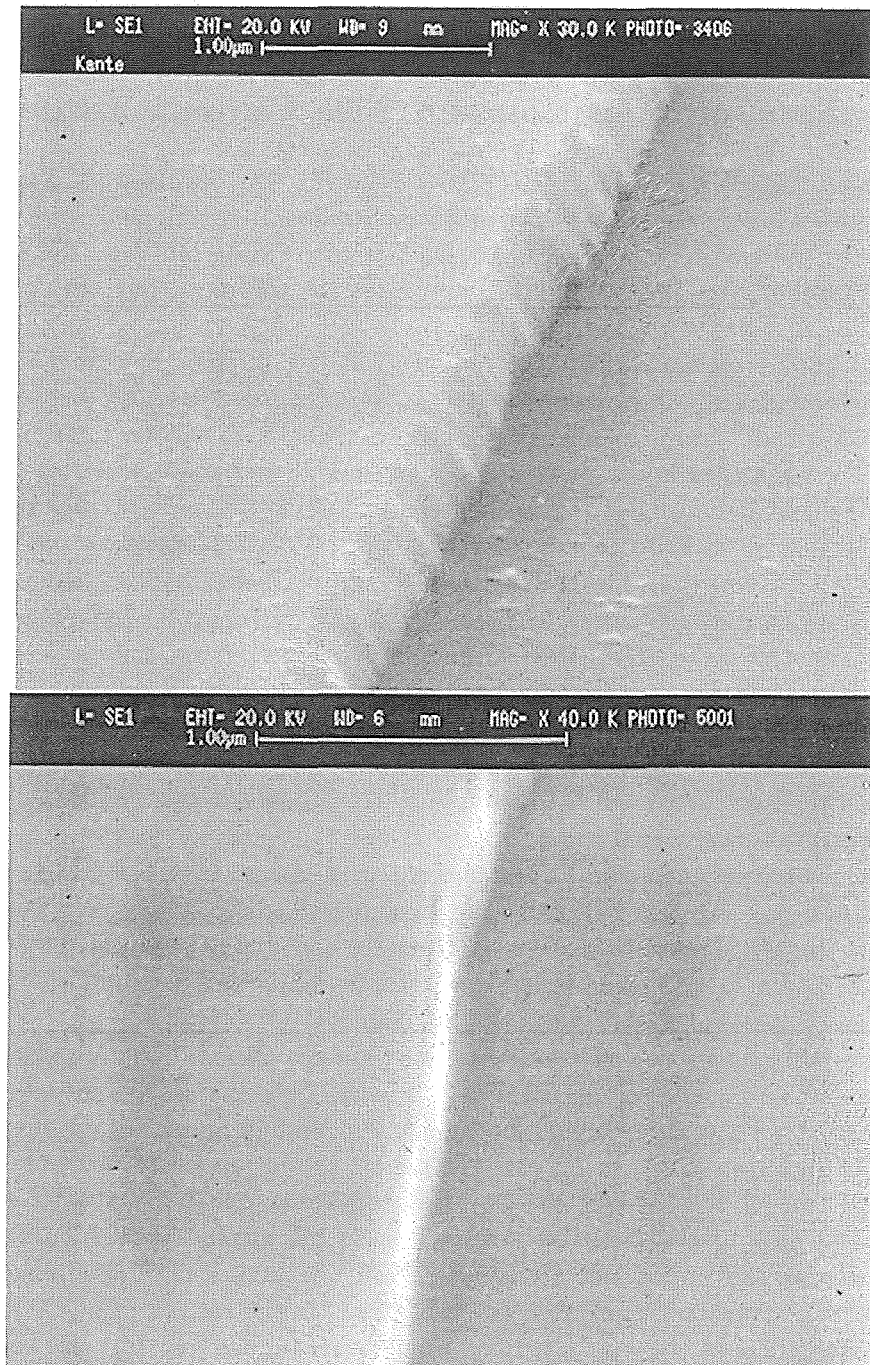


Abbildung 6.3: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen von ionenstrahl-geätzten Stufen. Als Maske wurde Photoresist verwendet. *Oben:* der Photoresist wurde direkt auf das SrTiO_3 Substrat aufgebracht. *Unten:* Auf das Substrat wurde zuerst ein Goldfilm aufgedampft, um Rückstreueffekte bei der Belichtung zu vermeiden.

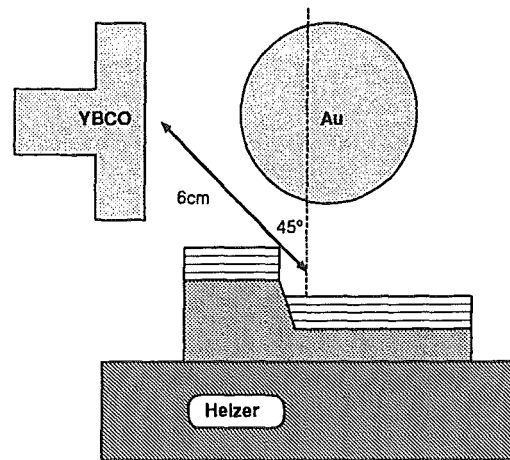


Abbildung 6.4: Schematische Darstellung der Geometrie der Sputteranlage.

der der Ausscheidungsfreiheit der Filme optimiert. Ausscheidungen oder a -achsenorientierte Körner an der Stufe können einen (supraleitenden) Kurzschluß zwischen den Elektroden erzeugen und sind daher unbedingt zu vermeiden. In der genannten Geometrie hat sich ein Mischungsverhältnis $\text{Ar}:\text{O}_2$ von 1.6:1 bis 2:1 bei einem Totaldruck von 0.2mbar und einem Gesamtfluß von 100–110SCCM (Standard Kubikzentimeter pro Minute) als optimal herausgestellt. Die Heizertemperatur muß für jedes Target und jede Veränderung der Geometrie neu bis auf ca. ± 3 Grad genau ermittelt werden. Die optimalen Temperaturen variieren im Bereich von $790\text{--}820^\circ$. Bei einer RF Leistung von 100W beträgt die Depositionsrate ca. 50nm/h. Die genauen Parameter schwanken in den angegebenen Toleranzen u.a. von Target zu Target. Die YBCO Sputtertargets wurden von Frau Dr. Xu am Institut für Schicht und Ionentechnik des Forschungszentrum Jülich hergestellt.

Nach dem Abscheiden des YBCO Filmes wird das Substrat in etwa 600–800mbar Sauerstoff mit einer Rate von 40K/min bis ca. 100°Celsius abgekühlt. Der Prozeß der Sauerstoffbeladung ist sehr unempfindlich gegenüber Veränderungen des Sauerstoffdrucks oder der Abkühlraten [104]. Der Sauerstoff wird nach der Abkühlung bis auf ca. 10^{-4}mbar abgepumpt, und bei einem Argondruck von ca. 10^{-3}mbar Gold in einer Gleichstromentladung aufgesputtert. Auf diese Weise lassen sich standardmäßig auf strukturierten Substraten ausscheidungsfreie YBCO Filme mit einer Sprungtemperatur von $T_C = 88\text{K}$ herstellen. Der Film in Abb. 6.5 wurde wie oben beschrieben auf einem mit Goldfilm und Resistmaske strukturierten Substrat deponiert, besitzt eine Sprungtemperatur von ca. 90K mit einer Übergangsbreite von $< 1\text{K}$ und zeigt keine Ausscheidungen.

Die YBCO Filme wurden zum Teil mittels Röntgendiffraktometrie untersucht. Es wurde dabei die Lage und Breite des 005-Reflexes gemessen. Aus der Lage des Reflexes bei 38.5° ergibt sich eine Länge der c -Achse von ca. $11.6 - 11.65 \text{ \AA}$, woraus sich nach [105] ein Sauerstoffgehalt von ca. 7 ergibt. Die Breite des 005-Reflexes beträgt auf LaAlO_3 Substraten bis zu $< 0.17^\circ$ und auf SrTiO_3 bis zu $< 0.2^\circ$, was für eine gute Kristallinität der Filme spricht.

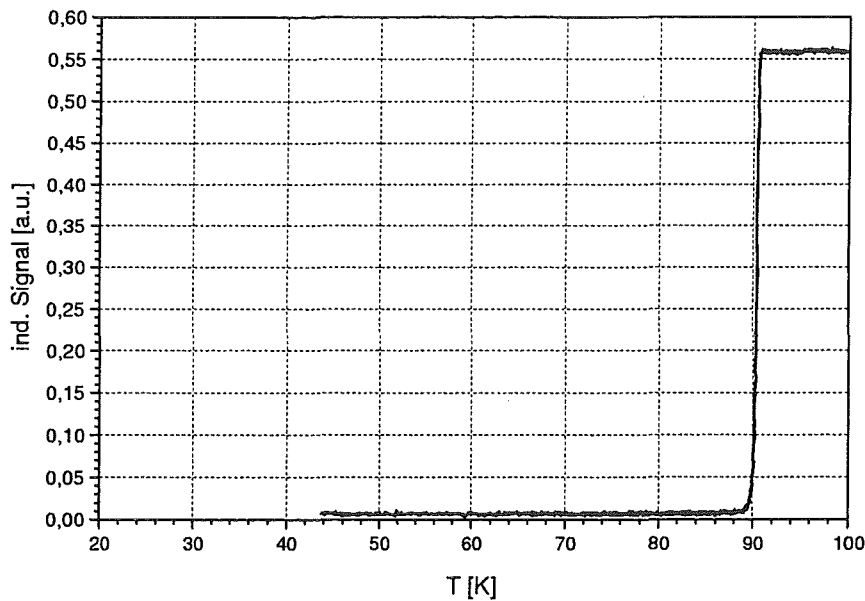


Abbildung 6.5: Induktiv gemessene Übergangskurve eines YBCO Films auf einem mit Resistmaske strukturierten Substrat (vgl. Abb. 6.1).

6.4 Strukturierung der Proben

Die *in situ* hergestellten YBCO-Au Doppelschichten werden mit Brücken über die Stufe strukturiert. Die Brückenbreiten liegen zwischen $2\mu\text{m}$ und $16\mu\text{m}$. Die Brücken werden photolithographisch definiert und mittels IBE bei den gleichen Parametern wie die Stufen geätzt. Allerdings kann beim Strukturieren der Brücken ein Ätzwinkel von 90° mit Rotation verwendet werden. Eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer strukturierten Testbrücke ohne Goldfilm ist in Abb. 6.6 dargestellt. Der YBCO Film zeigt keine Ausscheidungen insbesondere keine, die über die Stufe wachsen und einen Kurzschluß verursachen können. Daß die Brücke insgesamt keinen Kurzschluß aufweist, kann man nicht mit REM Aufnahmen nachweisen. Die abgebildete Brücke zeigt auch bei der elektrischen Messung bei 4.2K keine Supraleitung über die Stufe.

Um eine Vierpunkt-Messung an den Brücken machen zu können, muß der Goldfilm zwischen den Anschlußflächen, auf die später die Kontaktdrähte gebondet werden, und den Brücken unterbrochen werden. Es darf nur eine supraleitende Verbindung zwischen Brücken und Anschlußflächen bestehen. Diese Trennung erfolgt durch eine weitere photolithographische Maske und naßchemisches Ätzen mit J/KJ.

Bei einigen Proben wurde abschließend der in Kap. 4.2.1 beschriebenen Gold-Shunt in der Umgebung der Stufe entfernt. Um den Shunt möglichst vollständig zu entfernen, muß man dafür sorgen, daß Gold nur in der Lücke zwischen den beiden Elektroden übrigbleibt. Dies läßt sich photolithographisch nicht mehr realisieren. Es wird daher wie bei der Deposition die Schattenwirkung der Stufe ausgenutzt, und das Gold wie in Abb. 6.7 durch Ionenstrahlätzen unter einem Winkel von 45° entfernt [53].

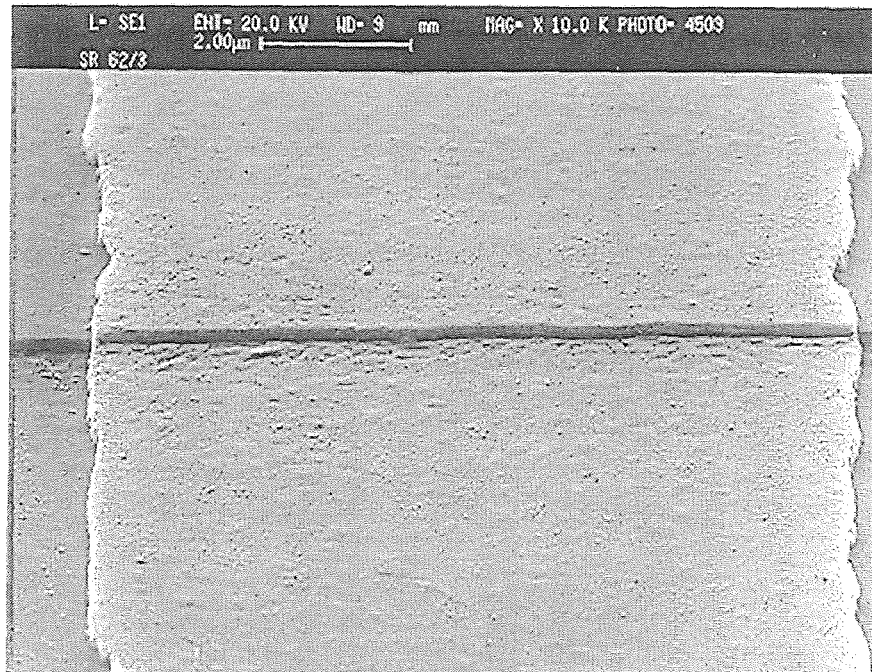


Abbildung 6.6: SEM-Aufnahme einer YBCO Testbrücke ohne Goldfilm. Diese Brücke zeigt keine Supraleitung über die Stufe.

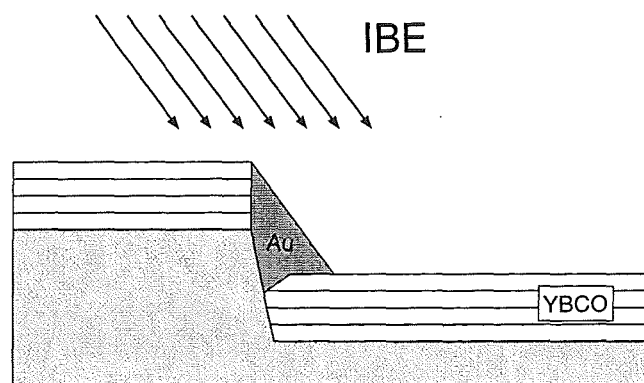


Abbildung 6.7: Entfernen des Normalmetallshunts durch Ionenstrahlätzen unter 45°.

6.5 Isotrope Abscheidung

Das bisher beschriebene Verfahren eine Trennung der Elektroden herbeizuführen beruht auf der gerichteten Abscheidung des YBCO Filmes. Das hat jedoch zur Folge, daß alle Kontakte auf einem Substrat parallel ausgerichtet sein müssen. Dies kann bei der Realisierung von Schaltungen aus mehreren Kontakten eine unerwünschte Einschränkung sein. Es ist daher wünschenswert einen Prozeß zu entwickeln, der vollständig richtungsunabhängig, d.h. isotrop zur Substratnormalen, abläuft.

Eine Bedeckung der Stufen mit Material vom YBCO Target läßt sich mit der benutzten Depositionsmethode nicht vollständig verhindern, daher wird eine Methode benötigt, um das Wachstum eines *supraleitenden* Filaments über die Stufe zu verhindern. Eine solche Methode ist die Bedeckung der Stufenflanke mit Material, das ein Wachstum eines supraleitenden Filaments verhindert. Prinzipiell kommen dafür sehr viele Materialien in Frage, wie z.B. Silizium, daß für die sogenannte Inhibit Strukturierung verwendet wird [106]. Silizium entzieht dem darauf wachsenden YBCO Sauerstoff und verhindert so die Supraleitung.

Silizium hat die Eigenschaft bei den normalen Depositionstemperaturen von ca. 800° stark zu diffundieren. Für SNS-Kontakte muß jedoch die Wirkung genau auf die Stufenflanke d.h. auf einen Bereich von ca. 100nm beschränkt bleiben, da sonst genau die späteren SN Grenzflächen degradiert werden.

Als „Inhibit Material“ wurde deshalb bei Raumtemperatur deponiertes MgO gewählt. MgO wird auch als Substrat für YBCO Filme verwendet, ist also chemisch kompatibel mit YBCO und auch eine Interdiffusion von YBCO und MgO findet nicht statt. Bei Raumtemperatur deponiertes MgO ist jedoch polykristallin und erlaubt nicht das Aufwachsen eines supraleitenden YBCO Filmes. Auf Kontrollproben wird zuerst ein 25nm dicker MgO Film bei Raumtemperatur deponiert und danach unter normalen Bedingungen ein YBCO Film darüber deponiert. Bei diesen Proben wird keine Supraleitung festgestellt.

Der verbesserte Stufenprozeß besteht darin, daß das Substrat nach dem Herstellen der Stufe bei Raumtemperatur mit ca. 25nm MgO bedeckt wird. Das MgO wird danach durch Ionenstrahlätzen unter einem Winkel von ca. 30° also etwa dem Stufenwinkel wieder entfernt. Da die Stufenflanke dabei unter streifendem Einfall geätzt wird bzw. ganz im Schatten liegt, bleibt das MgO auf der Flanke stehen. Anschließend wird wie bisher der YBCO- und der Goldfilm abgeschieden. Die in dieser Arbeit gemessenen Proben (Kapitel 7, 8) wurden nach diesem Verfahren hergestellt.

Das Verfahren, wie oben beschrieben, ist noch nicht isotrop, da der MgO Film unter einem Winkel geätzt wird und der YBCO Film off-axis gesputtert wird. Im Rahmen dieser Arbeit stand für die gesamte Menge der Proben (> 100) keine Anlage für isotrope Abscheidung zur Verfügung. Es wurden jedoch einige Testproben (ca. 5) hergestellt, bei denen der MgO Film senkrecht zum Substrat geätzt wurde und der YBCO Film mittels on-axis Sputtern abgeschieden wurde. Bei diesen Proben konnte eine vollständige elektrische Trennung der Elektroden festgestellt werden.

Ein sehr einfacher Test, ob das Verfahren tatsächlich SNS-Kontakte liefert,

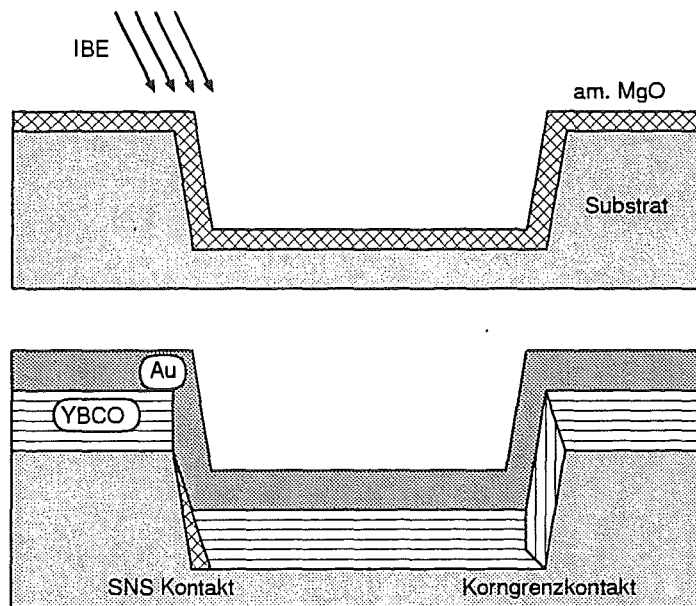


Abbildung 6.8: Herstellung eines SNS-Kontaktes mit MgO-Inhibitschicht auf der Stufenflanke.

ist das Herstellen einer Probe ohne den Goldfilm. Idealerweise sollte eine solche Testprobe elektrisch isolierend sein, nämlich dann, wenn keinerlei Material auf der Stufe abgeschieden wurde. Für die Eigenschaften des Kontaktes macht jedoch auch ein normalleitender oder halbleitender Kurzschluß zwischen den Elektroden keine Probleme. Er stellt nur einen weiteren (hochohmigen) Parallelwiderstand dar, der neben dem Shunt durch den Goldfilm vernachlässigt werden kann.

Bei entsprechenden Testproben, die ohne MgO Film auf der Stufe hergestellt wurden, ergibt sich mit einer Häufigkeit von etwa 2-3 von insgesamt 15 Brücken auf dem Chip, daß supraleitende Kurzschlüsse mit kritischen Stromstärken von $50-100\mu\text{A}$ bei 4.2K auftreten. Der Schatteneffekt der Stufen reicht nicht in jedem Fall aus, um eine vollständige Trennung der Elektroden zu erreichen, oder es wachsen supraleitende Körner über die Stufe. Die übrigen Brücken weisen bei 4.2K normalleitende bzw. halbleitende Eigenschaften mit Widerständen von einigen Ohm bis zu einigen Kiloohm auf. In diesen Fällen wird ebenfalls Material auf den Stufen deponiert, jedoch entweder nicht in der richtigen Stöchiometrie, oder in so geringer Menge, daß die gebildeten supraleitenden Filamente nach Ausbau aus der Vakuumkammer so stark degradieren, daß die Supraleitung vollständig verloren geht.

Bei Testproben wie in Abb. 6.8 dargestellt, wird ein Graben in das Substrat geätzt und dann der oben beschriebene MgO Prozeß benutzt, um auf der einen Flanke des Grabens das Wachstum eines supraleitenden YBCO Films zu verhindern. Diese Seite wird im weiteren als „SNS-Seite“ bezeichnet. Auf der gegenüberliegenden Seite wird beim Ionenstrahlätzen das MgO vollständig entfernt. Bei der folgenden Deposition der YBCO und Gold Schichten entsteht auf der SNS-Seite ein SNS-Kontakt, auf der gegenüberliegenden Seite

ein Korngrenz-Stufenkontakt. Wird in den Graben ein Mittelabgriff gelegt, so kann man die Kontakte auf beiden Seiten unabhängig voneinander elektrisch messen.

Bei Testproben ohne Goldfilm mit 15 Brücken über den Graben findet man auf der SNS-Seite in 1–2 Fällen noch immer Supraleitung, allerdings mit kritischen Strömen in der Größenordnung von $1\mu\text{A}$ bei 4.2K, während auf der gegenüberliegenden Seite kritische Stromstärken von einigen hundert μA auftreten.

Das Verfahren mit MgO auf der Stufe bringt neben seiner besseren technologischen Nutzbarkeit auch eine zuverlässigere Trennung der Elektroden.

6.6 Filmwachstum im Bereich der Substratstufe

Der mikroskopische Aufbau der SNS-Stufenkontakte kann am besten durch Querschnittsbilder durch die Kontakte mit dem Transmissionselektronenmikroskop (TEM) untersucht werden. Diese Aufnahmen geben Aufschluß über die Gleichmäßigkeit der Stufe, den Stufenwinkel, das Wachstum des YBCO Filmes in der Nähe der Stufe und die genaue Geometrie der Kontakte. Insbesondere ist von Interesse, ob der YBCO Film über die Stufe wächst, oder eine Trennung der Elektroden vorliegt. Im Fall der Trennung kann der Abstand der Elektroden d.h. die Kontaktlänge ermittelt werden.

Es muß allerdings auf zwei wichtige prinzipielle Beschränkungen hingewiesen werden: zum ersten können TEM-Aufnahmen nur an speziellen Testproben gemacht werden, die auch vor der TEM-Präparation nicht elektrisch gemessen werden können. Zum zweiten besteht die TEM Präparation darin, aus der Probe einen Dünnschliff von nur wenigen Nanometern Dicke herzustellen. Bei einer Brückenbreite von einigen Mikrometern würde ein SNS-Kontakt also in mehrere tausend Dünnschliffen zerlegt werden. Man darf daher nicht aus einigen TEM-Aufnahmen schließen, daß der ganze Kontakt gleichförmig diesen Aufnahmen entspricht. Alle TEM Aufnahmen in dieser Arbeit wurden von C. L. Jia am Forschungszentrum Jülich, Institut für Mikrostrukturforschung angefertigt.

