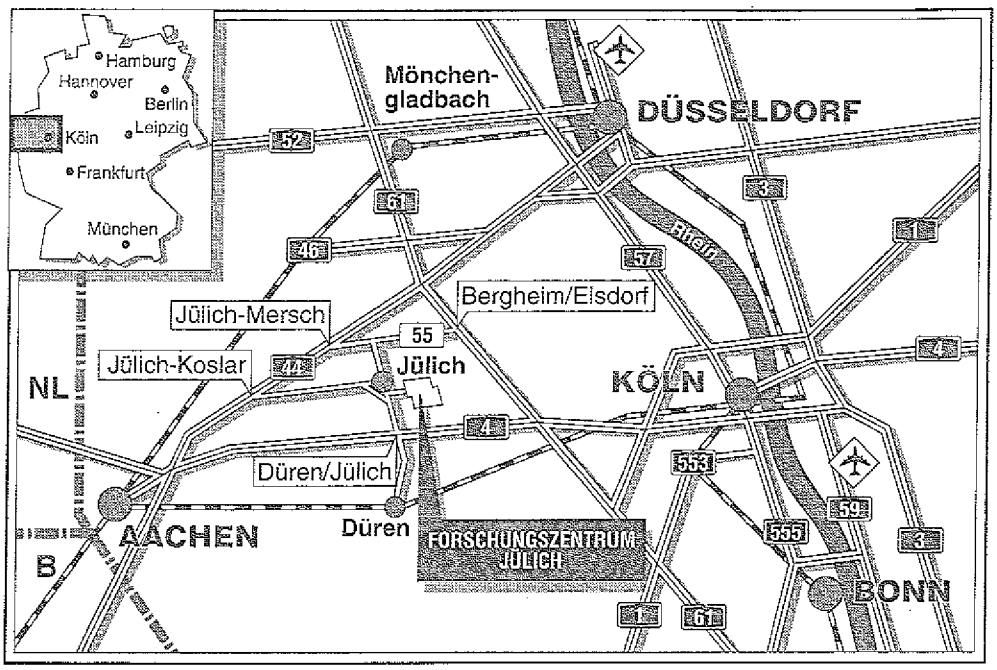
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Institut für Schicht- und Ionentechnik

Untersuchung von Arrays mit Josephsonkontakten auf der Basis von Hoch-T_c-Supraleitern

Wolfgang Reuter



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2790
ISSN 0944-2952
Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-2790

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Untersuchung von Arrays mit Josephsonkontakten auf der Basis von Hoch-T_c-Supraleitern

Wolfgang Reuter

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung 1
2. Grundlagen 3
2.1. Hochtemperatursupraleiter 3
2.2. Die Josephsoneffekte 4
2.2.1. Magnetfeldabhängigkeit 5
2.2.2. Einwirkung von Mikrowellenstrahlung 6
2.3. Das RSJ-Modell 7
2.4. Der Stufenkontakt 10
2.4.1. Aufbau eines Stufenkontaktes 10
2.4.2. Anzeichen für zwei Josephsonkontakte in einem Stufenkontakt 11
2.4.3. Elektrische Eigenschaften der Stufenkontakte 11
2.5. Theoretische Betrachtung der Josephsonarrays 12
2.5.1. Die Phasensynchronisation 12
2.5.2. Veränderung der Leistung und Linienbreite durch Phasensynchronisation 15
2.5.3. Eindimensionale Arrays 16
2.5.4. Zweidimensionale Arrays 20
3. Arrays mit Josephsonkontakten auf der Basis konventioneller Supraleiter 22
3.1. Eindimensionale Arrays 22
3.2. Zweidimensionale Arrays 24
4. Simulationen 25
5. Herstellung und Charakterisierung der Arrays 28
5.1. Layout 28
5.1.1. Teststrukturen 28
5.1.2. Antennen mit integrierten Arrays 31
5.2. Herstellung 34
5.2.1. Fotolithografie 34

5.2.2. Stufenherstellung 34
5.2.3. Die verwendeten $YBa_2Cu_3O_7$-Schichten 35
5.2.4. Strukturierung des $YBa_2Cu_3O_7$-Filmes 35
5.3. Elektrische Charakterisierung 37
5.3.1. Anforderungen an die Meßtechnik 37
5.3.2. Meßaufbau 38
6. Ergebnisse und Diskussion 40
6.1. Serienschaltungen 40
6.2. Verteilung der kritischen Ströme 45
6.3. Simulation einer Serienschaltung 47
6.4. Zweidimensionale Arrays 48
6.5. Untersuchung elektromagnetischer Strahlungsemission 51
6.5.1. Eindimensionale Arrays 51
6.5.2. Zweidimensionale Arrays 54
6.6. Lokale kritische Ströme 55
7. Zusammenfassung 59
8. Ausblick 61
Bildverzeichnis 63
Literaturverzeichnis 65