Abb. 6.9 zeigt eine sehr flache Stufe von ca. 18° . Im Gegensatz zur Laserablation, wo der YBCO Film der Stufenform folgt, wächst der gesputterte Film in senkrechten Stufen. Das erheblich langsamere Wachstum der gesputterten Filme (ca. 2h im Gegensatz zu ca. 1min) bewirkt wahrscheinlich, daß dem YBCO mehr Gelegenheit gegeben wird, entlang seiner bevorzugten Wachstumsrichtung parallel zu den *a-b* Ebenen zu wachsen und nicht gleichmäßig proportional zur ankommenden Materialmenge. Diese Art des Wachstums kann zu Problemen führen, wenn das Substrat nicht eben ist, wie z.B. die untere Fläche einer mit Rotation geätzten Stufe (vgl. Kap. 6.2). Die Neigung der Substratoberfläche an der Stufe führt dann dazu, daß sich unregelmäßige Stufen im YBCO Film ausbilden.

Abb. 6.10 zeigt ein Beispiel, wo das Stufenätzen mißglückt ist. Die Stufe hat einen steilen oberen Teil und einen flachen zweiten Abfall am Fuß. Der YBCO Film zeigt ein irreguläres Wachstum der unteren Elektrode, in dem nicht-planen Gebiet des Substrats wächst der YBCO Film dicker, als an anderen Stellen.

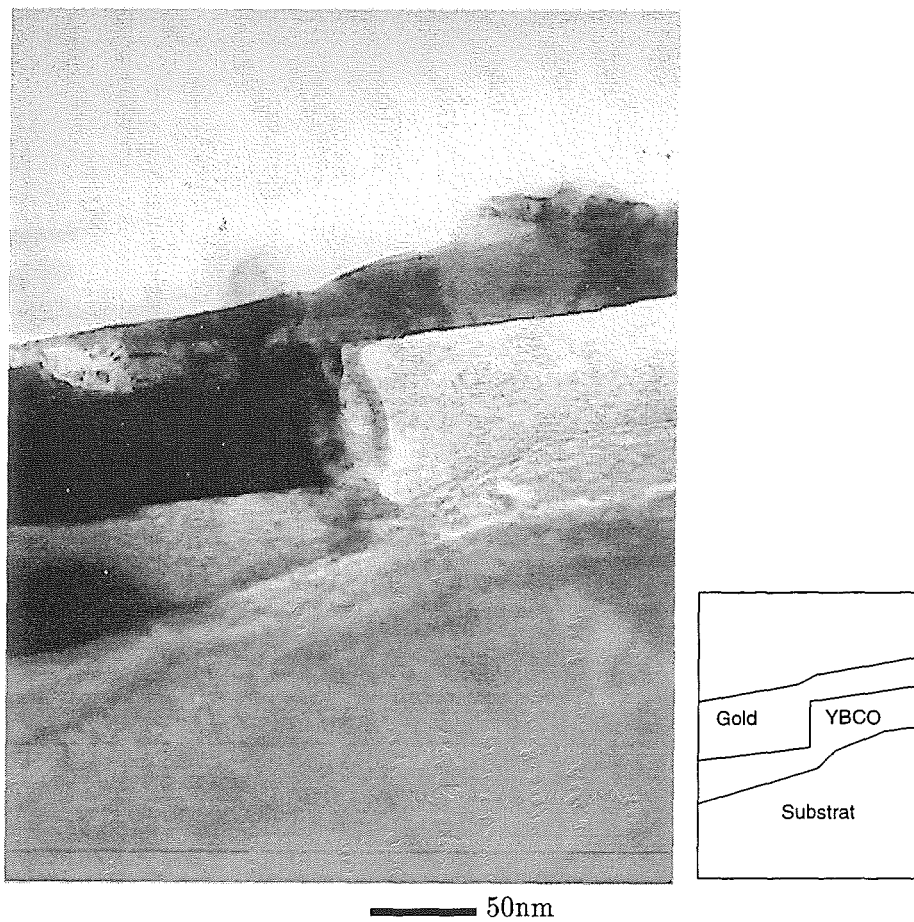


Abbildung 6.9: Transmissionselektronenmikroskopische Aufnahme eines gesputterten YBCO Filmes an einer flachen ($\approx 18^\circ$) Stufe. Das kleine Bild zeigt schematisch die Schichtfolge

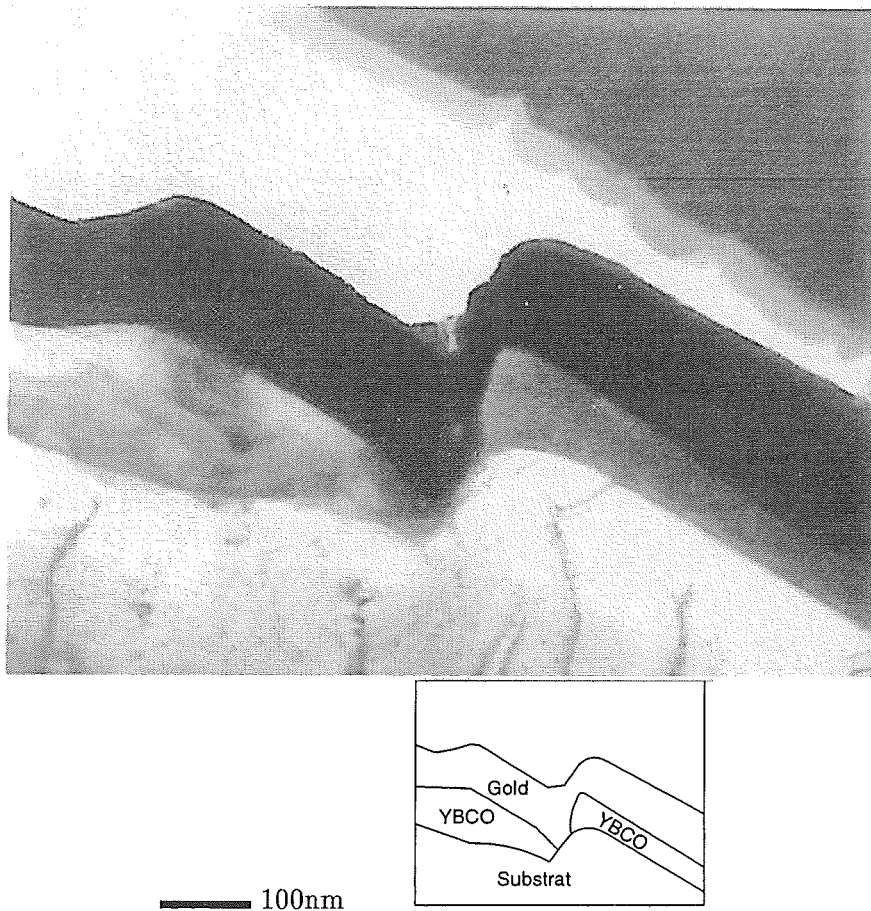


Abbildung 6.10: TEM-Aufnahme eines SNS-Stufenkontaktes. Das kleine Bild zeigt schematisch die Schichtfolge. Durch die Unebenheit der unteren Stufenfläche zeigt die unter YBCO Elektrode ein ungleichmäßiges Wachstum. Die Elektroden sind vollständig getrennt.

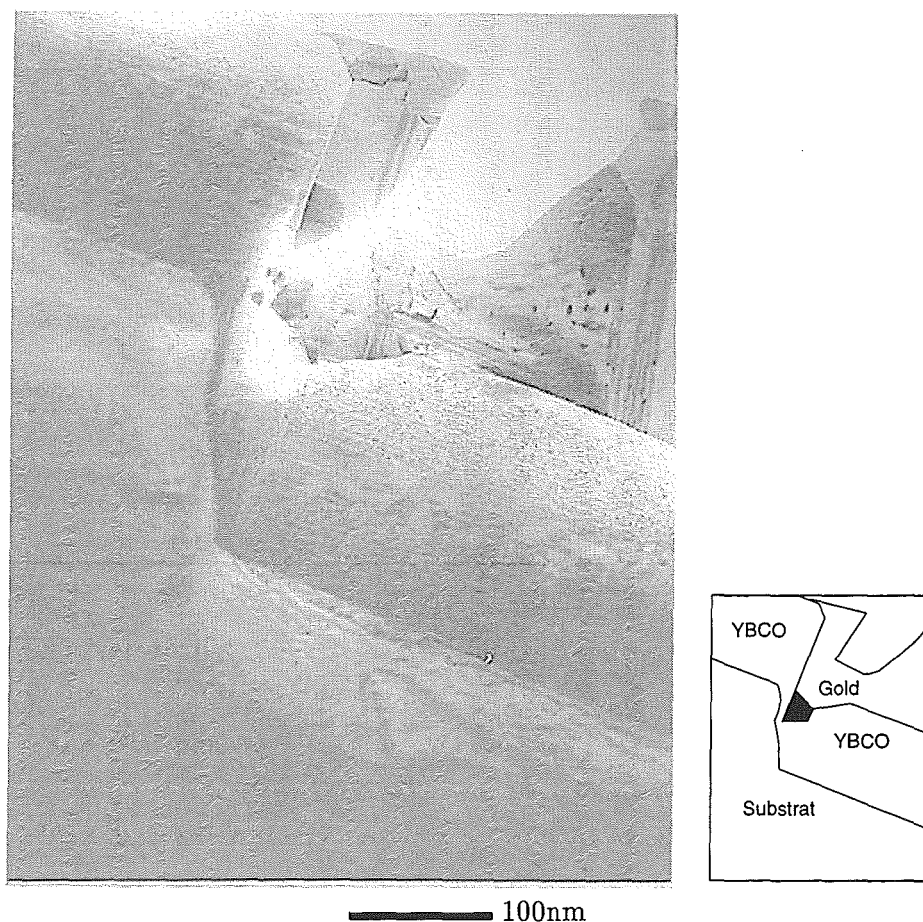


Abbildung 6.11: TEM-Aufnahme eines SNS-Kontaktes auf SrTiO_3 Substrat. Das kleine Bild zeigt schematisch die Schichtfolge. Das Gold kann die Lücke (schraffiert) zwischen den Elektroden nicht vollständig ausfüllen.

Jedoch ist die Trennung der Elektroden vollständig erfolgt.

Ein Beispiel eines SNS-Kontaktes an einer Stufe von ca. 65° ist in Abb. 6.11 dargestellt. Obwohl der YBCO Film bei dieser Proben untypischerweise ebenso dick wie die Stufe hoch ist (typischerweise wird die Filmdicke ca. 30–50nm ($= 1 \dots 2 \times \xi_N$) weniger als die Stufenhöhe gewählt), zeigt sich eine fast vollständige Unterbrechung im Film. Es ist nicht genau zu ermitteln, ob die noch bestehende Verbindung zwischen den Elektroden an ihrer dünnsten Stelle noch die Kristallstruktur von YBCO aufweist, und somit supraleitend sein kann. Desweiteren ist zu bemerken, daß die untere Elektrode nicht bis an die Stufe wächst sondern eine Abschrägung aufweist. Dadurch ist auch an der unteren Elektrode eine Verbindung zwischen Supraleiter und Normalleiter über die a - b Ebenen möglich. Aus den TEM-Aufnahmen läßt sich auf einen minimalen Abstand zwischen den Elektroden im Bereich von 30–50nm schließen. Diese Länge ist als die effektive Länge des Josephson-Kontaktes anzusehen. Im Vergleich mit Abb. 6.9 ergibt sich die Vermutung, daß die Trennung der Elektroden an der Stufe durch das Wachstumsverhalten des YBCO an einer Substratstufe unterstützt wird. Der

YBCO Film wächst bevorzugt in a - b Richtung, was dazu führt, daß auch an einer kleinen und flachen Stufe der Film oben bis zur Substratkante wächst, und dort eine senkrechte Stufe ausbildet. Diese Stufe im Film verstärkt noch den Schatteneffekt der Substratstufe.

Kapitel 7

Messung der stationären Eigenschaften

7.1 Meßtechnik

Die in den nächsten beiden Kapiteln vorgestellten Messungen wurden grundsätzlich an Kontakten gemacht, die nach dem in Kapitel 6.5 vorgestellten modifizierten Verfahren hergestellt wurden.

Zur Messung der elektrischen Eigenschaften der Josephson-Kontakte müssen wie in Kap. 6 beschrieben Brücken strukturiert werden, die mittels Ultraschall-Bondens an einen Probenhalter angeschlossen werden. Da die Bonddrähte aus Aluminium bestehen, kann nicht direkt auf YBCO gebondet werden. Die Oxidation der Aluminium-Bonddrähte durch den Sauerstoff des YBCO würde zu einem ständig steigenden Kontaktwiderstand führen. Die Anschlußstellen auf der Probe müssen daher mit Gold bedeckt sein. Um eine elektrische Vierpunktmessung zu gewährleisten, muß der Goldfilm zwischen Kontaktflächen und Josephson-Kontakt unterbrochen werden. Eine schematische Darstellung einer solchen Probe ist in Abb. 7.1 zu sehen.

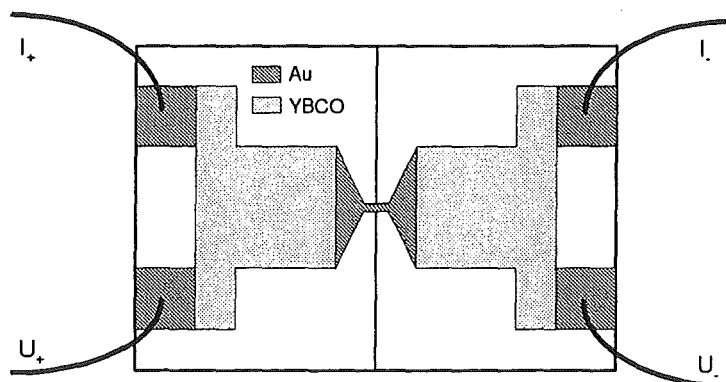


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung einer kontaktierten Brücke mit Josephson-Kontakt. Der Josephson-Kontakt befindet sich in der Mitte der Brücke und der durch den senkrechten Strich markierten Substratstufe.

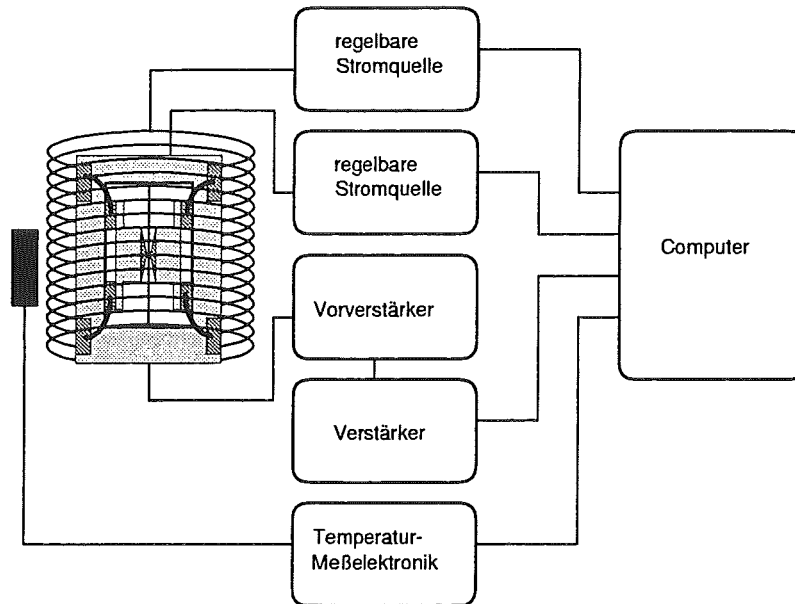


Abbildung 7.2: Schematische Darstellung des Meßaufbaus zur Messung der elektrischen Eigenschaften.

Bei der Messung befindet sich die Probe innerhalb einer magnetischen Abschirmung (Cryoperm) um äußere Störfelder abzuschirmen. Da bei den hier beschriebenen Messungen keine extremen Anforderungen an Temperaturstabilität oder -reproduzierbarkeit gestellt werden, erfolgt die Messung in einer Heliumkammer. Die Temperatur kann durch den Abstand der Probe zum Heliumspiegel eingestellt werden, und wird über einen genormten Platinwiderstand (Pt100) gemessen. Zur Messung der Magnetfeldabhängigkeiten befindet sich innerhalb der magnetischen Abschirmung eine Spule, die durch eine computerregelbare Stromquelle gespeist wird. Der Bias-Strom durch den Josephson-Kontakt wird ebenfalls durch eine computergesteuerte Stromquelle eingestellt. Die am Josephson-Kontakt abfallende Spannung wird durch 2 Verstärkerstufen verstärkt, und vom Computer mit einem Analog/Digitalwandler gemessen. Alle Zuleitungen zur Probe werden durch RC-Filter abgefiltert, um externe Störsignale zu dämpfen. Der gesamte Meßaufbau ist schematisch in Abb. 7.2 dargestellt. Zur Vermeidung von Brummstörungen durch die 50Hz Netzfrequenz werden alle Verstärker und Stromquellen (mit Ausnahme der Stromquelle für hohe Magnetfelder) vom Stromnetz getrennt und mit Akku betrieben. Um alle Messungen computergesteuert durchführen zu können, und die Meßdaten zur weiteren Auswertung in maschinenlesbarer Form vorliegen zu haben, wurde eine Reihe von Programmen zur Meßdatenerfassung für den Apple Macintosh Computer geschrieben.

Bei den Messungen mit konstantem Bias-Strom wird vom Computer ein Stromwert vorgegeben, die am Josephson-Kontakt abfallende Spannung gemessen, der nächste Stromwert vorgegeben usw. Eine typische Strom / Spannungs-kennlinie ist in Abb. 7.3 dargestellt. Aus dieser Kennlinie läßt sich der kritische

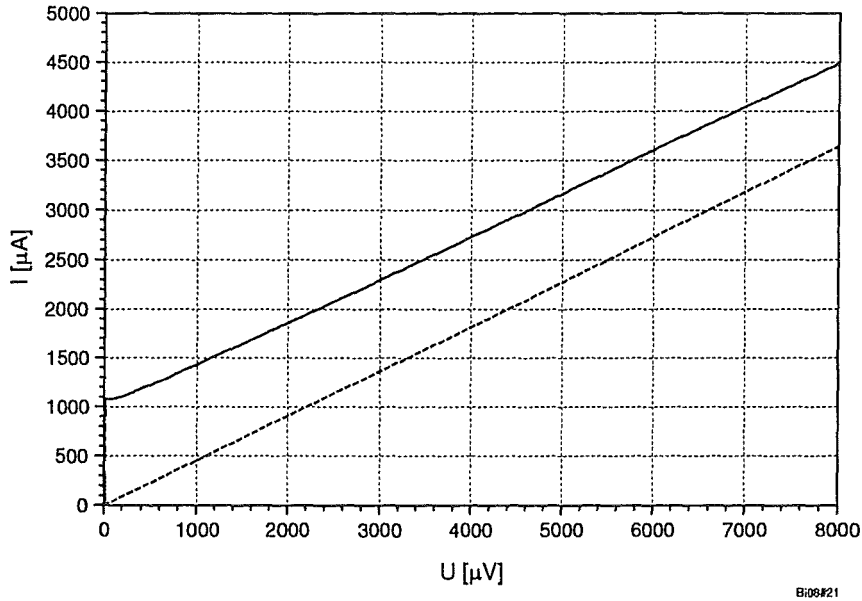


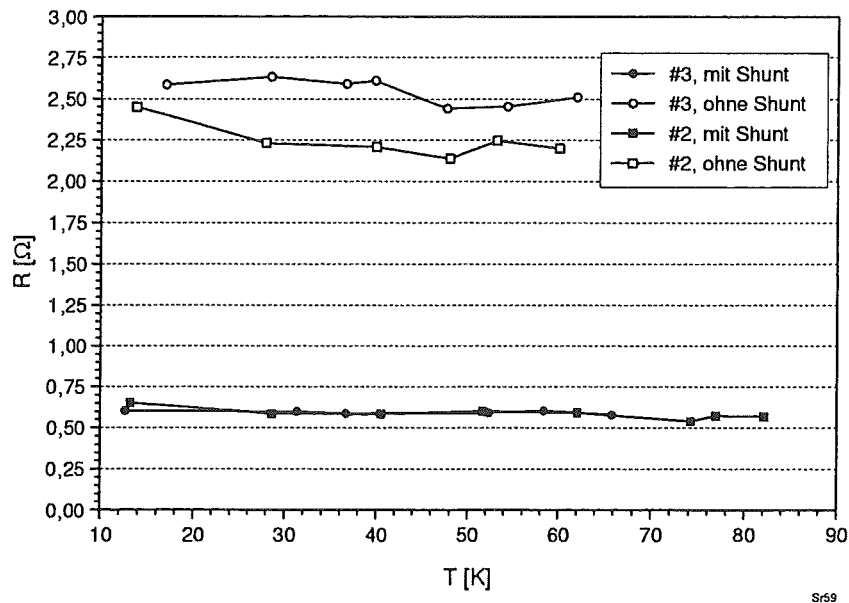
Abbildung 7.3: Typische Strom/Spannungskennlinie eines SNS-Kontaktes bei 4.2K. $I_C = 1080\mu\text{A}$, $R_N = 2.2\Omega$, $I_{ex} = 830\mu\text{A} = 0.77I_C$.

Strom I_C , der Excess-Strom I_{ex} , der Normalwiderstand R_N und die charakteristische Spannung $V_C = I_C R_N$ ablesen. Für I_C wird ein Spannungskriterium verwendet, d.h. I_C wird als der Strom definiert, für den die Spannung unter einen bestimmten Wert abfällt. Je nach Auflösung der Spannungsmessung (der 12 Bit A/D-Wandler kann maximal 1/2048 des gesamten Meßbereichs auflösen) wird eine Schwellspannung von $1\mu\text{V}$, $2\mu\text{V}$ oder $5\mu\text{V}$ als Kriterium verwendet.

Zur Messung der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms wird die Probe wie in Abb. 7.2 dargestellt in eine lange Zylinderspule eingebracht. Bei einigen Proben liegt aufgrund der Probengeometrie in der Zylinderspule eine ungünstige Ausrichtung des Magnetfeldes relativ zum Josephson-Kontakt vor, daher wird eine kleine Spule von hinten auf die Probe aufgeklebt. In diesem Fall kann wegen der Inhomogenität des Feldes keine Aussage über die Feldstärke am Ort des Josephson-Kontaktes gemacht werden. Wenn sich auf der Probe SQUID Strukturen befinden, kann die Feldstärke jedoch gemessen werden.

Die Messung erfolgt vollautomatisch. Zunächst wird ein Spannungskriterium für den kritischen Strom festgelegt (z.B. $5\mu\text{V}$) und bei abgeschaltetem Magnetfeld der Speisestrom bestimmt, bei dem das Spannungskriterium erfüllt ist. Dann wird schrittweise der Strom durch die Feldspule erhöht und jeweils der Speisestrom variiert bis das Spannungskriterium gerade wieder erfüllt ist. Wichtig ist dabei, daß das Magnetfeld von Null bis zum Maximalwert ausgefahren wird, um zu verhindern, daß Fluß in den Supraleiter eindringt.

Bei Messungen mit RF Speisestrom, wird das Mikrowellensignal bei Frequenzen bis 12GHz mit einem kommerziellen HP Synthesizer erzeugt, und über einen „semi rigid“ Koaxialleiter in den Probenstab eingekoppelt. Das Ende des Koaxialleiters ist ca. 1cm weit abisoliert und der Innenleiter wird in die Nähe



Abbildungung 7.4: Temperaturabhängigkeit des Normalwiderstands von zwei $10\mu\text{m}$ breiten SNS-Kontakten vor und nach dem Abätzen des Gold-Shunts.

der Probe gebracht. Bei Messungen im Frequenzbereich 78GHz – 118GHz wird die Probe in einen speziellen Meßstab eingebaut, der über einen X-Band Hohlleiter verfügt. Das Mikrowellensignal wird über eine Hornantenne auf die Probe abgestrahlt.

Die Messung mit dem HP Gerät erfolgt computergesteuert. Der Rechner steuert den Synthesizer und gibt in einer Schleife jeweils eine RF Leistung vor, bei der dann eine I/U-Kennlinie gemessen wird.

7.2 Normalwiderstand der SNS-Kontakte

7.2.1 Messungen

Der Normalwiderstand wird korrekterweise bestimmt, indem man durch Einstrahlung von Mikrowellen den Suprastrom vollständig unterdrückt, bis die Kennlinie eine Gerade bildet. Die Steigung dieser Geraden ist dann der Normalwiderstand. Bei Kennlinienformen wie Abb. 7.3 stimmt der so bestimmte Wert aber mit dem aus der Kennlinie abgelesenen überein.

Der typische Temperaturverlauf des Normalwiderstandes ist in Abb. 7.4 für 2 Kontakte auf einer Probe dargestellt. Der Widerstand ist praktisch temperaturunabhängig, was unmittelbar zeigt, daß die Metallschicht nicht die für den Widerstand maßgebliche Barriere darstellt. In diesem Fall müßte der Widerstand dem in Abb. 7.6 gezeigten Verlauf des Widerstands eines gesputterten Goldfilmes folgen. Vielmehr weist die Temperaturunabhängigkeit darauf hin, daß der Hauptbeitrag zum Widerstand von der SN Grenzfläche geliefert wird.

Der Widerstand der Probe ließ sich durch das Abätzen des Shuntwiderstandes nach der in Kap. 6.4 beschriebenen Prozedur auf mehr als den vierfa-

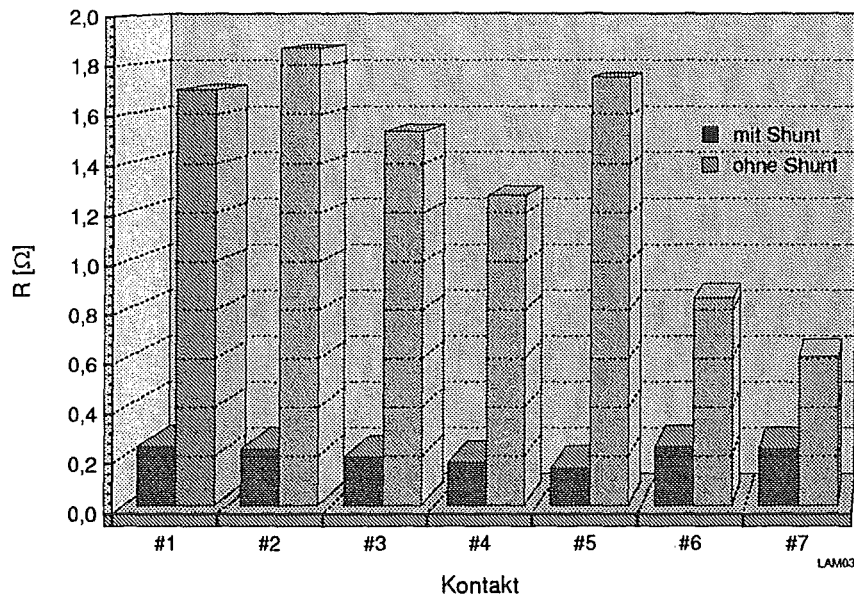


Abbildung 7.5: Verteilung der Normalwiderstände vor und nach dem Abätzen des Shunts auf einer Probe. Die Brücken haben eine Breite von $8\mu\text{m}$.

chen Wert erhöhen, ohne den kritischen Strom zu verändern (obere Kurve in Abb. 7.4). Es wurden bei der Entfernung des Shunts im Allgemeinen Erhöhungen um den Faktor 4 – 8 gemessen. Bei den kleinen Dimensionen im μm -Bereich, auf die es beim Ionenstrahlätzen des Goldfilms ankommt (s. Diskussion), ist eine Endpunkterkennung sehr schwierig. Der Shunt kann daher nicht immer vollständig entfernt werden. Umgekehrt kann es, wenn zu weit geätzt wird, zu Schädigungen des Josephson-Kontakts kommen, die zu einer Absenkung des kritischen Stroms führen.

Abb. 7.5 zeigt die Verteilung der Normalwiderstände auf einer Probe. Die Reihenfolge der Proben in der Abbildung entspricht der geometrischen Anordnung nebeneinander auf der Probe. Vor dem Abätzen ist die Streuung der Werte geringer als nachher. Dabei fällt aber auf, daß die Widerstandswerte ohne Shunt mit steigender Kontakt Nummer abnehmen. Dies ist vermutlich auf die inhomogene Dicke des Goldfilms zurückzuführen, da die Probe bei der Herstellung so angeordnet ist, daß der Kontakt #1 am weitesten vom Goldtarget entfernt und somit der Goldfilm dort am dünnsten ist.

Abb. 7.6 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit für einen typischen gesputterten Goldfilm. Die Leitfähigkeit variiert zwischen $7.8 \cdot 10^7 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ und $3.7 \cdot 10^7 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$. Die Leitfähigkeit wurde an einer ca. 30cm langen und $100\mu\text{m}$ breiten Mäanderstruktur gemessen, die naßchemisch in einen 100nm dicken Goldfilm auf einem LaAlO_3 Substrat geätzt wurde. Um möglichst die gleichen Bedingungen wie bei den SNS-Kontakt Proben zu erhalten, wurde das Substrat vor dem Sputtern des Goldfilmes auf 800° erwärmt und in O_2 Atmosphäre auf ca. 100° abgekühlt.

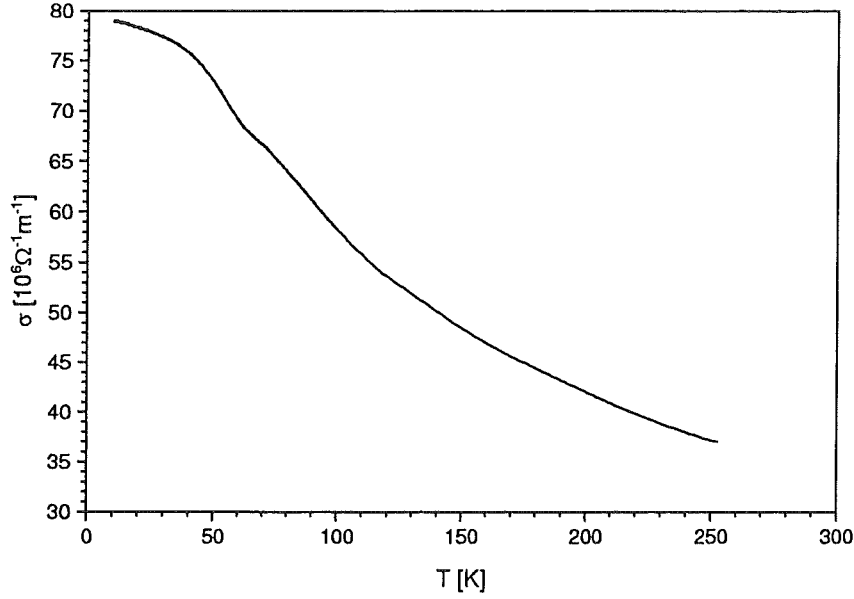


Abbildung 7.6: Spezifische Leitfähigkeit eines gesputterten Goldfilms als Funktion der Temperatur.

7.2.2 Diskussion

Die normalleitende Barriere und ihre Grenzflächen zum Supraleiter bestimmen in zweifacher Hinsicht die Eigenschaften des SNS-Kontaktes. Die Summe der Grenzflächenwiderstände und des Widerstandes der Barriere ergeben den Gesamtwiderstand R_N des Kontaktes. Aus den unterschiedlichen Grenzflächenwiderständen in verschiedenen Kristallrichtungen resultiert der Strompfad für den Quasiteilchenstrom. Die supraleitenden Eigenschaften des Kontaktes wie Kohärenzlänge und Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms hängen unter anderem von der mittleren freien Weglänge in der Barriere ab.

Die mittlere freie Weglänge im Goldfilm kann aus der Leitfähigkeit erhalten werden aus

$$l_N = \frac{v_F \sigma m}{n e^2}, \quad (7.1)$$

wobei $m = 9.3 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ die Elektronenmasse, $n = 5.9 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$ die Ladungsträgerdichte und $v_F = 1.39 \cdot 10^6 \text{ ms}^{-1}$ die Fermi-Geschwindigkeit ist. Mit dieser Information kann nach Gl. (4.2) und (4.4) die Kohärenzlänge für das clean bzw. dirty limit berechnet werden. Es ergeben sich die in Abb. 7.7 dargestellten Temperaturabhängigkeiten.

Der schraffierte waagerechte Balken in Abb. 7.7 markiert den Bereich, in dem sich die mittlere freie Weglänge bewegt. Es sind etwa 70 nm bei 4.2 K und 55 nm bei 77 K. Unterhalb von etwa 10 K ist die Kohärenzlänge sowohl nach der clean limit als auch nach der dirty limit Formel größer als die freie Weglänge, hier kann man sicher vom dirty limit ausgehen. Ab etwa 35 K liegen dagegen beide Kohärenzlängen unter der freien Weglänge, hier trifft eher der Grenzfall des clean limit zu. Es ist noch zu berücksichtigen, daß die SN Grenzflächen

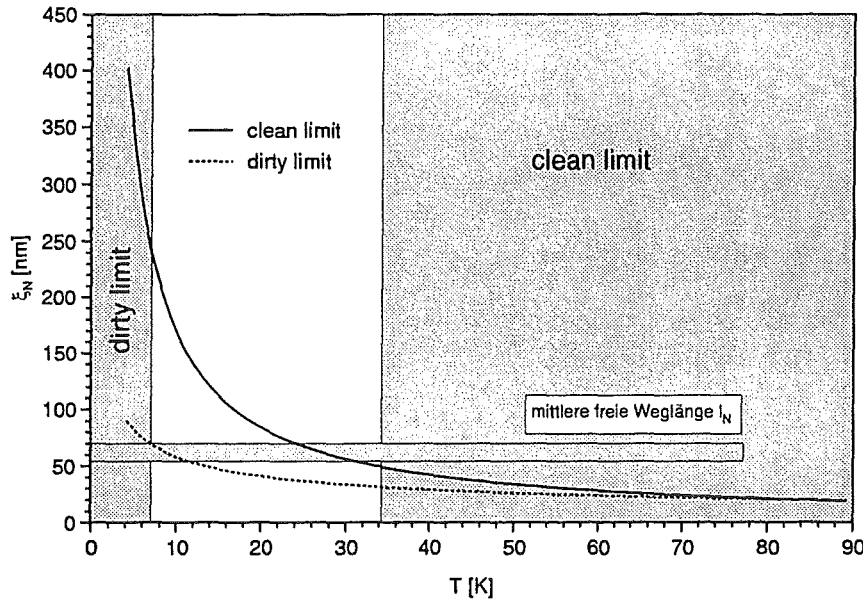


Abbildung 7.7: Vergleich der temperaturabhängigen Kohärenzlängen im clean und dirty limit mit der experimentellen mittleren freien Weglänge (schraffierter Balken). Die beiden senkrechten Linien markieren die Gültigkeitsbereiche von clean und dirty limit Näherungen.

nicht atomar glatt sein dürften. Somit tritt auch an den Grenzflächen eine diffuse Streuung der Quasiteilchen ein, was bei kleiner Kontaktlänge wie eine dirty limit Barriere wirkt. Insgesamt beschreibt keiner der beiden Grenzfälle die Situation gut. Da es keine Theorie gibt, die für einen solchen Zwischenzustand gilt, muß von Fall zu Fall entschieden werden, welchen Theorie die beobachteten Eigenschaften am besten beschreibt.

Abb. 7.4 und 7.5 zeigen, daß sich der Normalwiderstand des Kontaktes durch das Abätzen des überflüssigen Goldes, wie in Kap. 4.2.1 dargestellt, erhöhen läßt. Um die Länge L abzuschätzen, über die der Goldfilm-Shunt noch einen Beitrag zum Quasiteilchenstrom liefert, betrachten wir das vereinfachte Modell in Abbildung 7.8. Hier wird nur eine supraleitende Elektrode S angenommen, über der ein Metallfilm N liegt. Der Kontakt habe die Breite b . Der Strom, der durch die SN Grenzfläche tritt, wird aufgeteilt in eine Komponente I_1 , die durch die a - b Grenzfläche mit dem Widerstand R_{B1} tritt, und die Komponente I_2 die durch die c Grenzfläche tritt. Die c Grenzfläche besitzt den auf die Fläche bezogenen Grenzflächenwiderstand σ_{B2}^{-1} . Der Metallfilm mit der Dicke t hat den spezifischen Widerstand ρ_N .

Am Ort der gestrichelten Linie in Abbildung 7.8 vereinigen sich die beiden Stromkomponenten $I = I_1 + I_2$. Über beide Strompfade fällt die gleiche Spannung $U = I_1 R_{B1}$ ab. Der Widerstand $R(x)$ für einen Stromfaden, der an der Stelle x durch die SN Grenzfläche tritt ist $R(x) = x\rho_N/(bt) + 1/(xb\sigma_{B2})$. An der Stelle L überwiegt die Widerstandszunahme durch den Metallfilm die Abnahme durch die vergrößerte Grenzfläche.

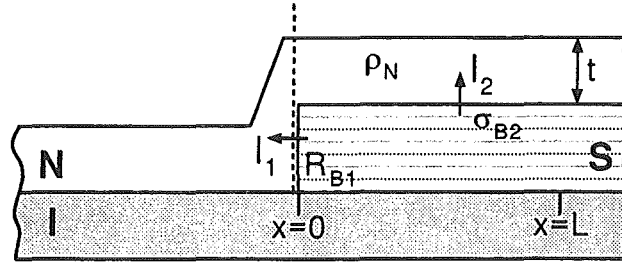


Abbildung 7.8: Vereinfachtes Modell für den Shuntwiderstand des Goldfilmes in der Nähe des Josephson-Kontaktes

$$\left. \frac{dR}{dx} \right|_L = \frac{\rho_N}{t} - \frac{1}{L^2 \sigma_{B2}} = 0 \quad (7.2)$$

Die Länge im Metallfilm, über die ein Beitrag zum Quasiteilchenstrom geleistet wird, ist somit

$$L = \sqrt{\frac{t}{\sigma_{B2} \rho_N}} \quad (7.3)$$

und der Gesamtwiderstand des Shunts ist

$$R_S = \frac{L \rho_N}{tb} + \frac{1}{bL \sigma_{B2}}. \quad (7.4)$$

Die übliche Dicke des Goldfilms bei den hergestellten Proben beträgt 100nm. Bei 4.2K und einem aus der Literatur [61] entnommenen Wert von $\rho_{B\perp} = 10^{-11} \Omega \text{m}^2$ für den Grenzflächenwiderstand in c -Richtung, ergibt sich aus Gl. 7.3 eine effektive Länge von $L = 8.8 \mu\text{m}$. Über diese effektive Länge findet ein Stromtransport im Goldfilm statt. Anders ausgedrückt sollte eine Entfernung des Goldfilms in einem Bereich von bis zu $8.8 \mu\text{m}$ vom Josephson-Kontakt zu einer Erhöhung des Normalwiderstandes R_N und der charakteristischen Spannung V_C führen. Das Abätzen des Goldfilms in größerer Entfernung (etwa durch grobe lithographische Strukturierung) sollte keinen Einfluß auf R_N haben. Wegen der großen Schwankungen der Literaturangaben zum Grenzflächenwiderstand, der sehr abhängig von der Präparation ist, kann diese Rechnung nur einen Schätzwert für L liefern.

Man kann diese Schätzung aber überprüfen, wenn man den Betrag des Shunt-Widerstandes kennt. Bei der Probe in Abb. 7.4 beträgt der Widerstand inclusive Shunt $R_{N1} = 0.6 \Omega$, nach Entfernen des Shunts ist $R_{N2} = 2.6 \Omega$. Der Widerstand erhöht sich also auf mehr als den vierfachen Wert. Der entfernte Goldfilm in Abb. 7.4 hatte also einen Widerstand von $R_S = 0.39 \Omega$ für eine Grenzfläche. Bei einer Brückenbreite von $10 \mu\text{m}$ erwartet man aus Gl. 7.4 einen Wert von $R_S = 0.23 \Omega$. Sowohl der Wert von $10^{-11} \Omega \text{m}^2$ für $\rho_{B\perp}$ als auch der Wert von $L \approx 9 \mu\text{m}$ sind also realistische Größen.

Weiterhin kann auch der Grenzflächenwiderstand parallel zur a - b -Richtung ermittelt werden. Bei einem geometrischen Querschnitt des weak link von $A = 10 \mu\text{m} \times 80 \text{nm}$ ergibt sich ein Grenzflächenwiderstand von $\rho_{B\parallel} = R_{N2} A / 2 =$

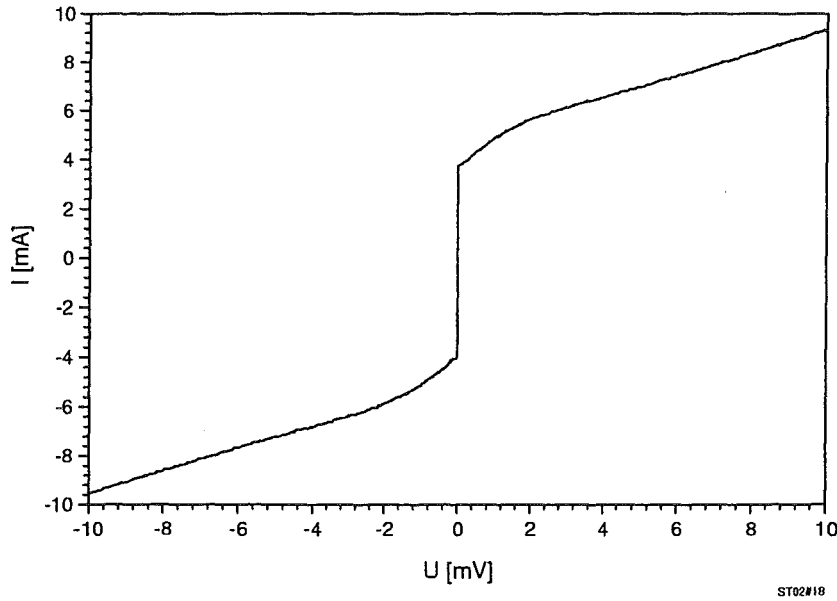


Abbildung 7.9: Strom-Spannungskennlinie eines SNS-Kontaktes bei 4.2K, $I_C = 4\text{mA}$, $R_N = 1.5\Omega$.

$10^{-12}\Omega\text{m}^2$. Dieser Wert ist verglichen mit Literaturangaben [61] von $5 \cdot 10^{-15}\Omega\text{m}^2$ sehr hoch.

Zusammenfassend lässt sich sagen, daß die Kontakte mit steigender Temperatur vom dirty limit ins clean limit wechseln, eine durchgehende Beschreibung über den gesamten Temperaturbereich in einem der Grenzfälle kann nicht gegeben werden.

Der Quasiteilchenstrom fließt im Gegensatz zum Josephson-Strom nicht nur direkt zwischen den supraleitenden Elektroden, sondern in einem Bereich von einigen μm außerhalb der Kontaktregion durch den Metallfilm, was zu einer Verringerung des Normalwiderstandes führt.

7.3 Kritischer Strom

Die kritischen Ströme der SNS-Kontakte erreichen bei 4.2K Werte bis zu ca. 4mA. Abb. 7.9 zeigt eine typische Strom-Spannungskennlinie für Kontakte mit derartig hohem I_C . Die negative Krümmung der Kennlinie im Bereich von 1–2mV stammt möglicherweise von Mikrowellenresonanzen im Kontakt und tritt auch bei anderen Kontakttypen auf.

Die wichtigste charakteristische Größe eines Josephson-Kontaktes ist das Produkt $I_C R_N$. Abb. 7.10 zeigt die Kennlinie mit dem höchsten in dieser Arbeit gemessenen Wert $I_C R_N = 8.8\text{mV}$ bei 4.2K, ebenfalls an einer Parallelschaltung von 2 Kontakten gemessen.

So hohe Werte von I_C bzw. $I_C R_N$ treten aber keineswegs immer auf. Abb. 7.11 zeigt eine typische I_C Verteilung von 13 Kontakten auf einem Chip bei 4.2K. Die Balken stehen für die Häufigkeit mit der ein I_C Wert im jeweiligen Intervall

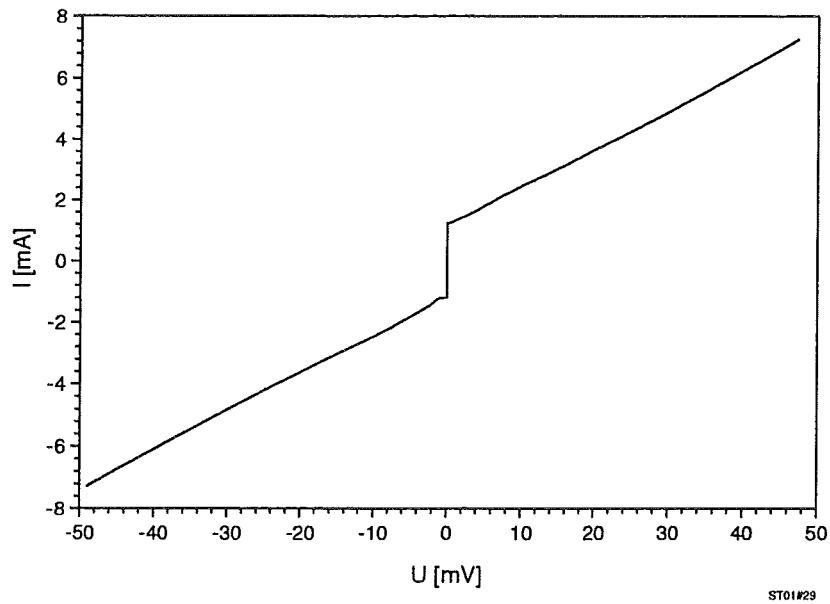


Abbildung 7.10: Strom-Spannungskennlinie eines SNS-Kontaktes bei 4.2K. $I_C = 1.2$ mA, $I_{ex} = 0.77$ mA = $0.64 I_C$, $R_N = 7.3 \Omega$, $V_C = 8.8$ mV.

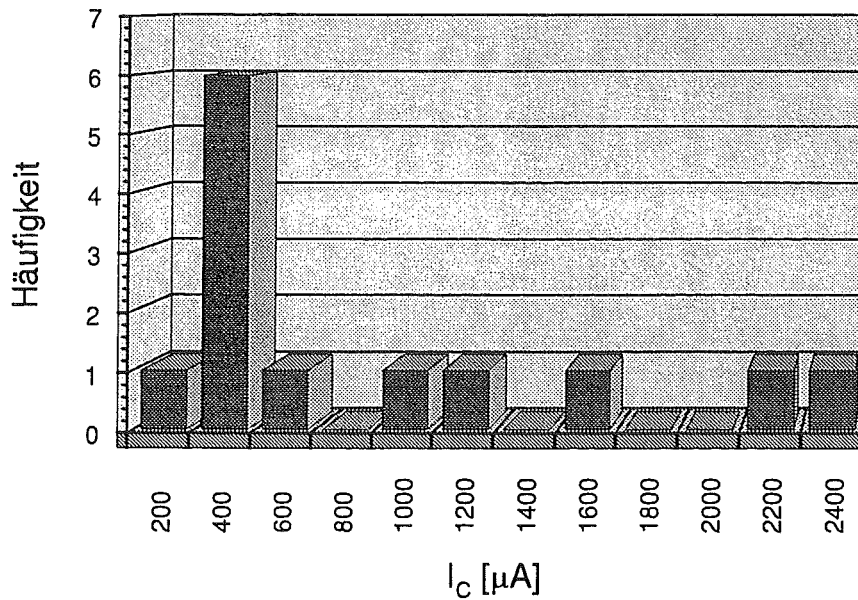


Abbildung 7.11: Häufigkeitsverteilung von I_C Werten von 13 SNS-Kontakten auf einer Probe bei 4.2K. Die Balken geben die Zahl der Kontakte an, die im Intervall $\pm 100 \mu$ A um den jeweiligen Mittelwert liegen.