Kapitel 1
Einleitung

Durch die sprunghafte Erhöhung der kritischen Temperatur aufgrund der Entdekkung der Hochtemperatursupraleiter Ende der 80er Jahre rückte das Themengebiet der Supraleitung in den Blickpunkt der Öffentlichkeit. Plötzlich schienen Anwendungen mit viel geringerem technischen Aufwand möglich, als das bisher der Fall war. Das Problem, mit dem sehr teuren und kompliziert zu handhabenden Helium kühlen zu müssen, fiel weg. Es war nun völlig ausreichend, billigen und damit auch vielerorts verfügbaren flüssigen Stickstoff zu verwenden. Mittlerweile ist die Anfangseuphorie ein wenig abgeklungen und Forscher in vielen Ländern arbeiten daran, mit den neuen Materialien Produkte zu entwickeln, für die ein Markt besteht. Parallel dazu laufen Aktivitäten, nach weiteren Materialien mit noch höheren Sprungtemperaturen zu suchen.
Die kritischen Stromdichten in den neuen Materialien sind deuttlich höher als in konventionellen Supraleitern. Das gilt allerdings nur für Einkristalle, in gesintertem polykristallinem Material wird die maximale Stromdichte durch Korngrenzen stark reduziert. Neben der Anwendung in Hochfeldleitern zum Stromtransport oder zur Generierung hoher Magnetfelder werden die Hochtemperatursupraleiter in Form dünner einkristalliner Filme für passive und aktive Bauelemente verwendet.
Das Grundelement der Kryoelektronik ist der Josephsonkontakt, auch Weak-Link genannt, der aus zwei schwach miteinander gekoppelten supraleitenden Gebieten besteht. Er ist nach Brian D. Josephson benannt, der in den 60er Jahren als erster theoretisch die ebenfalls nach ihm benannten Effekte an einer solchen Anordnung voraussagte. Bald nach der Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter wurden auch Josephsonkontakte auf deren Basis entwickelt und erfolgreich in SQUIDs zur Magnetfeldmessung eingesetzt. Der Stufenkontakt aus $YBa_2Cu_3O_7$ ist die am Forschungszentrum Jülich am weitesten entwickelte und am ausgiebigsten untersuchte Variante. Aufgrund des niedrigen 1/f-Rauschens erreichen SQUIDs mit Stufenkontakten eine Feldempfindlichkeit, die mit derjenigen von SQUIDs mit Josephsonkontakten auf der Basis konventioneller Supraleiter vergleichbar ist [1, 2].
Wegen der ausführlich untersuchten Eigenschaften der Stufenkontakte und der weitreichenden Erfahrung mit ihrer Herstellung kann nun damit begonnen werden, höher integrierte Schaltungen herzustellen. Interesse besteht an einem spannungsgesteuerten Mikrowellenoszillator mit Josephsonkontakten, der bei Frequenzen von mehr als 100 GHz und einer Leistung in der Größenordnung 1 mW eine relativ kleine Linienbreite besitzt. Als Mikrowellenoszillatoren mit den geforderten Eigenschaften können Arrays, das sind ein- und mehrdimensional vernetzte Schaltungen, aus Josephsonkontakten verwendet werden. Aus dem Gebiet der Tieftemperatursupraleitung sind ausführliche Untersuchungen bekannt, auf die zurückgegriffen werden kann.
In den letzten Jahren wurden Arrays mit einer großen Anzahl von Josephsonkontakten aus konventionellen Supraleitern hergestellt und untersucht. Das Interesse an Josephsonarrays als spannungsregulierte Mikrowellenoszillatoren wurde Ende der 60er Jahre durch Experimente von Clark [3] geweckt, der zweidimensionale Arrays aus Supraleiterkugeln, die über ihre Oxidoberfläche schwach gekoppelt sind, untersuchte [4]. Eine hohe Leistung lieferten diese Arrays allerdings nicht.

Voraussetzung für eine niedrige Linienbreite und eine hohe Leistung der Arrays ist, daß alle Josephsonkontakte phasenkohärente Schwingungen durchführen. Die Bedingungen für ihr Auftreten wurden bei eindimensionalen Arrays ausführlich theoretisch und auch experimentell auf der Basis konventioneller Supraleiter untersucht. Die Theorie der zweidimensionalen Arrays ist noch nicht so weit entwickelt, es existieren aber Hinweise, daß der kohärente Schwingungszustand wegen zusätzlicher Koppelmechanismen stabiler ist als bei eindimensionalen Arrays.
Als Übersichtsartikel eignen sich die Arbeiten von Jain et al. [5] und von Bindslev Hansen und Lindelof [6], in denen sowohl theoretische als auch experimentelle Untersuchungen ein- und zweidimensionaler Arrays vorgestellt werden. Die Gruppe Benz und Borroughs beobachtete 1991 an zweidimensionalen Arrays aus 200 Nb/AlOx/Nb-Tunnelkontakten [7] eine Leistung von 0,4 µW bei 150 GHz.
Die Realisierung einer äquivalenten Schaltung mit Stufenkontakten aus Hochtemperatursupraleitern ist erstrebenswert, da die Schaltungen wesentlich einfacher umgesetzt werden können als mit Tunnelkontakten, die noch einen zusätzlichen externen Parallelwiderstand benötigen. Durch Verwendung der neuen Materialien lassen sich auf der gleichen Fläche mehr Josephsonelemente unterbringen, was eine höhere Leistung bedeutet. Sowohl der Aufwand als auch die Kosten für die Kühlung der Bauteile verringern sich. Arrays mit Josephsonkontakten auf der Basis von $YBa_2Cu_3O_7$ können theoretisch als spannungsregulierbare Oszillatoren mit einer Frequenz von bis zu 15 THz verwendet werden, wobei die Linienbreite durch eine ausreichende Anzahl an Josephsonkontakten sehr klein gemacht werden kann.
Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die prinzipielle technologische Realisierbarkeit solcher bisher mit Josephsonkontakten auf der Basis von Hochtemperatursupraleitern noch nicht hergestellten Bauteile zu untersuchen. Dazu gehören neben dem Entwurf geeigneter Layouts und der Schaffung der technologischen Voraussetzungen für die Herstellung derart hoch integrierter Bauelemente noch deren dc-Charakterisierung sowie die Untersuchung elektromagnetischer Emission.