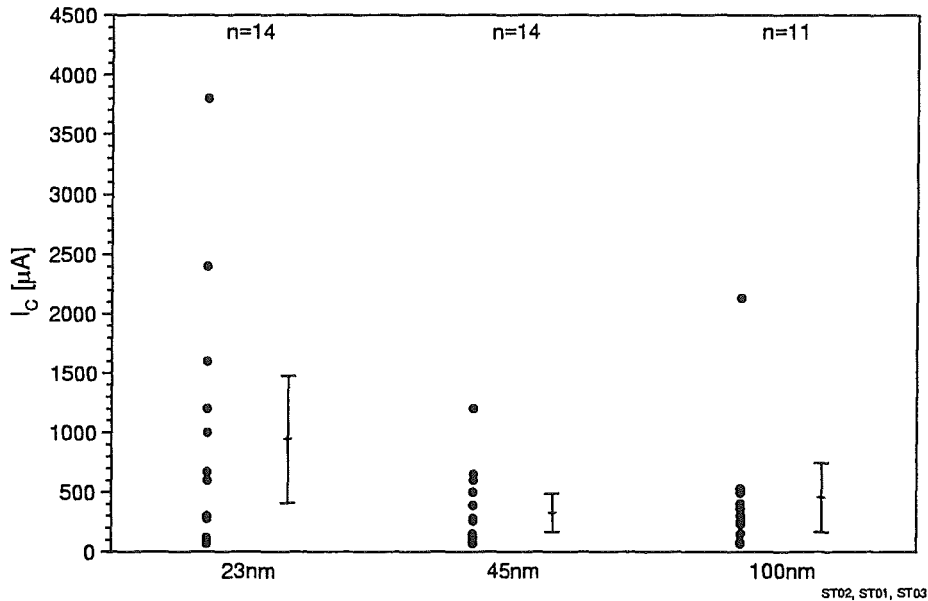


Abbildung 7.12: I_C Verteilungen für 3 Proben mit insgesamt 39 Kontakten bei 4.2K. Die geometrischen Kontaktlängen betragen 23nm, 45nm und 100nm. Die Balken neben den Datenpunkten markieren jeweils den Mittelwert und die Standardabweichung der Verteilung.

auftrat. Die Hälfte der Kontakte hat ein I_C im Bereich von $300\mu\text{m}$ – $500\mu\text{m}$, es treten jedoch auch Werte bis zum fünffachen auf. Die Streuung der I_C Werte sowohl auf einer Probe, als auch von Probe zu Probe macht es schwierig Untersuchungen über die Abhängigkeit von I_C von Breite und Länge der Kontakte anzustellen. Bei der Variation der Kontaktbreite von $2\mu\text{m}$ – $16\mu\text{m}$ auf derselben Probe wurde bei 4 Proben keine Korrelation zwischen der Breite und I_C gefunden.

Bei den häufig beobachteten I_C Werten im Bereich von einigen hundert μA (die auch für Anwendungen benötigt werden) und bei einem typischen geometrischen Kontaktquerschnitt von $5\mu\text{m} \times 100\text{nm}$ und einer Länge von ca. 30nm, beträgt die Josephson-Eindringtiefe (Gl. 2.7) $\lambda_J \leq 1\mu\text{m}$. Die Kontakte sind also breite Kontakte, in denen die Stromdichte bei Reihengeometrie von außen nach innen abnimmt. Eine Verbreiterung des Kontaktes bewirkt wie in Kap. 2.2.2 dargelegt keine Erhöhung des kritischen Stroms.

7.3.1 Längenabhängigkeit

Das Problem der Streuung der I_C Werte tritt genauso bei der Messung der Längenabhängigkeit von I_C auf. Hierzu wurden 3 Proben mit Stufenhöhen von 123nm, 145nm und 200nm präpariert. Die Dicke des YBCO Films ist in allen Fällen 100nm, so daß die geometrischen Kontaktlängen 23nm, 45nm und 100nm betragen. Auf den Proben werden Brücken von $8\mu\text{m}$ Breite strukturiert. Abb. 7.12 zeigt die I_C Werte von insgesamt 39 Kontakten, sowie den jeweiligen Mittelwert und die Standardabweichung. Man erkennt eine Abnahme des Mit-

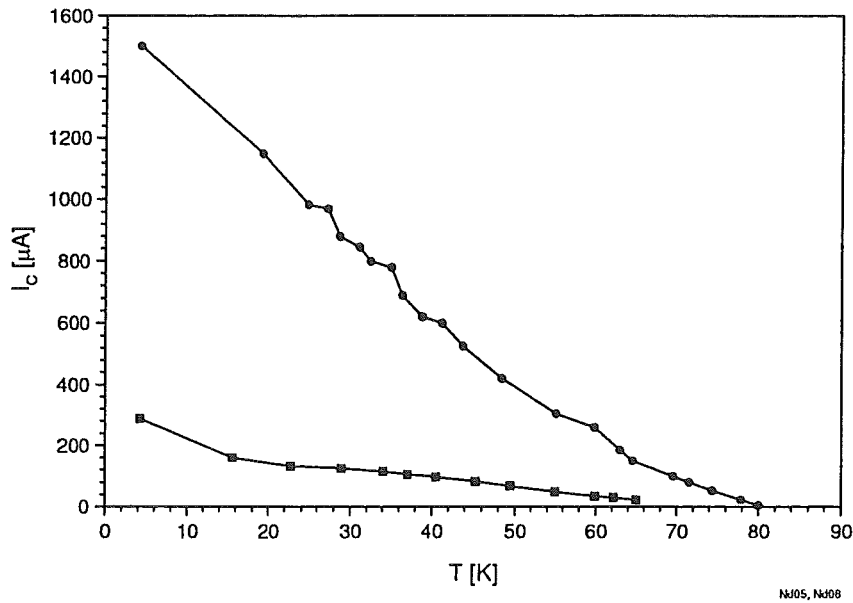


Abbildung 7.13: Zwei typische Beispiele für die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms.

telwertes von der 23nm Probe zur 45nm Probe hin. Zwischen der 45nm Probe und der 100nm Probe ist kein wesentlicher Unterschied erkennbar.

7.3.2 Temperaturabhängigkeit

Die Abhängigkeit des kritischen Stroms von der Temperatur wurde bei einer großen Anzahl von Kontakten (> 40) gemessen. Sie gehört neben der Existenz eines Excess-Stroms und der Temperaturunabhängigkeit des Widerstandes zu den am besten reproduzierbaren Eigenschaften der SNS-Kontakte. Abb. 7.13 zeigt zwei typische Beispiele dafür. Die kritische Temperatur der Kontakte beträgt typischerweise 70K–75K, weniger als 30% der Kontakte besitzen ein $T_C > 77$. Dazu muß bemerkt werden, daß die YBCO Filmherstellung nicht in Hinsicht auf ein hohes T_C sondern auf eine ausscheidungsfreie Oberfläche hin optimiert wurde. Daher beträgt das typische T_C der Filme ca. 85K.

Fast allen gemessenen Proben ist eine näherungsweise lineare Abhängigkeit $I_C(T)$ gemeinsam, wie sie in Abb. 7.14 dargestellt ist. Hier wurden die $I_C(T)$ Daten von 6 Kontakten auf verschiedenen Proben bezüglich des jeweiligen T_C und $I_C(4.2K)$ Wertes normiert und zusammen dargestellt. Die Werte bilden ein verhältnismäßig schmales Band um eine lineare Temperaturabhängigkeit.

7.3.3 Magnetfeldabhängigkeit

Abb. 7.15 zeigt die Abhängigkeit des kritischen Stroms eines SQUID vom Strom durch die Feldspule. Im Inset ist eine Messung mit 500fach vergrößerter Auflösung des Spulenstroms zu sehen. Die Kurve entsteht durch die Überlagerung der kurzperiodischen Modulation des SQUIDs mit der langsam variieren-

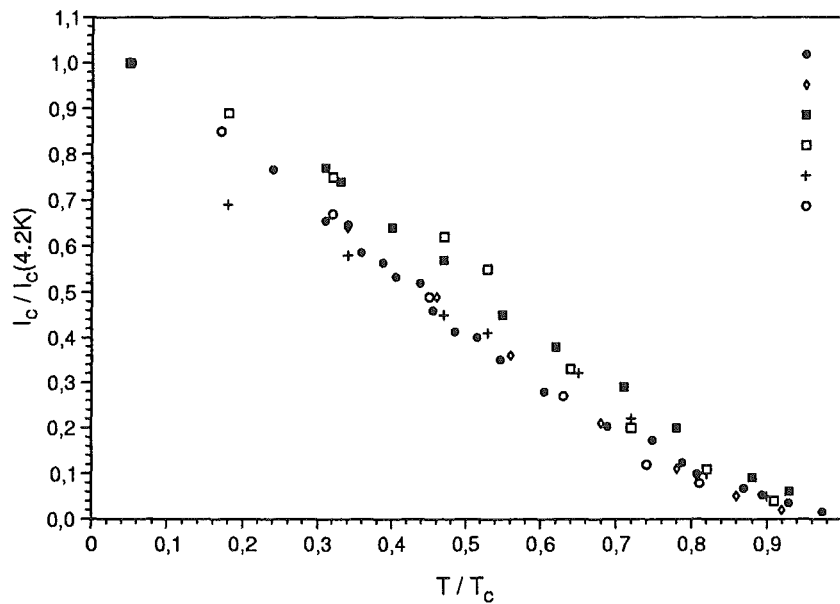


Abbildung 7.14: Temperaturabhängigkeit des kritischen Strom für 6 verschiedene Kontakte. Die Daten sind auf das jeweilige I_C bei 4.2K und das jeweilige T_C normiert.

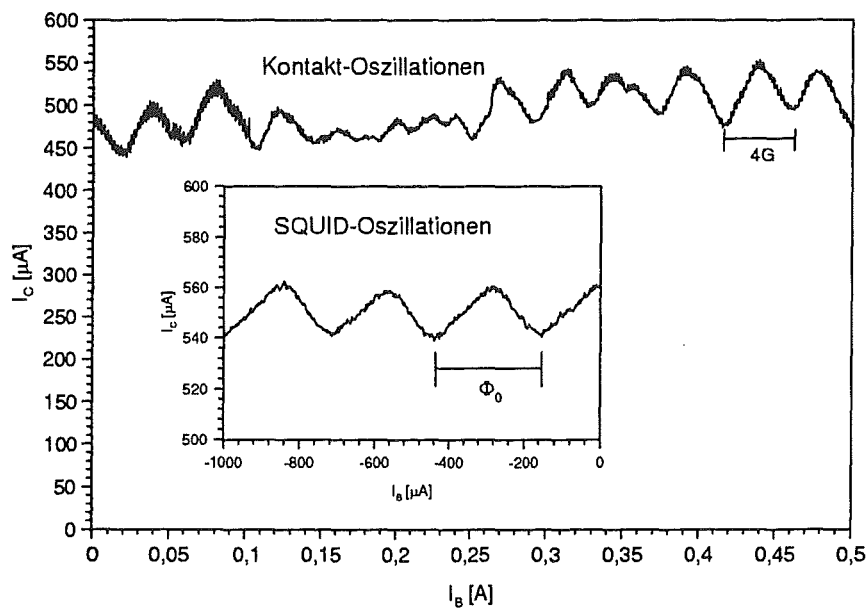


Abbildung 7.15: Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Strom in einem SQUID bei 4.2K. Aufgetragen ist I_C über dem Strom durch die Feldspule. Das SQUID Loch ist $30\mu m \times 30\mu m$ groß. Die kleine Abbildung zeigt eine Messung mit höherer Feldauflösung am gleichen SQUID.

den Modulation der Einzelkontakte. Wenn auch die Einzelkontakte eine inhomogene Stromverteilung besitzen, wird auch deren Modulationsmuster überlagert.

Die SQUID Modulation in dem SQUID mit einem Loch der Größe $30\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}$ hat eine Periode von $280\mu\text{A}$. Da eine Periode der Modulation einer Flußänderung um ein Φ_0 im SQUID Loch entspricht, ergibt sich daraus die Feldstärke am Ort der Probe. Damit kann die Feldspule durch die Messung der SQUID-Oszillation kalibriert werden.

Die maximal erreichte Feldstärke beträgt ca. 40G. Bei 40G ist die einem Φ_0 entsprechende Fläche $0.5\mu\text{m} \times 0.5\mu\text{m}$. Dies ist etwa die maximale räumliche Auflösung mit der Aussagen über die Stromverteilung im Josephson-Kontakt gemacht werden können. Die unregelmäßige Struktur und geringe Modulationstiefe des kritischen Stroms zeigt, daß sich im einzelnen Josephson-Kontakt Strukturen mit deutlich unterschiedlicher Stromdichte und Abmessungen deutlich unterhalb von $0.5\mu\text{m}$ befinden. Der einzelne Josephson-Kontakt besteht demnach aus einer Parallelschaltung von mehreren kleineren Josephson-Kontakten.

Abb. 7.16 zeigt weitere typische Beispiele für Magnetfeldabhängigkeiten bei verschiedenen $5\mu\text{m}$ breiten Einzelkontakten. Es wurde die gleiche Spule benutzt wie der vorigen Abbildung, so daß die Feldstärken etwa gleich sind. Die Periodenlängen, die etwa $1\mu\text{m} - 2.5\mu\text{m}$ Ausdehnung entsprechen, und die Regelmäßigkeit der Muster insbesondere bei der unteren Probe, lassen darauf schließen, daß sich einige wenige supraleitende Regionen im Kontakt befinden.

7.3.4 Abhängigkeit des kritischen Stromes von der Kristallrichtung an der SN-Grenzfläche

In Kap. 4 wurden Arbeiten zitiert, die auf eine Anisotropie der Fermi-Geschwindigkeit innerhalb der a - b -Ebenen hinweisen. Die Grenzflächentransparenz eines SN-Übergangs hängt bei Abwesenheit zusätzlicher Barrieren vom Verhältnis der Fermi-Geschwindigkeiten v_{FS}/v_{FN} ab. Die Anisotropie der Fermi-Geschwindigkeit kann daher bedeuten, daß der kritische Strom eines SNS-Kontaktes von der Ausrichtung der Barriere relativ zu den Kristallachsen abhängt. Nach [65, 66] ist v_{FS} (und damit auch I_C) im Winkel von 45° zur a -Achse maximal, und parallel zur a - oder b -Achse minimal.

Um diesen Sachverhalt zu testen, wurden spezielle Proben hergestellt (Abb. 7.17). Die Proben besitzen 2 Gruppen von jeweils 15 nebeneinanderliegenden Josephson-Kontakten. Die Barrieren dieser Josephson-Kontakte liegen in einem Winkel von 22.5° relativ zu den Substratkanten. Als Substrate wurden Bikristalle mit einem Winkel von 45° verwendet. Dabei wurde die Korngrenze des Substrate zwischen die beiden Gruppen von Kontakten gebracht. Dadurch liegt jede Gruppe auf einer Hälfte des Bikristalls. Auf der einen Seite haben die SN Grenzflächen daher einen Winkel von 45° zu den a bzw. b Achsen, auf der anderen Seite sind sie parallel dazu ausgerichtet. Die Ausrichtung der Bikristall Achsen wurde Röntgendiffraktometrie und Messung des [204] Reflexes kontrolliert.

Abb. 7.18 zeigt die kritischen Ströme sämtlicher Josephson-Kontakte auf einer solchen Probe. Es ist ein deutlicher Unterschied zwischen dem Niveau der

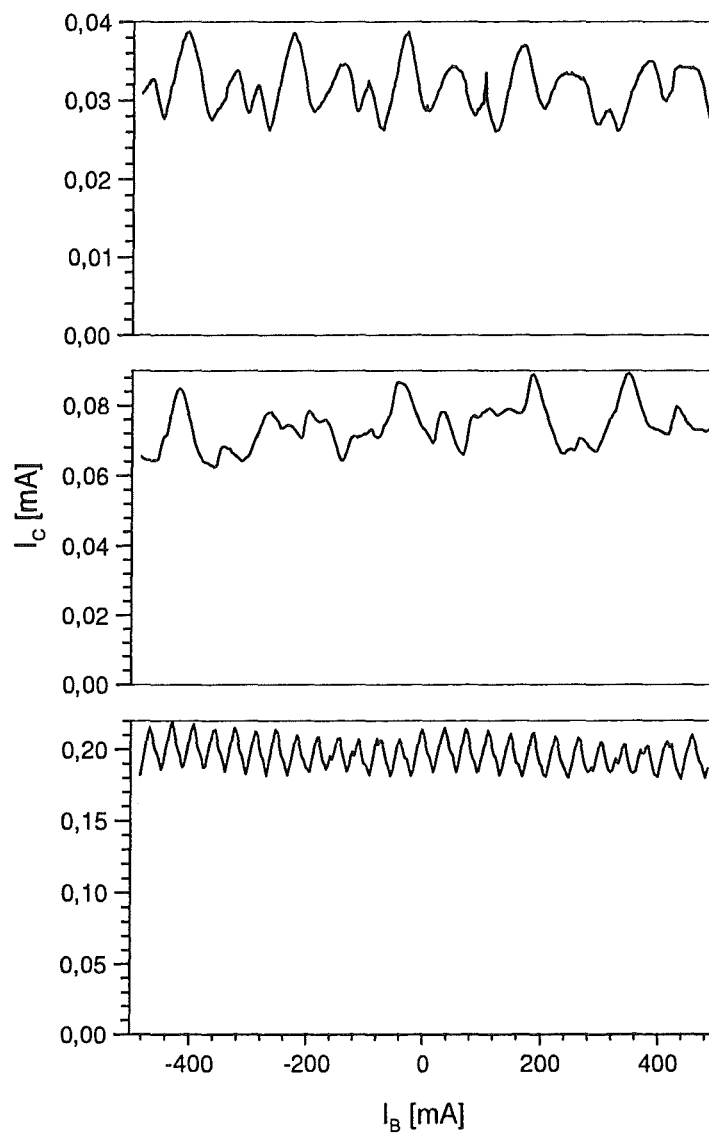


Abbildung 7.16: Charakteristische Beispiele für Magnetfeldabhängigkeiten einzelner Josephson-Kontakte. Die Kontakte haben eine Breite von $5\mu\text{m}$ und die absolute Stärke des Magnetfelds entspricht der in Abb. 7.15.

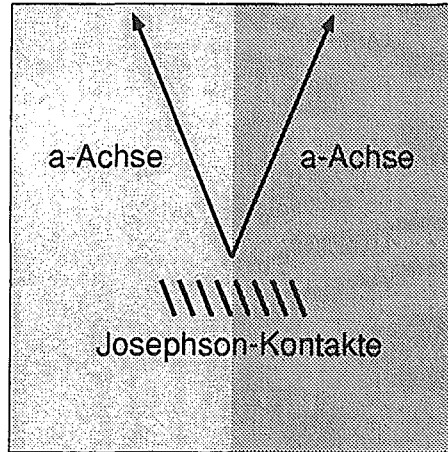


Abbildung 7.17: Anordnung der Josephson-Kontakte auf einem Bikristallsubstrat zum Test der Abhängigkeit des kritischen Stroms von der Kristallrichtung.

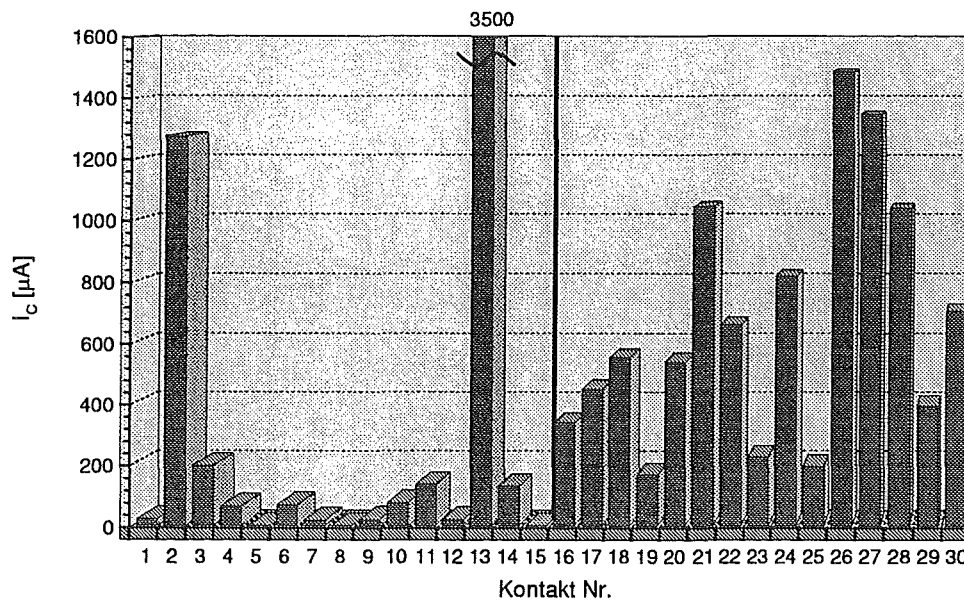


Abbildung 7.18: Abhängigkeit des kritischen Stroms von der Kristallrichtung. die Kontakte 1–15 liegen unter 45° zu den Kristallachsen, die Kontakte 16–30 liegen parallel. Temperatur: 4.2K

kritischen Ströme auf den beide Substrathälften zu erkennen. Allerdings tritt genau das Gegenteil des erwarteten Effektes auf. Die Kontakte 1–15 liegen unter 45° zu den Kristallachsen, sollten also das höhere I_C besitzen.

Dieser gegenteilige Effekt schließt die oben beschriebene Abhängigkeit des kritischen Stroms von der Kristallrichtung nicht aus. Wenn sie vorhanden ist, wird sie jedoch von anderen stärkeren Effekten überlagert. Weitere Untersuchungen über die Ursachen der beobachteten Abhängigkeit wie eine möglicherweise unterschiedliche Beschaffenheit der Substratstufe in verschiedenen Kristallrichtungen wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht durchgeführt.

7.4 Excess-Strom

Wenn eine Messung des Excess-Stroms eindeutige Aussagen über den Aufbau des Josephson-Kontaktes liefern soll, muß sie an schmalen Kontakten $w < 4\lambda_J$ erfolgen, da dann nur eine physikalische Ursache für den Excess-Strom (Andreev Reflexion) möglich ist. Daher werden bevorzugt geometrisch schmale Mikrobrücken mit relativ niedrigem I_C gemessen, da diese bei allen Temperaturen im Regime des schmalen Kontaktes arbeiten.

Die Messung des Excess-Stroms ist grundsätzlich recht einfach, es muß nur die Strom-Spannungskennlinie bis zu einem ausreichend hohen Speisestrom ($\geq 5I_C$) ausgefahren werden. Andererseits deutet eine negative Krümmung der Kennlinie bei hohen Strömen und Spannungen auf eine Erwärmung der Mikrobrücke durch die im Kontakt abgegebene elektrische Leistung hin.

Die Auswertung erfolgt durch Berechnen der Differenz zwischen der Kennlinie und der Widerstandsgeraden des Kontaktes: $I_{ex} = I(U) - U/R_N$. Probleme bereiten dabei zum einen die sehr genaue Messung von R_N und zum anderen eine häufig unvermeidliche Asymmetrie der I/U-Kennlinie durch eingefangenen magnetischen Fluß. R_N -Werte, die aus Messungen der Kennlinie bei Unterdrückung des kritischen Stroms durch Mikrowelleneinstrahlung gewonnen wurden, unterscheiden sich teilweise geringfügig von Werten, die aus der Kennlinie ohne Mikrowelleneinstrahlung abgelesen wurden. Bei der Extrapolation von hohen Spannungen auf $U = 0$ ergeben sich dann Abweichungen für I_{ex} .

Zur Verminderung des eingefangenen Flusses wird die Probe in einer magnetischen Abschirmung (Cryoperm) im stromlosen Zustand auf 4.2K abgekühlt und erst dann mit den Messungen begonnen. Die Schwankungen in den I_{ex} Werten sind hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß dies nicht vollständig gelingt.

Abb. 7.19 zeigt ein typisches Beispiel für die Bestimmung des Excess-Stroms aus einer I/U-Kennlinie. Dargestellt ist die Kennlinie $I(U)$, die Widerstandskennlinie U/R_N und der Excess-Strom $I_{ex}(U)$. Nach der anfänglichen Krümmung, die dem hyperbolischen Teil der RSJ-Kennlinie entspricht, bleibt der Excess-Strom auf einem konstanten Wert.

In Abb. 7.20 ist die Temperaturabhängigkeit des Excess-Stroms für 4 typische kleine Kontakte dargestellt. Der Temperaturverlauf ist ähnlich dem des kritischen Stromes. Es tritt auch bei hohen Temperaturen bis zu T_C ein Excess-Strom auf. Das gleiche gilt auch für Kontakte, die bei 4.2K ausgedehnte Kontak-

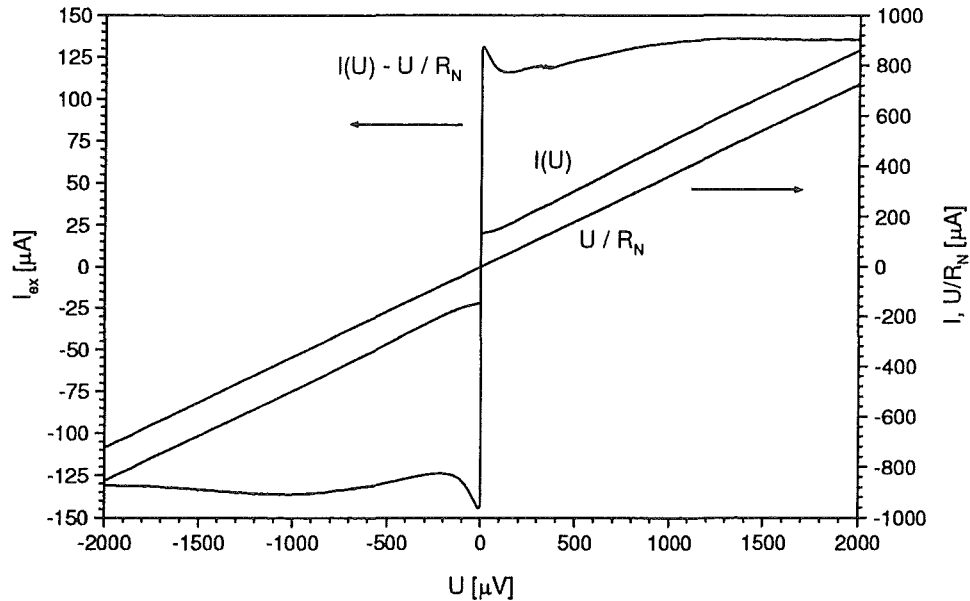


Abbildung 7.19: Strom-, Excess-Strom, und Widerstandskennlinie eines schmalen SNS-Kontaktes bei 4.2K.

te sind. Mit abnehmendem kritischen Strom steigt aber die Josephson-Eindringtiefe, so daß ab einer bestimmten Temperatur alle Josephson-Kontakte schmale Kontakte sind. Excess-Ströme werden bei allen gemessenen Proben auch im Regime des schmalen Kontaktes beobachtet.

Der Excess-Strom ist bei niedrigen Temperaturen $T \leq 0.5T_C$ generell etwa so groß, wie der kritische Strom und nimmt mit steigender Temperatur langsamer ab, als I_C . Er steigt bis ca. zum 1.5-fachen des kritischen Stroms an. Abb. 7.21 zeigt das Verhältnis I_{ex}/I_C an Abhängigkeit von der Temperatur für die 4 Kontakte aus Abb. 7.20. Excess-Ströme $I_{ex} > I_C$ ergeben sich, wenn die Kennlinien eine geringe negative Krümmung im Bereich hoher Spannungen aufweisen.

7.5 Diskussion

In diesem Abschnitt wird diskutiert, welche Bild die Messungen der stationären Eigenschaften vom Aufbau der SNS-Kontakte ergeben.

Messungen an Testproben haben gezeigt, daß es sich bei den hergestellten Kontakten tatsächlich um Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter Kontakte mit Gold als normalleitender Barriere handelt, und somit ein Mechanismus über supraleitende Kurzschlüsse oder Korngrenzkontakte ausgeschlossen werden kann. Testproben, die ohne Goldfilm hergestellt wurden, zeigten in ca. 90% der Fälle keine Supraleitung, der Rest zeigte kritische Ströme bis maximal $3\mu\text{A}$ bei 4.2K. Im Gegensatz dazu zeigen die Proben mit Goldfilm zu über 90% Supraleitung mit kritischen Strömen bis ca. 4mA. Die Goldbarriere ist also für die Funktion des Josephson-Kontaktes unbedingt nötig.

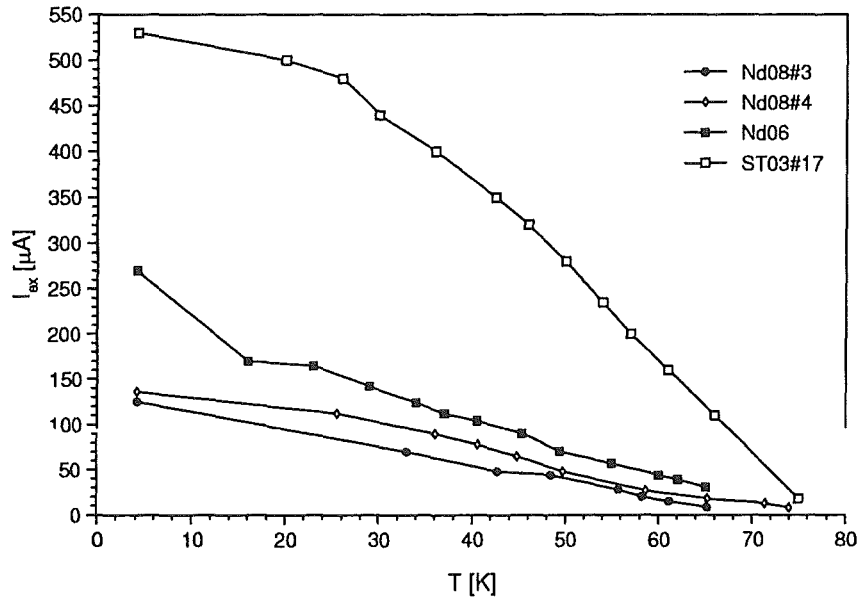


Abbildung 7.20: Temperaturabhängigkeit des Excess-Stroms für 4 schmale SNS-Kontakte.

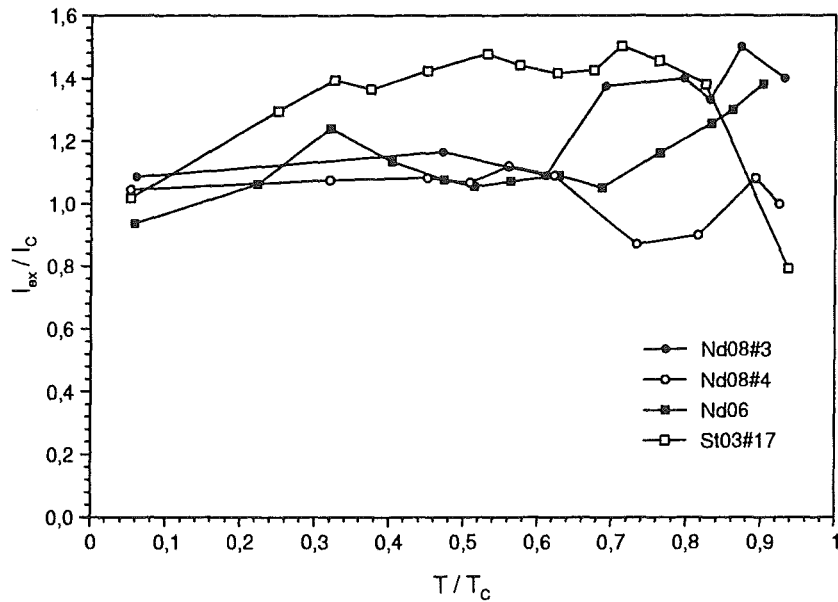


Abbildung 7.21: Normierter Excess-Strom I_{ex}/I_C als Funktion der Temperatur. Die Kontakte sind die gleichen wie in Abb. 7.20.

Die beobachtete Längenabhängigkeit des kritischen Stroms ist wegen der Parameterstreuung kein sehr starkes Argument für die SNS-Natur der Kontakte, allerdings liegen die beiden Proben mit 123nm und 145nm Stufenhöhe h und 100nm Filmdicke d mit den Verhältnissen $d/h = 0.81$ und $d/h = 0.69$ genau im für Korngrenzkontakte optimalen Bereich $d/h = 0.66 \dots 1$ [98]. Der Mittelwert der kritischen Ströme variiert jedoch um den Faktor 3, was bei Korngrenzkontakten nicht zu erwarten wäre.

Es werden die Eigenschaften verschiedener Modelle (SINIS, SINS, ScS') mit den Messungen verglichen. Ein klassisches SNS-Modell wird von vornherein ausgeschlossen, da zum einen die Messungen des normalleitenden Widerstandes und der Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms deutlich davon abweichen und zum anderen die sehr unterschiedlichen Materialeigenschaften des HTSL / Edelmetall Systems eine Beschreibung im SNS-Modell ungeeignet erscheinen lassen. Die Bezeichnung „SNS-Kontakt“ bezieht sich daher auf den makroskopischen Aufbau des Kontaktes und nicht auf das mikroskopische Modell, das zur Beschreibung seiner Eigenschaften dient.

Es bieten sich 3 Modelle für die Struktur des „SNS-Kontaktes“ an, die die hohen Widerstände erklären können (S: Supraleiter, I: Isolator, N: Normalleiter, c: Constriction, Verengung):

SINIS-Modell An beiden SN-Grenzflächen des „weak link“ befinden sich Barrieren, die eine wesentlich geringere Transparenz als erwartet haben. Da die Transparenz der c-Grenzfläche aber den Literaturangaben in der Größenordnung entspricht, muß erklärt werden, warum dies bei der a-b-Grenzfläche nicht der Fall ist.

SINS-Modell Es handelt sich um einen asymmetrischen Kontakt, d.h. die beiden Grenzflächen weisen stark unterschiedliche Transparenzen auf. Da auch die Kontaktgeometrie asymmetrisch ist (vgl. die TEM-Aufnahmen Abb. 6.11), ist eine Gleichartigkeit der Grenzflächen auch nicht a priori zu erwarten.

ScS'-Modell Zwei (unterschiedliche) Supraleiter sind wie in Abb. 7.22 dargestellt durch eine isolierende Barriere getrennt, die jedoch transparentere „Löcher“ aufweist. In diesem Fall ist die Annahme über den Querschnitt des weak link falsch, und es wirkt nur ein sehr kleiner Teil der geometrischen Querschnittsfläche als weak link.

Die beiden ersten Modelle gehen von zwei homogenen SN- bzw. SIN-Grenzflächen aus, während das ScS'-Modell einen Ansatz für die Beschreibung von inhomogenen (löcherigen) Grenzflächen liefert, dafür aber nur *eine* Grenzfläche zwischen den Elektroden kennt. Es ist natürlich auch eine Kombination wie ScNcS denkbar, wofür aber keine theoretische Beschreibung gefunden wurde.

Im folgenden werden die Messungen und die daraus resultierenden Eigenschaften der Kontakte im Rahmen der drei Modelle diskutiert. Es wird dabei untersucht welches Modell die gemessenen Eigenschaften am besten beschreibt und damit das zutreffendste Bild der SNS-Kontakte liefert.

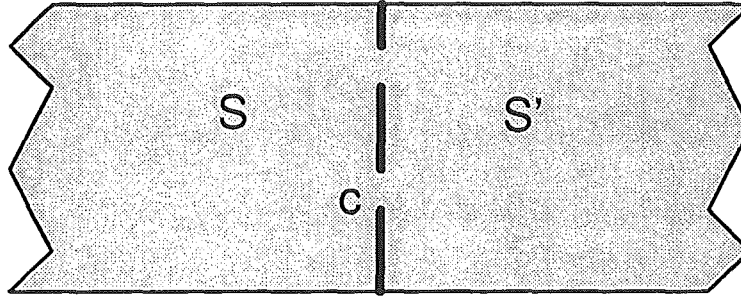


Abbildung 7.22: Schematische Darstellung eines ScS'-Kontaktes. Die dicke gestrichelte Linie stellt die im wesentlichen nichttransparente Barriere dar. In den Unterbrechungen dieser Barriere berühren sich die beiden Supraleiter direkt.

7.5.1 Symmetrische vs. asymmetrische Kontakte

In Kap. 7.2.2 wurde gefunden, daß der Widerstand der Kontakte unter Annahme eines symmetrischen SINIS Modells mit homogenen Grenzflächen einem Wert von $\gamma_b \sim 4000$ entsprechen würde. Eine Abschätzung für das zu erwartende V_C bei $T = 0.5T_C$ und für eine Dicke der normalleitenden Barriere $d = \xi_N$ liefern die Formeln [61] $V_C = 80\gamma_b^{-1}\text{mV}$ für ein SNS-Sandwich und $V_C = 60\gamma_b^{-3/2}\text{mV}$ für eine SNS „variable thickness bridge“. Für die „variable thickness bridge“ ergibt sich ein Wert von $V_C = 0.24\mu\text{V}$. Die beobachteten Werte reichen aber bis zu $V_C \approx 3\text{mV}$.

Symmetrische homogene Kontakte müssen nach Kap. 4.2.4 ein Skalierungsverhalten von $I_C R_N$ mit $\sqrt{I_C}$ und $1/R_N$ aufweisen. Zur Messung des Skalierungsverhaltens müssen Kontakte mit abgeätztem Shunt benutzt werden, da der Shunt das Ergebnis verfälschen würde. Eine Messung an solchen Kontakten zeigt ein vollständiges Fehlen der Skalierung mit $\sqrt{I_C}$ (Abb. 7.23) und mit $1/R_N$ (Abb. 7.24).

Beide Beobachtungen zeigen, daß die SNS-Kontakte stark unterschiedliche oder inhomogene SN Grenzflächen besitzen.

7.5.2 Homogenität der Grenzflächen

Die gemessenen Magnetfeldabhängigkeiten des kritischen Stroms zeigen deutlich, daß in jedem Fall eine inhomogene Stromdichteverteilung vorlag. Teilweise zeigen die Proben periodische, SQUID-ähnliche Muster. Die Größenordnung der Inhomogenitäten bzw. die Größe der Löcher der intrinsischen SQUID-Strukturen (d.h. der nichtsupraleitenden Bereiche in den einzelnen Josephson-Kontakten) beträgt wenige μm bzw. μm^2 . Die magnetischen Feldstärken, bis zu denen gemessen wurde, entsprechen Größen von $0.5\mu\text{m}$ für ein Φ_0 . Die einzelnen supraleitenden Pfade sind deutlich kleiner, da sonst eine Überlagerung der SQUID-ähnlichen Muster durch das Fraunhofermuster der einzelnen Kontakte sichtbar sein müßte.

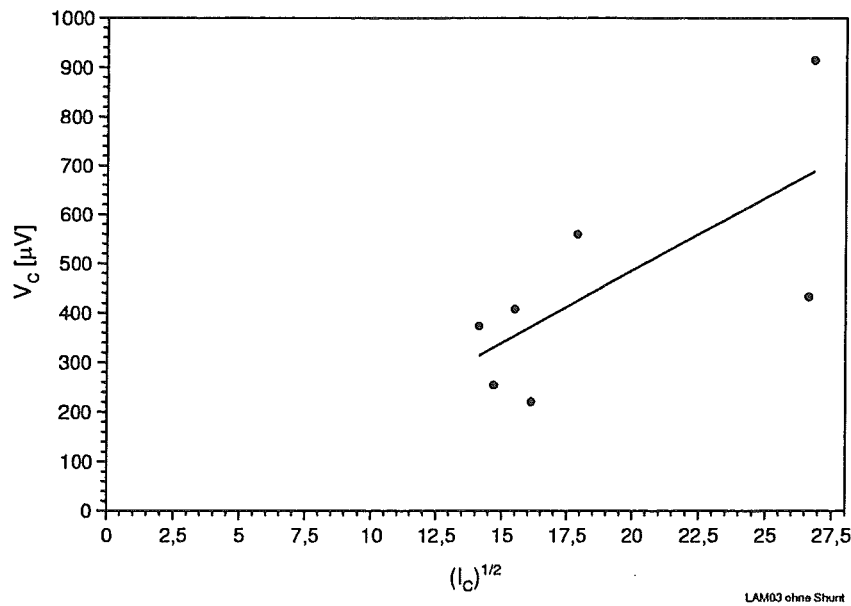


Abbildung 7.23: Auftragung von $I_C R_N$ über $\sqrt{I_C}$ von verschiedenen Kontakten auf einer Probe bei 4.2K (die Linie ist ein Fit an die Meßpunkte). Der Gold-Shunt wurde entfernt. Das Fehlen einer linearen Abhängigkeit $I_C R_N \propto \sqrt{I_C}$ weist auf einen asymmetrischen SNS-Kontakt hin.

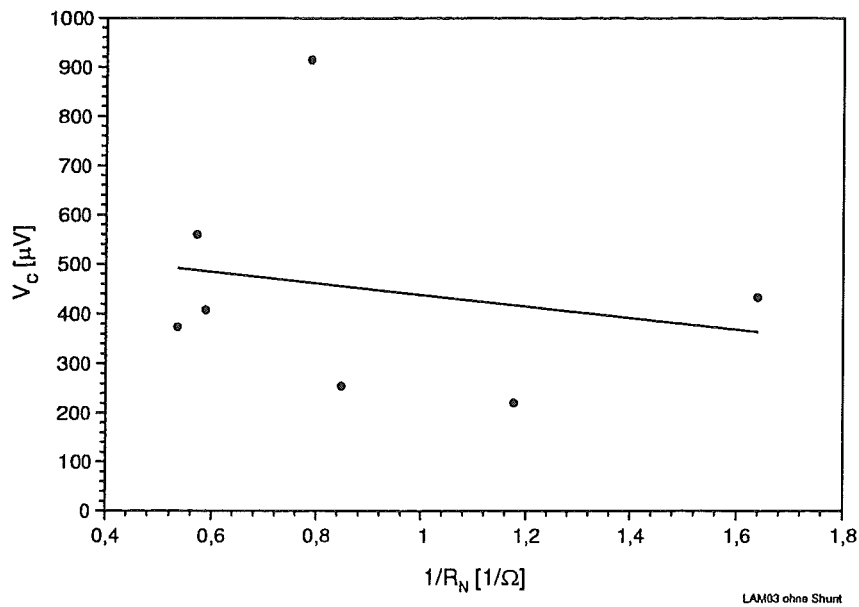


Abbildung 7.24: Auftragung von $I_C R_N$ über $1/R_N$ von verschiedenen Kontakten auf einer Probe bei 4.2K (die Linie ist ein Fit an die Meßpunkte). Der Gold-Shunt wurde entfernt. Das Fehlen einer linearen Abhängigkeit $I_C R_N \propto 1/R_N$ weist auf einen asymmetrischen SNS-Kontakt hin.

7.5.3 Excess-Strom

Ein positiver Excess-Strom in ungefährer Höhe des kritischen Stroms ($0.5 < I_{ex}/I_C < 1.5$) wird bei ausnahmslos jeder Probe gemessen. Der Temperaturverlauf des Excess-Strom folgt etwa dem des kritischen Stroms. Insbesondere wird der Excess-Strom auch bei Kontakten (bzw. Temperaturen) beobachtet, bei denen $w < 4\lambda_J$.

Ein symmetrischer SINIS-Kontakt hat einen negativen Excess-Strom [86]. Dies ist ein weiterer Hinweis, daß die hergestellten Kontakte asymmetrische Grenzflächen besitzen müssen.

Die einzige physikalische Ursache für den Excess-Strom bei schmalen Kontakten ist die Andreev Reflexion [84, 107]. Ein positiver Excess-Strom tritt aber nur auf, wenn beide SN-Grenzflächen keine über die eigentliche SN-Grenzfläche hinausgehenden Potentialbarrieren besitzen.

Aus den Forderungen kleiner Grenzflächenwiderstand und hoher Normalwiderstand des Kontaktes ergibt sich, daß der effektive Querschnitt des Kontakte kleiner sein muß, als der geometrische Querschnitt. Die Eigenschaften der Kontakte sind also: asymmetrische Grenzflächen, Inhomogenität mindestens einer SN-Grenzfläche, hoher Widerstand und SN-Grenzflächen mit einer niedrigen Potentialbarriere auf beiden Seiten des Kontaktes.

Diese Kombination von Eigenschaften läßt sich in einem Modell beschreiben, bei dem Elektrode 2 eine hoch transparente und homogene SN-Grenzfläche besitzt, Elektrode 1 dagegen besitzt im wesentlichen eine Grenzfläche mit niedriger Transparenz, die jedoch von hochtransparenten „Löchern“ unterbrochen wird. Die Stellen mit hoher Transparenz sind für die Inhomogenität verantwortlich und nötig, um einen Excess-Strom durch Andreev Reflexion zu ermöglichen. Die Grenzflächen(teile), durch die der Josephson- und Excess-Strom fließen, haben in diesem Modell identische Eigenschaften. Die Asymmetrie des Kontaktes stammt alleine von der unterschiedlichen Querschnittsflächen der hochtransparenten Grenzflächen. Wenn man Elektrode 2 und Metallbarriere als ein Proximity Sandwich S' zusammenfaßt, ergibt sich ein ScS' -Modell.

Die oben gemachte Annahme, daß Grenzfläche 2 homogen und hochtransparent ist, ist allerdings nicht experimentell bestätigt. In dem Fall, daß beide Grenzflächen eine ähnliche inhomogene Struktur aufweisen, muß die Zusammenfassung der Elektrode mit der transparenteren Grenzfläche und der Metallbarriere zum Proximity-Sandwich als Vereinfachung in das Modell eingeführt werden. Dies kann Ursache von quantitativen Differenzen zwischen Modell und Experiment sein.

Abb. 7.25 zeigt ein Schema des ScS' -Modells. Die linke SN-Grenzfläche besteht aus einer undurchlässigen Barriere mit Löchern (constrictions „c“) durch die ein direkter SN Kontakt erfolgt. Die rechte SN-Grenzfläche besitzt keine zusätzliche Barriere. Der eigentliche Josephson-Kontakt wird am Ort der Löcher angenommen, die Elektrode 2 und die durch den Proximity-Effekt supraleitende Metallschicht werden zu einer Elektrode S' zusammengefaßt. Der Ordnungsparameter am Ort der Löcher ist in S (links) Δ_1 , in S' (rechts) $\Delta_2 = \Delta_1/\gamma_b \exp(-L/\xi_N)$. Dabei ist L die Dicke der Metallschicht und γ_b der Parameter für die (ideale) SN-Grenzfläche.

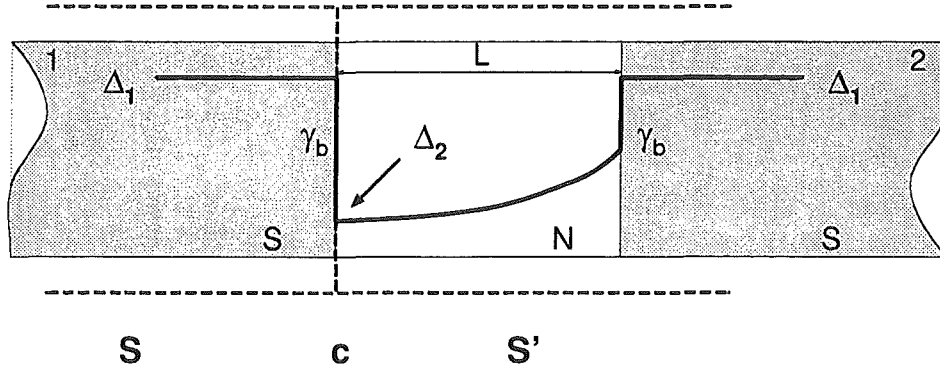


Abbildung 7.25: Schematischer Verlauf des Ordnungsparameters im ScS'-Modell für YBCO/Au/YBCO Kontakte.

Für sogenannte „pure constrictions“ mit einem Radius $a \ll l_{1,2}$ der kleiner als die mittleren freien Weglängen in S und S' ist, gilt für das Verhältnis von Excess-Strom zu kritischem Strom bei einem ScS' Kontakt [108]:

$$\frac{I_{ex}}{I_C} = \frac{(\Delta_1 + \Delta_2)^2}{4\Delta_1\Delta_2} \frac{\langle \alpha D^2 \rangle}{\langle \alpha D \rangle} K^{-1} \left(\frac{|\Delta_1 - \Delta_2|}{\Delta_1 + \Delta_2} \right) \quad (7.5)$$

für $D \ll 1$ und $k_B T \ll \Delta_j$, wobei D die Grenzflächentransparenz und K das vollständige elliptische Integral der ersten Art ist. Die spitzen Klammern bedeuten eine Mittelung über die Raumrichtungen, aus denen Quasiteilchen auf die Grenzfläche treffen. Das Verhältnis I_{ex}/I_C nimmt mit abnehmender Durchlässigkeit der Grenzfläche ab, jedoch bedeutet $D \ll 1$ nicht sofort, daß der Excess-Strom im Vergleich zum kritischen Strom verschwindet.

Mit den oben genannten Δ_1 , Δ_2 und $\eta = \exp(-L/\xi_N)/\gamma_b$ gilt:

$$\frac{I_{ex}}{I_C} = \frac{(1 + \eta)^2}{2\eta \ln(4(1 + \eta)^2/\eta)} \frac{\langle \alpha D^2 \rangle}{\langle \alpha D \rangle}. \quad (7.6)$$

Das Verhältnis von Excess- zu kritischem Strom hängt nur von der Durchlässigkeit der SN-Grenzflächen und der Abschwächung des Ordnungsparameters in der Metallbarriere ab. Mit den theoretischen Werten für YBCO/Au-Grenzflächen aus [61] $\gamma_b \approx 20$, $\langle \alpha D \rangle \approx 0.1$ und damit $\langle \alpha D^2 \rangle / \langle \alpha D \rangle \approx 0.1$ kann man nun I_{ex}/I_C berechnen. Abb. 7.26 zeigt das berechnete I_{ex}/I_C Verhältnis für verschiedene Kontaktlängen d . Der berechnete Temperaturverlauf entspricht in etwa dem gemessenen in Abb. 7.21 dargestellten.

Das ScS'-Modell beschreibt also: das Zusammentreffen von hohem Widerstand R_N bei gleichzeitig hohem V_C , das völlige Fehlen eines Skalierungsverhaltens, die Inhomogenität der Stromdichteverteilung und das Auftreten und den relativen Betrag des Excess-Stroms.

Über die Abhängigkeit des kritischen Stroms von der Kristallrichtung kann im ScS'-Modell nichts ausgesagt werden. Die vermutete gute Kopplung zwi-

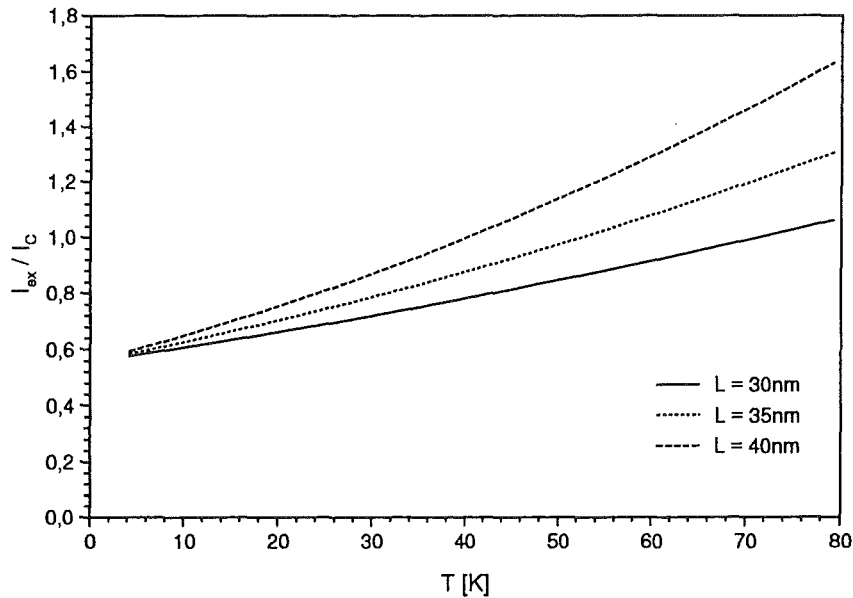


Abbildung 7.26: Berechnetes Verhältnis I_{ex}/I_C für einen ScS' Kontakt bei verschiedenen Dicken der Proximity-Schicht in der S' Elektrode.

schen Supraleiter und Metall läßt zwar erwarten, daß Unterschiede in der Fermi-Geschwindigkeit die kritische Stromdichte beeinflussen, dieser Effekt kann jedoch durch Unterschiede in der Geometrie (z.B. höhere Anzahl von Löchern in bestimmten Wachstumsrichtungen) überkompensiert werden, so daß die gemessene Stromstärke keinen Rückschluß auf die Fermi-Geschwindigkeiten erlaubt. Falls die SN-Grenzfläche nicht atomar scharf ist, sondern Rauigkeiten in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge aufweist, spielt eine Reflexion von Quasiteilchen an der Grenzfläche zwischen Medien mit unterschiedlicher Fermi-Geschwindigkeit keine Rolle [80].

7.5.4 Temperaturabhängigkeit

Die gemessene Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms unterscheidet sich deutlich von dem, was man für einen klassischen Proximity-Effekt SNS-Kontakt erwartet. Diese Kontakte zeigen eine ausgeprägte positive Krümmung der $I_C(T)$ Kurve, die von der exponentiellen Abhängigkeit von I_C von d/ξ_N in Gl. 4.10 stammt.

Auch die Theorie für symmetrische HTSL-SNS-Kontakte vom Typ „variable thickness bridge“, Gl. 4.13, die die zusätzlichen Potentialbarrieren an der SN-Grenzfläche berücksichtigt, liefert im wesentlichen stark positiv gekrümmte Temperaturabhängigkeiten. In Abb. 7.27 ist die Temperaturabhängigkeit von $I_C R_N$ für verschiedene Werte von L und γ_b dargestellt. Bei großen Werten von γ_b und bei langen Kontakten verhält sich dieses Modell ähnlich wie ein klassischer Proximity Kontakt. Sehr kurze Kontakte mit kleinem Grenzflächenwiderstand zeigen eine Abweichung in Richtung auf eine lineare Temperaturabhängigkeit. Allerdings gilt Gl. 4.13 für zu kleine Werte von γ_b nicht mehr.

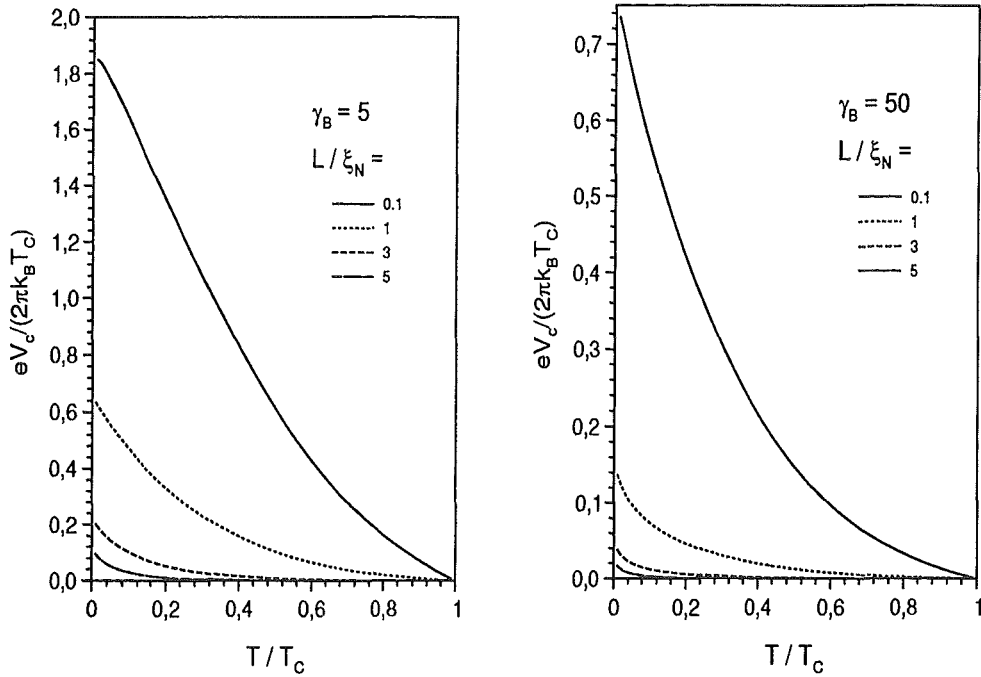


Abbildung 7.27: Temperaturabhängigkeit der charakteristischen Spannung eines HTSL-SNS-Kontaktes im Kupriyanov-Modell für verschiedene Kontaktlängen und Grenzflächenwiderstände. Berechnet nach Gl. 4.13.

Die phänomenologische SINS-Theorie von Rowell [69], die bei LTSC-SNS-Kontakten in Übereinstimmung mit dem Experiment auch annähernd lineare Temperaturabhängigkeiten erklären kann, ergibt bei realistischer Wahl der eingehenden Parameter bei HTSC Kontakten Kurven, die der Form der klassischen Proximity Theorie entsprechen. Abb. 7.28 zeigt die Temperaturabhängigkeiten für verschiedene Kontaktlängen L . Erst bei $L = 0.5\text{nm}$ wird ein annähernd linearer Verlauf erreicht. Dies ist erheblich kürzer, als es der Aufbau der Kontakte erwarten läßt.

Die bisher betrachteten Theorien gelten für das dirty limit. Die Diskussion der Widerstandsmessungen hat aber ergeben, daß das dirty limit nicht sehr gut erfüllt ist, und die Kontakte sich bei hohen Temperaturen eher im clean limit befinden. Insgesamt kann weder eine clean limit Theorie noch eine dirty limit Theorie die Kontakte über den gesamten Temperaturbereich richtig beschreiben.

Auch die clean limit Theorie von Golub zeigt bei plausiblen Parametern $v_{FS}/v_{FN} = 0.2$ und Kontaktlänge $L = 20\text{nm} \dots 40\text{nm}$ einen deutlich positiv gekrümmten Temperaturverlauf (Abb. 7.29). Bei sehr kurzen Kontaktlängen ergibt sich ein näherungsweise linearer Temperaturverlauf, die kurzen Kontaktlängen sind jedoch nicht in Übereinstimmung mit den TEM-Aufnahmen in Kap. 6.6.

Die in dieser Arbeit hergestellten SNS-Kontakte zeigen eine weitgehend lineare Temperaturabhängigkeit. Dieses lineare Verhalten ist typisch für eine

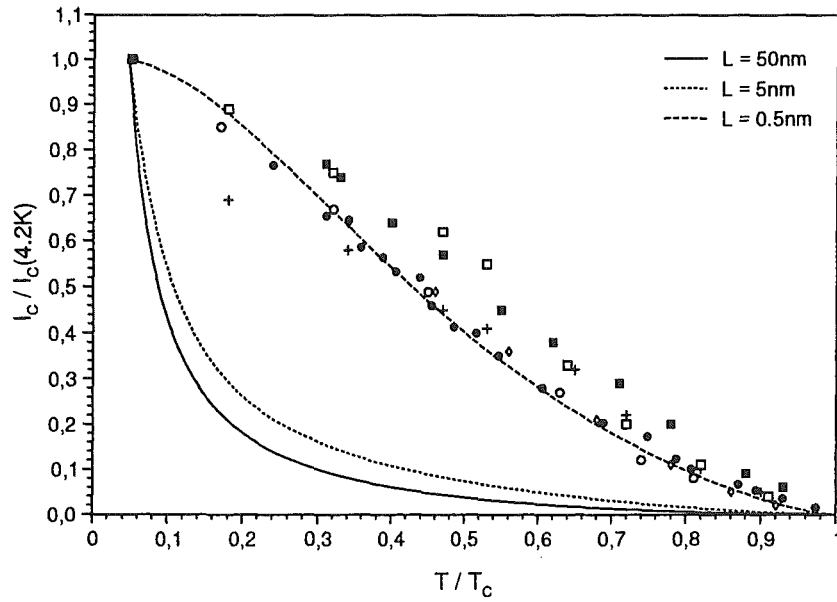


Abbildung 7.28: $I_C(T)$ eines HTSL-SINS-Kontaktes nach [69] für verschiedene Dicken der Metallbarriere. Die Punkte bezeichnen die Meßdaten aus Abb. 7.14.

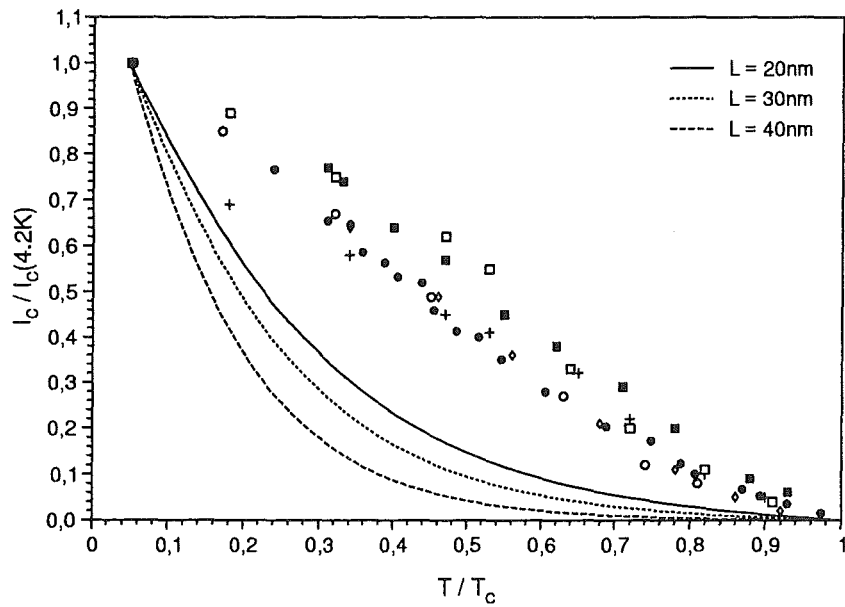


Abbildung 7.29: Temperaturabhängigkeit des kritischen Strom im clean limit in normierten Einheiten. Die Punkte bezeichnen die Meßdaten aus Abb. 7.14.

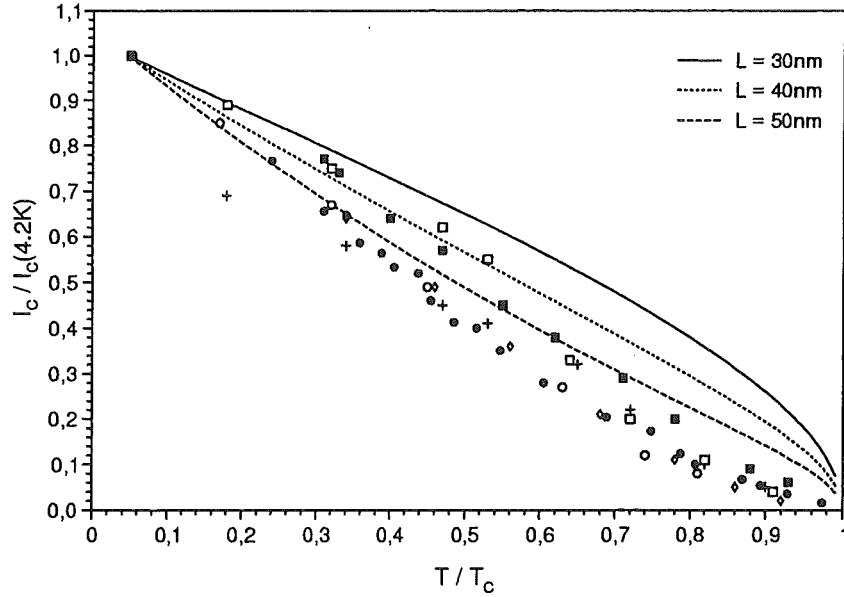


Abbildung 7.30: $I_C(T)$ für einen ScS'-Kontakt für verschiedene Kontaktlängen d . Die Punkte bezeichnen die Meßdaten aus Abb. 7.14.

ganze Reihe von HTSL-Josephson-Kontakten. Es wurde sowohl bei Korngrenzkontakten, als auch bei verschiedenen anderen SNS-Kontakten mit Au und Ag Barriere, und bei Kantenkontakten mit $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ und CaRuO_3 Barrieren gefunden [109].

Aus dem Ausdruck für das Verhältnis von Excess- zu kritischem Strom für den ScS' Kontakt Gl. 7.6 und dem Excess-Strom $I_{ex} = (\Delta_1 + \Delta_2)/R_N \cdot \langle \alpha D^2 \rangle / \langle \alpha D \rangle$ läßt sich der kritische Strom im ScS' Modell berechnen:

$$I_C = \frac{\Delta_1 \eta}{R_N(1 + \eta)} \ln \left(\frac{4(1 + \eta)^2}{\eta} \right). \quad (7.7)$$

Abb. 7.30 zeigt die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms für einen ScS' Kontakt. Die Form der Kurven hängt nur von der Kontaktlänge L ab. Bei Kontaktlängen von 40nm–50nm ist die Temperaturabhängigkeit annähernd linear. Diese Kontaktlängen entsprechen ca. $L \approx \xi_N$ bei 4.2K und sind in etwa im Einklang mit den TEM Aufnahmen 6.11.

Von den betrachteten Modellen läßt sich das ScS'-Modell am leichtesten (d.h. ohne die Annahme von wenig plausiblen Werten für die Kontaktlänge) mit den gemessenen Temperaturverläufen in Einklang bringen. Das SINIS-Modell (Abb. 7.27) erfordert zusätzlich noch die Annahme eines kleinen Wertes von γ_b d.h. einer hohen Grenzflächentransparenz, was einen pathologischen Grenzfall des Modells darstellt.

Kapitel 8

Messung der dynamischen Eigenschaften

Messungen der dynamischen Eigenschaften sind zum einen Messungen bei zeitlich veränderlichem Speisestrom. Zusätzlich zu einem DC Speisestrom wird ein Mikrowellensignal der Frequenz ω eingestrahlt, so daß der Speisestrom $I = I_{DC} + I_{RF} \sin(\omega t)$ ist. Zum anderen fällt bei konstantem Speisestrom I_{DC} infolge des AC Josephson-Effektes eine Wechselspannung mit Frequenzen im Mikrowellenbereich ab. Dadurch wird ein Mikrowellensignal abgestrahlt, das auch direkt detektiert werden kann.

8.1 Strom-Spannungskennlinien

Auch an den Proben, die zur Messung unter Mikrowelleneinstrahlung verwendet wurden, wurden zunächst die Strom-Spannungskennlinien mit DC-Speisestrom gemessen, um den normalleitenden Widerstand und den Excess-Strom zu kennen. Der Widerstand R_N wird benötigt um die charakteristische Spannung V_C und die entsprechende Frequenz der Josephson-Oszillationen zu berechnen.

Abb. 8.1 zeigt zwei Beispiele von I/U-Kennlinien ohne Mikrowelleneinstrahlung. Die Bestimmung des Excess-Stroms bei der ersten Probe (#5) wird erschwert durch die Krümmung der Kennlinie im resistiven Teil. Dadurch läßt sich der Normalwiderstand schwer bestimmen. Abb. 8.1 zeigt drei Möglichkeiten: a) und c) verwenden Fits des linearen Teils der Kennlinie im Bereich niedriger bzw. hoher Spannungen, während b) den Widerstand bei vollständiger Unterdrückung des Suprastroms durch Mikrowelleneinstrahlung benutzt. Der resultierende Excess-Strom liegt bei $0.78I_C$, $0.91I_C$ und $1.1I_C$. Bei der zweiten Probe (#1) in Abb. 8.1 ist der mit Mikrowellenunterdrückung gemessene Widerstand identisch mit dem aus dem Fit an die Kennlinie, und der Excess-Strom liegt bei $0.52I_C$.

Der höhere relative Excess-Strom läßt erwarten, daß die Andreev Reflexion bei Probe #5 eine größere Rolle spielt, und damit auch die Abweichungen vom dynamischen Tunnelkontakt- (RSJ) Verhalten ausgeprägter sein werden.

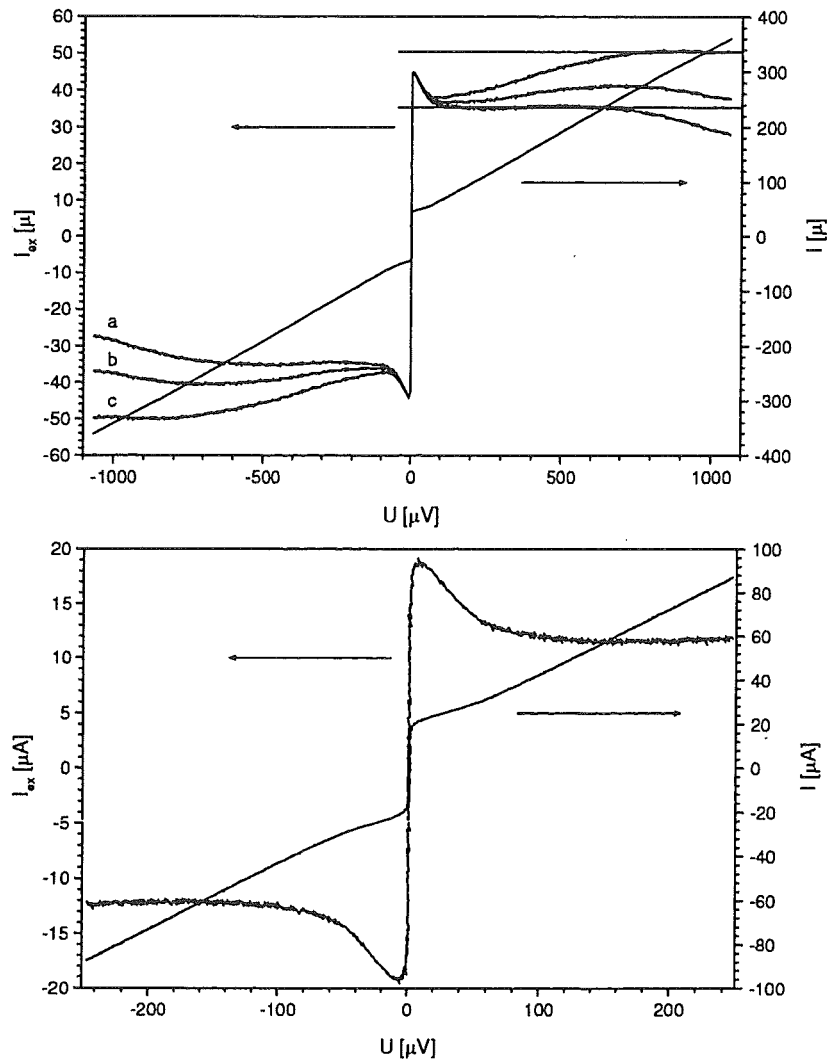


Abbildung 8.1: I/U-Kennlinien und Excess-Strom von Proben für Messungen unter Mikrowelleneinstrahlung. Oben: Excess-Strom unter der Annahme a) $R_N = 3.4\Omega$, b) $R_N = 3.3\Omega$, c) $R_N = 3.2\Omega$. Die horizontalen Hilfslinien markieren den linearen Bereich der Excess-Strom-Kennlinie.

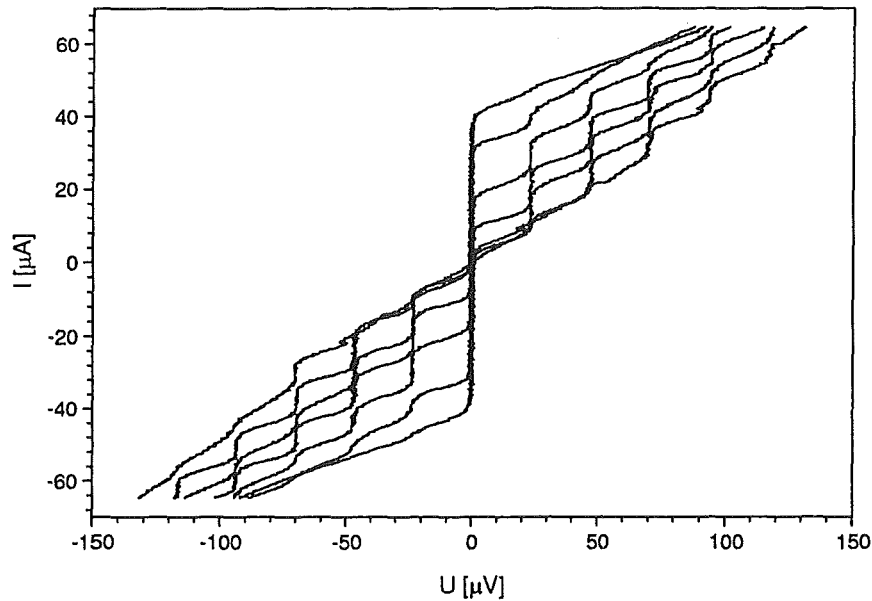


Abbildung 8.2: I/U-Kennlinien unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $\omega = 11.355\text{GHz}$ bei verschiedenen RF Leistungen.

8.2 Absorption von Mikrowellen

8.2.1 Messungen

Abb. 8.2 zeigt die I/U-Kennlinien von Probe #5 aus Abb. 8.1 bei verschiedenen Leistungen der eingestrahlten Mikrowelle. Die Mikrowellenfrequenz beträgt $\omega = 11.355\text{GHz}$, bei einer charakteristischen Spannung $V_C = 148\mu\text{V}$ ergibt sich damit $\Omega = \omega/\omega_C = 0.16$. Es bilden sich Shapiro-Stufen bei den Spannungen $V_n = n\omega\hbar/2e$ aus.

Die Abhängigkeit der Stufenhöhe von der eingestrahlten Leistung wurde bei verschiedenen Frequenzen untersucht. Zur besseren Vergleichbarkeit mit theoretischen Rechnungen wird die in dbm angegebene Leistung P_{RF} in einen Strom umgerechnet $I_{RF} \propto \exp((P_{RF} \ln 10)/20)$. Wegen der unbekannten Ankopplung der Probe an die Antenne ist der absolute RF Strom durch die Probe unbekannt. In Abb. 8.3 ist die Abhängigkeit der Stufenhöhe der nullten (krit. Strom) und ersten Stufe bei 11.355GHz dargestellt. Bei 90.72GHz (Abb. 8.4) treten zusätzlich subharmonische Stufen auf, die nicht wie die ganzzahligen Stufen mit dem RF Strom oszillieren, sondern nach Erreichen eines Maximums wieder verschwinden. Das gleiche Verhalten zeigt Probe #1 bei $\Omega = 2.93$ in Abb. 8.5. Die erste Stufe erreicht hier fast die Höhe des kritischen Stroms.

8.2.2 Diskussion

Ein Modell für die dynamischen Eigenschaften des SNS-Kontaktes sollte die Kurve in Abb. 8.3, 8.4 vollständig beschreiben. Das RSJ-Modell kann dies für Probe #5 bei $\Omega = 1.27$ offenbar nicht leisten, da a) die erste Stufe die Höhe

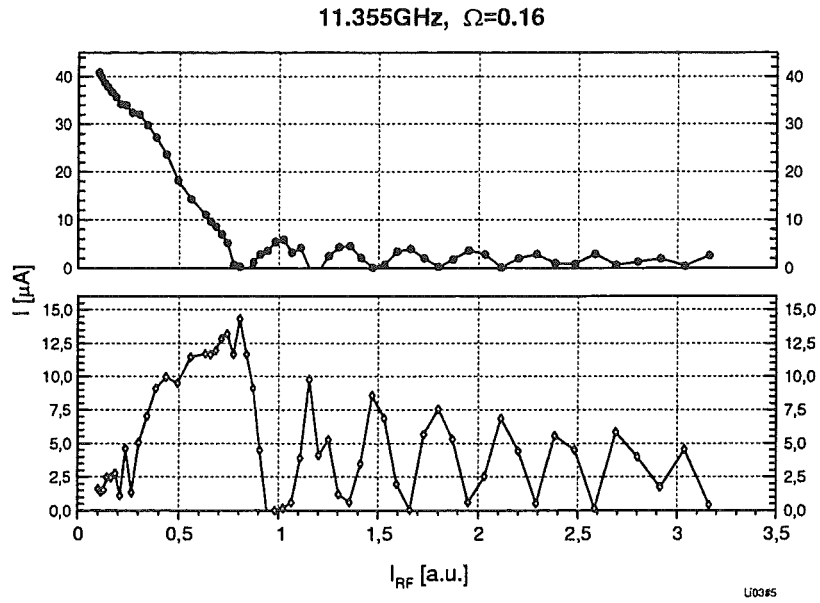


Abbildung 8.3: Höhe der Shapiro-Stufen in Abhängigkeit vom RF Strom für die nullte und erste Stufe von #5.

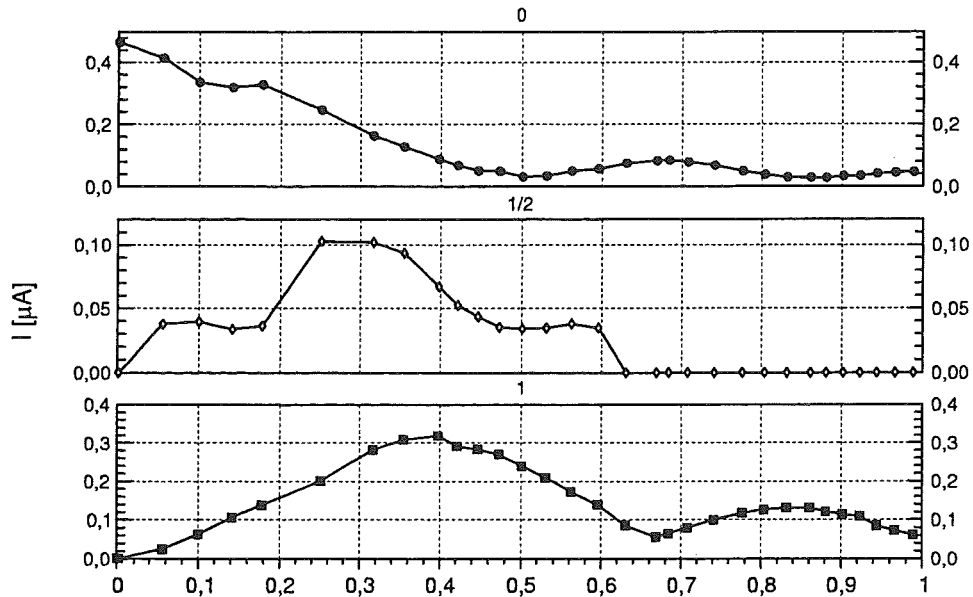


Abbildung 8.4: Höhe der Shapiro-Stufen in Abhängigkeit vom RF Strom für die nullte, erste und erste halbzahlige Stufe von #5 bei 90.27GHz, $\Omega = 1.27$.

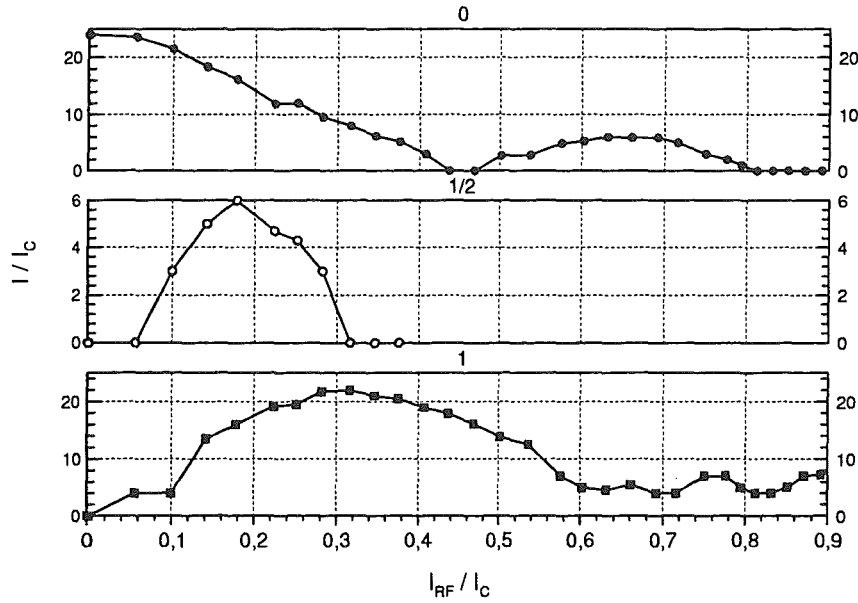


Abbildung 8.5: Höhe der Shapiro-Stufen in Abhängigkeit vom RF Strom für die nullte, erste und erste halbzahlige Stufe von #1 bei $\Omega = 2.93$. Die $1/2$. Stufe oszilliert nicht, sondern verschwindet nach Erreichen des Maximums.

des kritischen Stroms erreichen müßte und b) im RSJ-Modell keine subharmonischen Stufen auftreten. Auch das RCSJ-Modell (für kapazitiv geshuntete Kontakte) trifft nicht zu, da hier die subharmonischen Stufen ebenfalls oszillieren und die erste Stufe sogar den kritischen Strom übersteigt (Abb. 8.6).

Es ist daher zu überprüfen, inwieweit das TDGL-Modell als Verallgemeinerung des RSJ-Modells¹ die Messungen besser beschreibt. Unglücklicherweise ist ein regelrechtes Anfitzen den Parameter Ω , u , L an die gemessenen Kurven wegen der benötigten Rechenzeit nicht möglich. Die Berechnung einer Kennlinienschar, wie sie für die Berechnung einer Kurve wie Abb. 8.3 nötig ist, dauert auf einer schnellen Workstation ca. einen Tag. Für einen Fit sind aber leicht einige 10 Iterationen nötig. Es kann daher nur versucht werden durch gutes Raten der richtigen Parameter und unter Berücksichtigung der aus Kap. 5 bekannten Abhängigkeiten des Modell von den Parametern zu zeigen, daß das Modell besser als das RSJ-Modell paßt, und in welcher Richtung die Parameter verändert werden müssen, um eine gute Beschreibung der Meßdaten zu erhalten.

Um die Zahl der variierten Parameter zu reduzieren, wird davon ausgegangen, daß die gemessenen Werte für das $I_C R_N$ Produkt korrekt sind, und daher auch die charakteristische Frequenz ω_C bekannt ist. Ω wird daher als bekannt und fest angesehen.

Für die Probe #5 bei 11.355GHz, $\Omega = 0.16$ ist ein Vergleich von TDGL- und RSJ-Modell mit den Meßdaten der nullten Stufe in Abb. 8.7 dargestellt. Die Parameter für die TDGL-Rechnung sind: $u = 12$, $L = \xi$. Die y-Achse ist

¹Die TDGL-Gleichungen gehen für $u \rightarrow 0$ in die GL Gleichungen über, und aus diesen läßt sich für $L \ll \xi$ das RSJ-Modell ableiten.

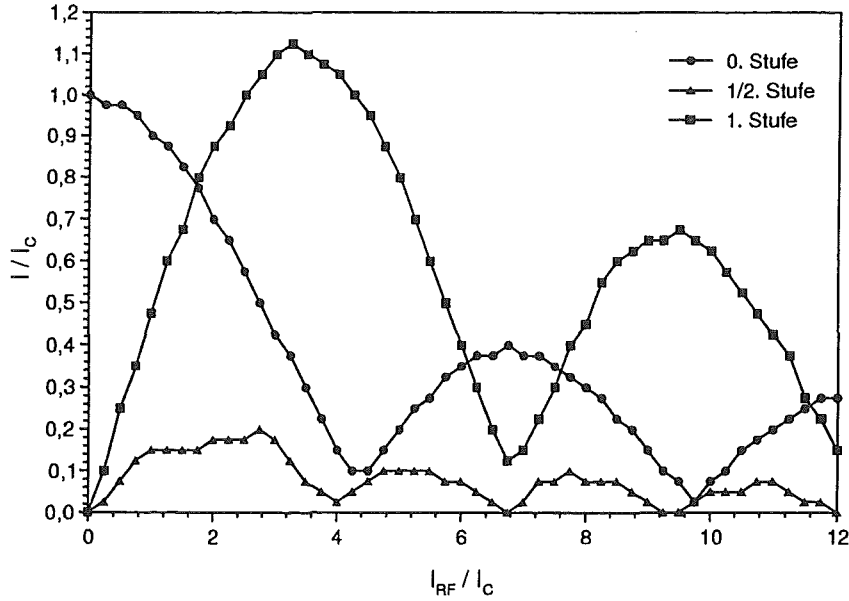


Abbildung 8.6: Höhe der Shapiro-Stufen im RCSJ-Modell mit $\beta_C = 0.75$ für $\Omega = 1.27$.

auf $I_C = 1$ skaliert, die x -Achse auf die Lage des ersten Minimums der nullten Stufe.

Die RSJ-Rechnung zeigt bzgl. der Periodenlänge der Oszillationen beträchtliche Abweichungen von den Meßdaten. Die TDGL-Rechnung gibt die Periodenlänge korrekt wieder und die Abweichung in der Höhe der Oszillationen ist nicht größer als beim RSJ-Modell. Ein geringfügige Vergrößerung von L würde die Höhe der Oszillationen deutlich reduzieren, ohne die Periodenlänge stark zu beeinflussen, aber auch so ist zu erkennen, daß das TDGL-Modell in diesem Fall eine deutlich bessere Beschreibung liefert.

Die TDGL-Berechnungen für $\Omega = 1.27$ und $u = 12$, $L = \xi$ sind in Abb. 8.8 für die 0., 1/2. und 1. Stufe dargestellt. Die Höhe der 1/2. Stufe erreicht nicht die Höhe der gemessenen Stufe. Die stufenartige Struktur der Kurve in Abb. 8.8 kommt von der begrenzten Auflösung der Stromschritte bei der Berechnung der Kennlinien. Die 1/2. Stufe oszilliert nicht wie im RCSJ-Modell sondern erreicht ein Maximum und verschwindet wieder.

Tabellen mit Vergleichswerten der Periodenlängen von RSJ-, RCSJ- und TDGL-Modell zu den Meßdaten von Probe #5 sind in Tab. 8.1, 8.2 aufgestellt. Ein Vergleich zwischen Tab. 8.1 und 8.2 ergibt, daß das TDGL Modell mit $L = 1.25$ die beste Übereinstimmung aufweist. Der Vergleich der Stufenhöhen findet sich in Tab. 8.3. Die gemessenen Werte liegen im Bereich des TDGL Modells für $1.0 < L < 1.25$.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das TDGL-Modell den Kontakt deutlich besser beschreibt als das RSJ-bzw. RCSJ-Modell. Es wurden auch Kontakte gemessen, die dem RSJ Modell deutlich besser entsprechen als die Probe #5. Die 1. Stufe von Probe #1 erreicht bei $\Omega = 2.93$ annähernd den kritischen Strom, was im TDGL-Modell nicht erwartet wird. Diese Probe hat jedoch mit

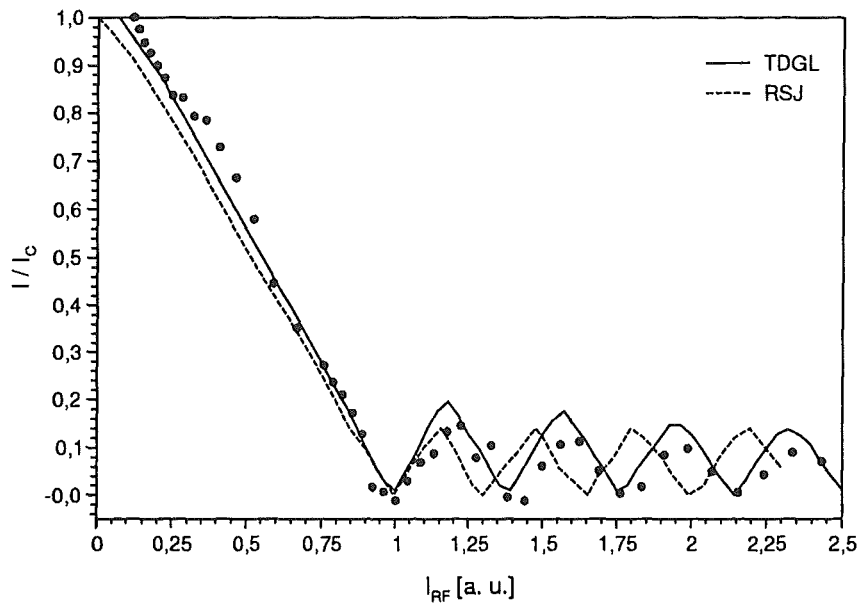


Abbildung 8.7: Vergleich von RSJ- und TDGL-Modell mit gemessenen Shapiro-Stufen für $\Omega = 0.16$. Die Parameter der TDGL-Rechnung sind: $u = 12$, $L = \xi$.

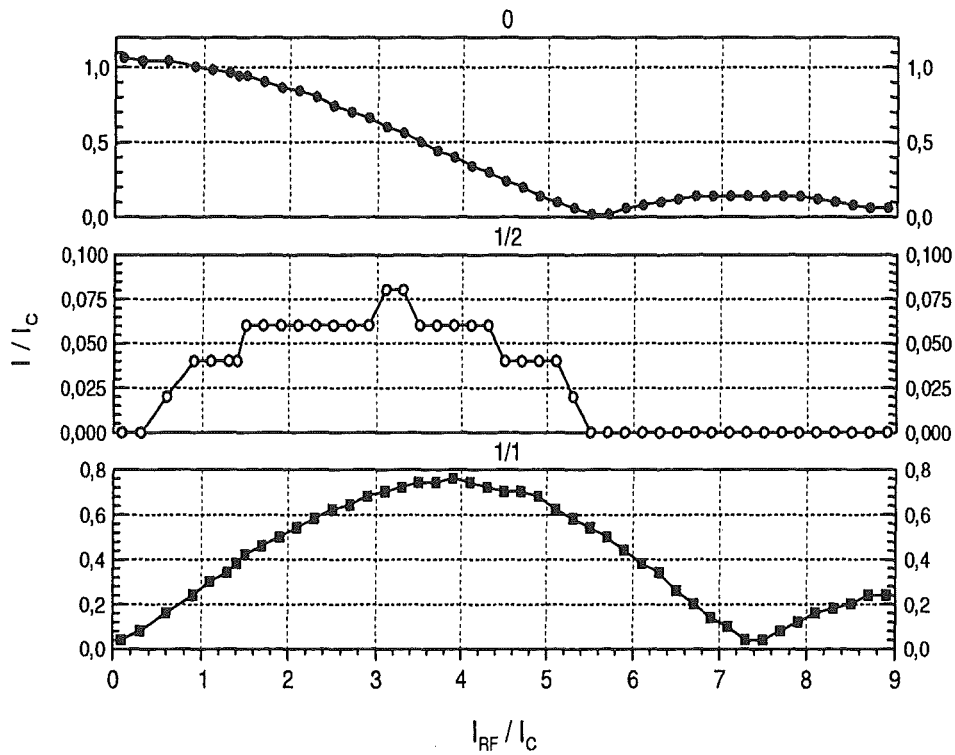


Abbildung 8.8: TDGL-Berechnung der Shapiro-Stufen Höhen für $\Omega = 1.27$, $u = 12$, $L = \xi$.

Tabelle 8.1: Vergleich der Periodenlängen der Oszillation der 0., 1/2., und 1. Stufe mit dem RSJ-bzw. RCSJ-Modell für $\Omega = 1.27$. Es ist jeweils die Lage des 1. und 2. Minimums angegeben.

	Probe #5		RSJ		RCSJ	
Stufe	1. Min.	2. Min.	1. Min.	2. Min.	1. Min.	2. Min.
0	1.0	1.72	1.0	2.2	1.0	2.2
1/2	1.0	-	-	-	0.9	1.5
1	1.33	2.0	1.6	2.8	1.5	2.7

- Oszillation nicht vorhanden

Tabelle 8.2: Vergleich der Periodenlängen der Oszillation der 0., 1/2., und 1. Stufe mit dem TDGL-Modell für $\Omega = 1.27$. Es ist jeweils die Lage des 1. und 2. Minimums angegeben.

	Probe #5		TDGL $L = 1.0$		TDGL $L = 1.25$	
Stufe	1. Min.	2. Min.	1. Min.	2. Min.	1. Min.	2. Min.
0	1.0	1.72	1.0	1.6	1.0	1.6
1/2	1.0	-	1.0	-	1.0	-
1	1.33	2.0	1.5	*	1.3	1.8

- Oszillation nicht vorhanden, * nicht berechnet

$I_{ex} = 0.52I_C$ einen deutlich geringeren Excess-Strom, d.h. der weak link Charakter ist weniger stark ausgeprägt. Dies bedeutet jedoch nicht, daß das TDGL-Modell auf diese Proben nicht anwendbar wäre. Das RSJ-Modell stellt lediglich einen Spezialfall des TDGL-Modells dar, der jedoch bei SNS-Kontakten nicht immer erfüllt ist.

Tabelle 8.3: Vergleich der Stufenhöhen in verschiedenen Modellen mit den Meßdaten von Probe #5 bei $\Omega = 1.27$. $I_{1,max}$ ist die max. Höhe der 1. Stufe, $I_{0,1}$ ist das 1. Nebenmaximum der 0. Stufe.

	Probe #5	RSJ	RCSJ	TDGL $L = 1$	TDGL $L = 1.25$
$I_{1,max}/I_C$	0.66	1.0	1.14	0.72	0.52
$I_{0,1}/I_C$	0.17	0.35	0.4	0.12	0.075

8.3 Emittierte Strahlung und Linienbreite

Die durch den AC Josephson-Effekt hervorgerufene hochfrequente Wechselspannung kann auch als emittierte Mikrowellenstrahlung direkt gemessen werden. Diese Messungen wurden am ISI von G. Kunkel durchgeführt, der experimentelle Aufbau ist in [55] beschrieben. Die Messungen erfolgen bei einer festen Frequenz $\omega = 11\text{GHz}$ und es wird die empfangene Leistung als Funktion des Speisestroms bzw. der am Kontakt abfallenden DC Spannung gemessen.

Das bei 60K gemessene Mikrowellensignal zusammen mit der gleichzeitig gemessenen I/U Kennlinie ist in Abb. 8.9 dargestellt. Das Maximum des Signals

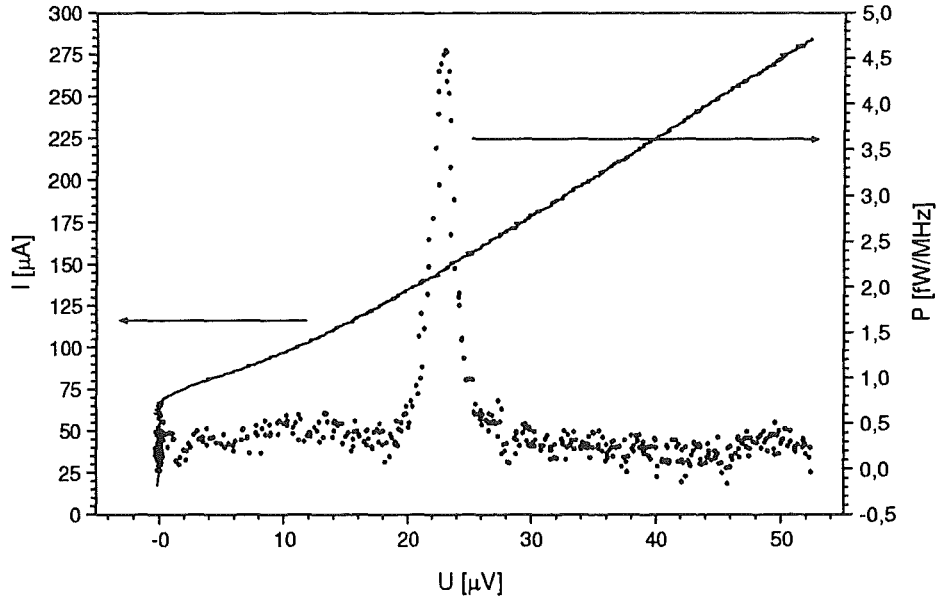


Abbildung 8.9: Strahlungsemission und I/U Kennlinie bei 60K.

liegt bei der Spannung $V = \hbar\omega/2e$. Die Linienform lässt sich durch eine Lorentz-Linie anfitten, was die gute Abschirmung externer Störquellen zeigt.

Die Linienbreite hängt ab vom differentiellen Widerstand am Arbeitspunkt und der niederfrequenten Spektraldichte des Stromrauschens [13]:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} \right)^2 R_d^2 S_I'(0). \quad (8.1)$$

Abb. 8.10 zeigt einen Vergleich der Temperaturabhängigkeit der gemessenen Linienbreite mit der unter Benutzung des gemessenen differentiellen Widerstandes berechneten Linienbreite [55].

Für hohe Temperaturen ist die Übereinstimmung mit den aus dem RSJ-Modell berechneten Werten gut. Mit abnehmender Temperatur und steigendem kritischen Strom nimmt die elektrische Breite w/λ_J zu. Oberhalb von $w/\lambda_J > 4$, d.h. im Regime des breiten Kontaktes bricht die Übereinstimmung mit der Theorie ab und die Linienbreite (und damit das Rauschen) wird signifikant größer als im RSJ-Modell. Eine Erklärung ist bisher nicht gefunden.

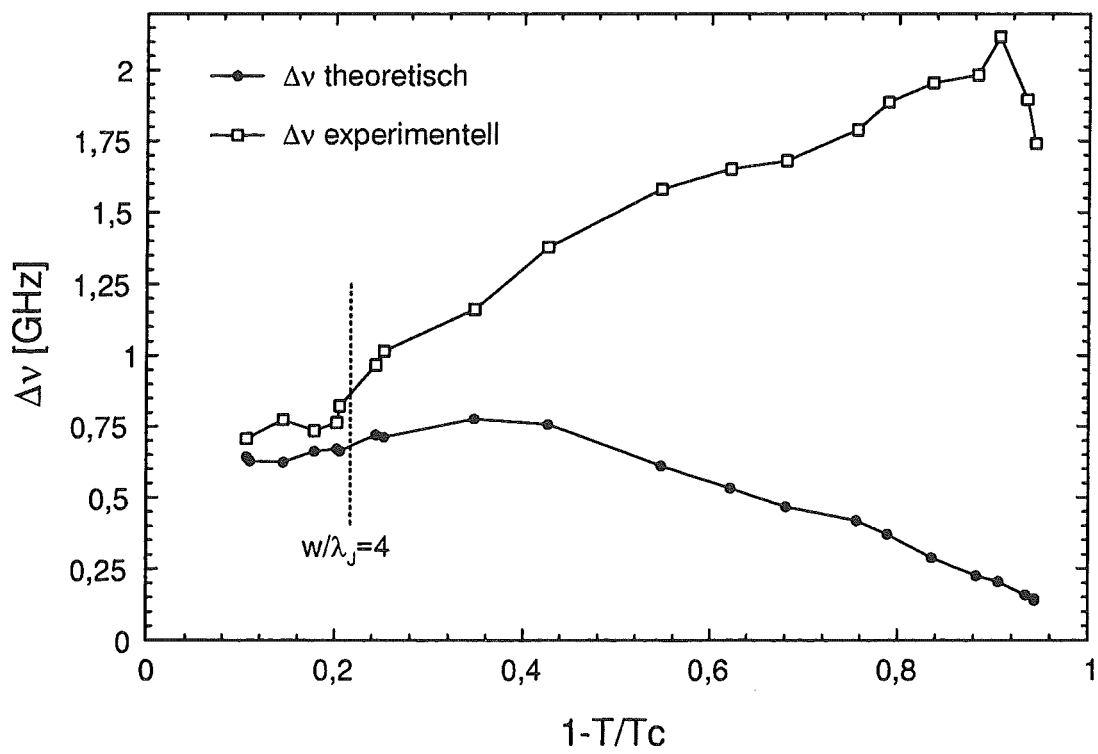


Abbildung 8.10: Linienbreite als Funktion der Temperatur. Links der gestrichelten Linie befindet sich das Regime des schmalen Kontaktes.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit ist ein besseres Verständnis der stationären und dynamischen Eigenschaften von SNS-Kontakten mit Normalmetall-Barriere. In technologischer Hinsicht konnte eine Verbesserung der Herstellungsmethode dieser Kontakte erreicht werden.

Der Supraleiter der Kontakte ist YBCO, als Edelmetall wird Gold verwendet. Die bekannte Herstellungstechnologie wird erweitert zu einem Verfahren, daß die geometrische Beschränkung für die relative Anordnung der SNS-Kontakte auf einem Chip, die durch die gerichtete Abscheidung des YBCO Films gegeben ist, aufhebt. Gleichzeitig erhöht das neue Verfahren die Zuverlässigkeit der Trennung der Elektroden, die beim ursprünglichen Verfahren nicht immer gegeben war.

Bei dem neuen Verfahren erfolgt die Trennung der Elektroden nicht mehr wie bisher durch den Schatteneffekt der Substratstufe sondern durch die Beschichtung der Stufenflanke mit einem epitaxieverhindernden Material wie kalt gesputtertem MgO. Dadurch wird verhindert, daß auf der Stufenflanke aufwachsendes YBCO supraleitende Eigenschaften ausbildet.

Die *in situ* Herstellung der SNS-Kontakte erfolgte durch off-axis Magnetron Sputtern des YBCO Films und on-axis Magnetron Sputtern des Goldfilms. Zur Verhinderung von Kurzschlüssen über die Stufe durch Ausscheidungen auf der YBCO Filmoberfläche wurde ein Strukturierungsverfahren für die Substratstufe entwickelt, daß eine hohe Qualität der Substratstufe bei gleichzeitig minimaler Störung der Substratoberflächen gewährleistet.

Die resultierenden Filme auf strukturierten Substraten wurden durch Röntgendiffraktometrie und in Zusammenarbeit mit dem Institut für Mikrostruktur-Forschung durch Transmissions-Elektronen-Mikroskopie (TEM) untersucht. Die röntgendiffraktometrische Untersuchung zeigte eine gute Kristallinität der Filme. Aus der TEM-Untersuchung kann auf einen Abstand der YBCO Elektroden von ca. ein bis zwei Kohärenzlängen in der Goldbarriere geschlossen werden.

Durch Testproben wurde verifiziert, daß die hergestellten Kontakte tatsächlich nur mit der Goldbarriere Supraleitung zeigen, d.h. die Funktion der Kontakte beruht nicht auf supraleitenden Kurzschlüssen über die Stufe.

Nach der *in situ* Herstellung ist der gesamte Chip mit Gold bedeckt, davon wird zur Funktion des Kontaktes jedoch nur das Material zwischen den Elek-

troden benötigt. Durch Ionenstrahlätzen unter einem Winkel von 45° konnte das überflüssige Gold entfernt werden. Der normalleitende Widerstand konnte dadurch um einen Faktor zwischen 4 und 8 erhöht werden, bei gleichzeitig nur wenig reduziertem kritischen Strom.

Die Josephson-Kontakte zeigen kritische Ströme bis zu ca. 4.4mA bei 4.2K und Widerstände bis zu ca. 10Ω . Die charakteristische Spannung erreicht Werte bis zu 8.8mV bei 4.2K. Der normalleitende Widerstand hängt nicht von der Temperatur ab, die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms ist annähernd linear mit kritischen Temperaturen bis über 80K. Messungen des kritischen Strom im Magnetfeld ergaben nur eine geringe Modulationstiefe und zeigen eine Inhomogenität der Stromdichte im sub- μm Bereich.

Die Kontakte zeigen einen temperaturabhängigen Excess-Strom in der Größenordnung des kritischen Stroms. Das Verhältnis von Excess-Strom zu kritischem Strom bleibt über den gesamten Temperaturbereich annähernd konstant.

Aufgrund der hohen Widerstände bei gleichzeitig hohen kritischen Strom, der Inhomogenität der Stromdichte und der Präsenz eines Excess-Stroms wird ein Modell entwickelt, das auf dem Supraleiter-Constriction-Supraleiter (ScS') Modell von Zaitsev aufbaut. Die SN-Grenzfläche wird darin als für den Suprastrom weitgehend nicht-transparent mit mehreren kleinen hoch transparenten Stellen beschrieben. Die transparenten Stellen sind die Kanäle für den Suprastrom, der durch Andreev-Reflexion vermittelt wird. Die bessere der beiden ungleichen SN-Grenzflächen wird zur Vereinfachung mit dem Goldfilm zu einem Proximity Sandwich zusammengefaßt. Als „weak link“ wirken die geometrischen Verengungen in der anderen SN-Grenzfläche. Auf diese läßt sich das ScS'-Modell anwenden. In diesem Modell kann die relative Höhe des Excess-Stroms sowie dessen Temperaturabhängigkeit und die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms in Übereinstimmung mit dem Experiment berechnet werden.

An den SNS-Kontakten wird die Emission und Absorption von Mikrowellenstrahlung gemessen. Bei Einstrahlung von Mikrowellen werden Shapiro-Stufen beobachtet und deren Abhängigkeit von der eingestrahlten Leistung gemessen. Die Leistungsabhängigkeit läßt sich mit dem RCSJ-Modell nicht zufriedenstellend erklären. Aufgrund der Rolle, die die Andreev-Reflexion an der SN-Grenzfläche spielt wird ein dynamisches Modell verwendet, daß der Umwandlung von Cooper-Paar Strom in Quasiteilchen-Strom in der Barriere Rechnung trägt. Dieses Modell der zeitabhängigen Ginzburg-Landau Gleichungen beschreibt die gemessene Leistungsabhängigkeit der Shapiro-Stufen deutlich besser.

Ausblick

Die Frage nach dem optimalen HTSL-Josephson-Kontakt ist nach wie vor unbeantwortet. SNS-Kontakte mit Edelmetallbarriere weisen einige Vorteile wie die relativ einfache Herstellung und die großen erreichbaren kritischen Spannungen auf. Sie zeigen jedoch das gleiche Problem wie fast alle anderen HTSL-Josephson-Kontakte mit Ausnahme der Bi-Kristall-Kontakte: die große Streuung der Parameter und die schlechte Reproduzierbarkeit.

Eine detaillierte Untersuchung der einzelnen SN-Grenzflächen könnte zeigen

welches die Ursachen der Inhomogenitäten und damit der Parameterstreuung sind. Die Vorstellung, daß die SN Grenzfläche immer eine hohe Potentialbarriere mit starker Unterdrückung des Ordnungsparameters aufweisen muß, kann nicht mehr aufrechterhalten werden. Es stellt sich die Frage nach der Ursache für die hoch transparenten Stellen in der Grenzfläche, die die Andreev-Reflexion und den Excess-Strom ermöglichen. Gelingt es, die Ausbildung dieser Stellen zu kontrollieren, sind die SNS-Kontakte aussichtsreiche Kandidaten für eine HTSL Josephson-Kontakt Technologie.

Weiterhin muß untersucht werden, ob die dynamischen Eigenschaften, die eher einem weak link als einem geschunteten Tunnelkontakt entsprechen, dem Einsatz in Josephson Schaltungen abträglich sind. Die aus der Tieftemperatur-supraleitung bekannten Schaltungen wie z.B. die RSFQ-Logikfamilie wurde unter der Annahme des RCSJ-Modells entwickelt und es muß erst untersucht werden, ob die Leistungsfähigkeit und die Parameter Margen bei Verwendung von „weak links“ erhalten bleiben.

Literaturverzeichnis

- [1] J. G. Bednorz und K. A. Müller, Z. Phys. B **64**, 189 (1986).
- [2] R. J. Cava, R. B. V. Dover, B. Batlogg, und E. A. Rietmann, Phys. Rev. Lett. **58**, 408 (1987).
- [3] M. K. Wu et al., Phys. Rev. Lett. **60**, 1174 (1987).
- [4] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fuhumota, und T. Asano, Jap. J. Appl. Phys. Lett. **27**, 209 (1988).
- [5] R. M. Hazen et al., Phys. Rev. Lett. **60**, 1174 (1988).
- [6] S. N. Putilin, E. V. Antipov, O. Chmaissen, und M. Marezio, Nature **362**, 226 (1993).
- [7] C. W. Chu et al., Nature **365**, 323 (1993).
- [8] R. P. Sharma, F. J. Rotella, J. D. Jorgensen, und L. E. Rehn, Physica C **174**, 409 (1991).
- [9] S. Massida, J. Yu, K. T. Park, und A. J. Freeman, Physica C **176**, 159 (1991).
- [10] J. Halbritter, P. Walk, J. H. Mathes, B. Haeuser, und H. Rogalla, Z. Phys. B **73**, 277 (1988).
- [11] J. Halbritter, Phys. Rev. B **46**, 14861 (1992).
- [12] B. D. Josephson, Phys. Lett. **1**, 251 (1962).
- [13] K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*, Gordon and Breach, 1986.
- [14] A. Barone und G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, Wiley & Sons, 1982.
- [15] S. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **11**, 80 (1963).
- [16] W. C. Stewart, Appl. Phys. Lett **12**, 277 (1968).
- [17] D. E. McCumber, Appl. Phys. Lett. **12**, 3113 (1968).

- [18] J. R. Waldram, A. B. Pippard, und J. Clarke, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. **268**, 265 (1970).
- [19] M. Y. Kupriyanov und K. K. Likharev, Sov. Phys. Usp. **33**, 340 (1990).
- [20] R. W. Simon et al., *Science and Technology of Thin Film Superconductors* 2, Kapitel Progress towards a YBCO circuit process, Plenum Press, 1990.
- [21] K. Herrmann et al., Supercond. Sci. & Techn. **4**, 583 (1991).
- [22] C. L. Jia et al., Physica C **196**, 211 (1992).
- [23] M. Siegel et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **3**, 2369 (1993).
- [24] D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, und F. K. L. Gous, Phys. Rev. Lett. **61**, 219 (1988).
- [25] D. Dimos, P. Chaudhari, und J. Mannhart, Phys. Rev. B **41**, 4038 (1990).
- [26] R. Gross, P. Chaudhari, M. Kawasaki, und A. Gupta, IEEE Trans. Magn. **27**, 3227 (1991).
- [27] K. Char et al., Appl. Phys. Lett. **58**, 2177 (1991).
- [28] K. Char et al., Appl. Phys. Lett. **59**, 733 (1991).
- [29] L. P. Lee, K. Char, M. S. Colclough, und G. Zaharchuk, Appl. Phys. Lett. **59**, 3051 (1991).
- [30] X. D. Wu, L. Luo, R. E. Muenchhausen, R. N. Springer, und S. Foltyn, Appl. Phys. Lett. **60**, 1381 (1992).
- [31] T. Takami et al., Jpn. J. Appl. Phys. **31**, L246 (1992).
- [32] A. I. Braginski, *The New Superconducting Electronics*, Kapitel Thin Film Structures, Kluwer Academic Pub., 1993.
- [33] R. P. Robertazzi, R. H. Koch, R. B. Laibowitz, und W. J. Gallagher, Appl. Phys. Lett. **60**, 711 (1992).
- [34] K. Char, M. S. Coclough, T. H. Geballe, und K. E. Myers, Appl. Phys. Lett. **62**, 196 (1993).
- [35] B. D. Hunt, M. C. Foote, und L. J. Bajuk, Appl. Phys. Lett. **59**, 982 (1991).
- [36] Y. Boguslavskij et al., private mitteilung, 1991.
- [37] J. Gao et al., Appl. Phys. Lett. **53**, 2675 (1991).
- [38] J. Gao et al., J. Appl. Phys. **72**, 575 (1992).
- [39] D. K. Chin und T. van Duzer, Appl. Phys. Lett. **58**, 753 (1991).
- [40] E. Polturak et al., Phys. rev. Lett. **67**, 3038 (1991).

- [41] M. G. Forrester, J. Talvacchio, und J. R. Gavaler, *IEEE Trans. Mag.* **27**, 3098 (1991).
- [42] B. Ghyselen et al., *Physica C* **198**, 215 (1992).
- [43] M. S. Wire et al., *IEEE Trans. Mag.* **27**, 3106 (1991).
- [44] K. J. Kirk, G. B. Donaldson, R. M. Bowman, und A. Cochran, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3**, 2393 (1993).
- [45] M. S. DiIorio et al., *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2552 (1991).
- [46] R. H. Ono et al., *Appl. Phys. Lett.* **59**, 1126 (1991).
- [47] R. H. Ono et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3**, 2389 (1992).
- [48] N. Missert, T. E. Harvey, R. H. Ono, und C. D. Reintsema, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1690 (1993).
- [49] N. Missert et al., *ASC 94* (1994).
- [50] M. S. DiIorio et al., in *ASC 92*, 1992.
- [51] R. Wunderlich, C. Francke, J. Langer, B. Meyer, und J. Müller, *Proceedings, EUCAS* (1993).
- [52] Z. W. Dong, P. Hadley, und J. E. Mooij, in *Proceedings M²S-HTSC IV*, 1994.
- [53] P. A. Rosenthal, E. N. Grossman, R. H. Ono, und L. R. Vale, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1984 (1993).
- [54] P. A. Rosenthal und E. N. Grossmann, in *4th Int. Symp. THz Techn.*, 1993.
- [55] G. Kunkel et al., *Supercond. Sci. Technol.* **7**, 313 (1994).
- [56] B. Meyer, M. Ghosh, R. Wunderlich, und J. Müller, in *Proceedings, Eucas*, 1993.
- [57] K. K. Likharev, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 101 (1979).
- [58] G. Deutscher und P. G. de Gennes, *Superconductivity*, Kapitel Proximity Effects, Dekker, New York, 1966.
- [59] G. Deutscher, *Physica C* **185-189**, 216 (1991).
- [60] G. Deutscher und R. W. Simon, *J. Appl. Phys.* **69**, 4137 (1991).
- [61] M. Y. Kupriyanov und K. K. Likharev, *IEEE Trans. Mag.* **27**, 2460 (1991).
- [62] M. C. Foote, B. D. Hunt, und L. Bajuk, *IEEE Trans. Mag.* **27**, 1335 (1991).

- [63] R. Dömel, *Untersuchung der Transporteigenschaften von SNS-Kontakten mit SrRuO_3 -Barriere*, Dissertation, Justus Liebig Universität Gießen, 1995.
- [64] T. A. Friedmann et al., Phys. Rev. B **42**, 6217 (1990).
- [65] G. Deutscher, in *Int. Workshop on Supercond., Hakodate*, 1993.
- [66] G. Deutscher und J. Bok, private mitteilung, 1993.
- [67] N. Hass et al., J. Supercond. **5**, 191 (1992).
- [68] A. Golub und B. Horovitz, Phys. Rev. B **49**, 4222 (1993).
- [69] N. L. Rowell und H. J. T. Smith, Can. J. Phys. **54**, 223 (1976).
- [70] K. D. Usadell, Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970).
- [71] G. Eilenberger, Z. Phys. **214**, 195 (1968).
- [72] I. O. Kulik und A. N. Omelyanchuk, Sov. J. Low Temp. Phys. **3**, 945 (1977).
- [73] P. G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. **36**, 225 (1964).
- [74] V. Ambegaokar und A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963).
- [75] I. O. Kulik und A. N. Omelyanchuk, JETP Lett. **21**, 96 (1975).
- [76] R. B. van Dover, A. de Lozanne, und M. R. Beasley, J. Appl. Phys. **52**, 7327 (1981).
- [77] J. M. Warlaumont, J. C. Brown, und R. A. Buhrman, Appl. Phys. Lett. **34**, 415 (1979).
- [78] K. K. Likharev und L. A. Yakobson, Sov. Phys. JETP **41**, 570 (1976).
- [79] M. Y. Kupriyanov und V. F. Lukichev, Sov. Phys. JETP **67**, 1163 (1988).
- [80] M. Y. Kupriyanov, private Mitteilung, 1993.
- [81] A. A. Golubov und M. Y. Kupriyanov, JETP **78**, 777 (1994).
- [82] A. F. Andreev, Sov. Phys. JETP **19**, 1228 (1964).
- [83] U. Günsenheimer, U. Schüssler, und R. Kümmel, Phys. Rev. B **49**, 6111 (1994).
- [84] U. Schüssler und R. Kümmel, Phys. Rev. B **47**, 2754 (1993).
- [85] G. E. Blonder, M. Tinkham, und T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
- [86] K. Flensberg, J. B. Hansen, und M. Octavio, Phys. Rev. B **38**, 8707 (1988).

- [87] M. Kupka, *Physica C* **221**, 346 (1994).
- [88] Y. V. Sharvin, *J. Exptl. Theoret. Phys. (USSR)* **48**, 984 (1965).
- [89] T. W. Jing, Z. Z. Wang, und N. P. Ong, *Physica C* **162-164**, 1061 (1989).
- [90] V. F. Elesin, A. A. Sinchenko, A. A. Ivanov, und S. G. Galkin, *Physica C* **213**, 490 (1993).
- [91] A. L. D. Lozanne und M. R. Beasley, *Nonequilibrium Superconductivity*, Kapitel Time-dependent superconductivity in SNS bridges: an example of TDGL theory, North-Holland, 1986.
- [92] L. P. Gor'kov und G. M. Eliashberg, *Sov. Phys. JETP* **27**, 328 (1968).
- [93] T. D. Clark und P. E. Lindelof, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 368 (1976).
- [94] H. Hogaard und P. E. Lindelof, *J. Low. temp. Phys.* **23**, 469 (1976).
- [95] B. R. Fjordboge und P. E. Lindelof, *J. Low Temp. Phys.* **31**, 83 (1978).
- [96] A. D. Lozanne, *High Critical Temperature SNS Josephson Microbridges*, Dissertation, Stanford University, 1982.
- [97] K. K. Likharev und L. A. Yakobson, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-11**, 860 (1975).
- [98] K. Herrmann, *HTSL-Josephson-Stufenkontakte*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1993.
- [99] U. Poppe et al., *Solid State Communications* **66**, 661 (1988).
- [100] H. Soltner et al., in *Proc. ICMC 90, Garmisch-Patenkirchen*, 1990.
- [101] C. B. Eom et al., *Appl. Phys. Lett.* **55**, 595 (1989).
- [102] J. Gao, B. Hauser, und H. Rogalla, *J. Appl. Phys.* **67**, 2512 (1990).
- [103] C. B. Eom et al., *Physica C* **171**, 354 (1991).
- [104] J. Gao, Dissertation, Universität Twente, 1992.
- [105] J. D. Jorgensen et al., *Phys. Rev. B* **41**, 1863 (1990).
- [106] C. C. et al., *Appl. Phys. Lett.* **61**, 3041 (1992).
- [107] M. Y. Kupriyanov, private Mitteilung, 1995.
- [108] A. V. Zaitsev, *Sov. Phys. JETP* **59**, 1015 (1984).
- [109] K. A. Delin und A. W. Kleinsasser, *IEEE Trans. Appl. Supercond* **5**, 2976 (1995).

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Schicht- und Ionentechnik des Forschungszentrums Jülich GmbH (KFA) angefertigt.

Besonders danken möchte ich:

Herrn Prof. Dr. Ch. Heiden für die Möglichkeit diese Arbeit am Institut für Schicht- und Ionentechnik durchführen und dabei die vielfältigen Ressourcen der KFA nutzen zu können;

Herrn Prof. Dr. A.I. Braginski für die Anregung zu dieser Arbeit, das Vertrauen und die Unterstützung, die er während der gesamten Zeit gewährt hat;

Herrn Dr. habil. M. Siegel der durch seine Diskussionsbereitschaft und zahlreiche konstruktive Vorschläge in hohem Maße am Gelingen dieser Arbeit beteiligt war;

Herrn Dr. M.Yu. Kupriyanov (Universität Moskau) der durch hilfreiche Diskussionen maßgeblich zu den Erkenntnissen der vorliegenden Arbeit über den Mechanismus der SNS-Kontakte beigetragen hat.

Danken möchte ich auch:

Frau Dr. R. Dömel für die gute Zusammenarbeit beim Aufbau und Betrieb der Sputteranlage;

Herrn M. Grove für die Herstellung und Messung eines Teils der Proben;

Herrn G. Kunkel für die Messungen der Strahlungsemission der SNS-Kontakte;

Herrn L. Vonderbeck für die Messungen der Shapiro-Stufen im Bereich um 90GHz;

Herrn Dr. C.L. Jia für die TEM-Untersuchungen und hilfreiche Diskussionen;

Herrn Dr. E. Sodtke für konstruktive Diskussionen und seine Unterstützung bei den Simulationsrechnungen;

Frau St. Bunte für die Hilfe bei den Strukturierungsarbeiten;

Dem gesamten „Reinraumteam“, insbesondere Herrn Schröteler und Herrn Steffen, für die ausgezeichneten Arbeitsbedingungen im Reinraum und die ständige Hilfsbereitschaft;

Frau Barthels für die schnelle Erledigung der Photoarbeiten, Frau Nonn für die Herstellung der Lithographiemasken, Herrn Bochem für die Raster-Elektronen-Mikroskop-Aufnahmen und Frau Dr. Xu für die Herstellung der Sinter-Targets;

Allen Mitarbeitern der mechanischen und elektrischen Werkstätten des ISI für die Herstellung mechanischer und elektronischer Teile.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern für Ihre Geduld und unermüdliche Unterstützung während dieser Arbeit bedanken.

Jül-3125
Oktober 1995
ISSN 0944-2952