KAPITEL 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden nach einer kurzen Vorstellung der Hochtemperatursupraleiter die Josephsoneffekte betrachtet, um dann auf die Eigenschaften eines Josephsonkontaktes einzugehen. Danach erfolgt eine kurze Beschreibung des RSJ-Modells, das die Kennlinien der Stufenkontakte beschreibt. Im Anschluß erfolgt die Beschreibung der Stufenkontakte in ihrem Aufbau und ihren Eigenschaften, da für die Arrays ausschließlich Josephsonkontakte dieses Typs verwendet wurden. Die theoretische Betrachtung der ein- und zweidimensionalen Josephsonarrays und der Effekt der Phasensynchronisation (Phase-Locking) bilden den Schluß des Kapitels.

2.1. Hochtemperatursupraleiter

Bis zur Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter 1986 durch Bednorz und Müller [8] vom IBM Forschungslabor in Rüschlikon bei Zürich besaß Nb_3Ge mit T_C=23,2 K die höchste Sprungtemperatur bei den konventionellen Supraleiter. Die Untersuchung an LaBaCu-Oxiden ergab eine Steigerung der maximalen Sprungtemperatur auf 31 K, die innerhalb kürzerer Zeit durch Veränderung der Zusammensetzung noch weiter erhöht werden konnte. Bereits im Jahr 1987 erhielten Bednorz und Müller für ihre Entdeckung den Nobelpreis für Physik [9].
Eine entscheidende Steigerung der kritischen Temperatur auf 93 K wurde von Wu et al. [10] im Januar 1987 erzielt, die das System $YBa_2Cu_3O_7$ entdeckten. Anstelle des Yttriums können fast alle Selten-Erd-Metalle (SE) verwendet werden [11, 12], wobei die Sprungtemperaturen der $SEBa_2Cu_3O_7$ bei 88-94 K liegen. Verbindungen mit diesem Aufbau werden als 1-2-3-Supraleiter bezeichnet.
Später wurden mit $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ [13] und $Tl_2Ca_2Ba_2Cu_3O_{10}$ [14] weitere Kuprate mit Übergangstemperaturen von bis zu 125 K gefunden.
Entscheidend für die Eigenschaften des $YBa_2Cu_3O_7$ ist der Sauerstoffgehalt. Bei der Herstellung oder durch Erwärmung im Vakuum kann die Sauerstoffstöchiometrie zerstört werden, was zu einer Reduktion der kritischen Temperatur sowie der kritischen Stromtragfähigkeit führt. Durch Nachbehandlung in einem durch Mikrowellenstrahlung angeregten Sauerstoffplasma oder durch Tempern in Sauerstoffatmosphäre kann die Sauerstoffstöchiometrie wieder hergestellt werden.
$YBa_2Cu_3O_7$ ist ein Supraleiter zweiter Art, bei dem die Kohärenzlänge in ab-Richtung, das heißt in der Kupferoxidebene, mit 2-3 nm größer ist als in c-Richtung, in der sie ungefähr eine Größenordnung weniger beträgt [15]. An Korngrenzen ist der Ordnungsparameter aufgrund der kleinen Kohärenzlänge stark reduziert, wodurch die kritische Stromtragfähigkeit abnimmt. Daher wurden hohe kritische Stromdichten erst erreicht, nachdem Einkristalle und nahezu einkristalline Schichten durch epitaktisches Aufwachsen hergestellt werden konnten.
Bei 4,2 K wurden kritische Stromdichten von über 10^7 A/cm^2 und bei 77 K über 10^6 A/cm^2 gemessen.

2.2. Die Josephsoneffekte

In den Jahren 1961 und 62 sagte Brian Josephson die nach ihm benannten Effekte voraus [16]. Im darauffolgenden Jahr wurden sie von Anderson und Rowell erstmals experimentell bestätigt [17].

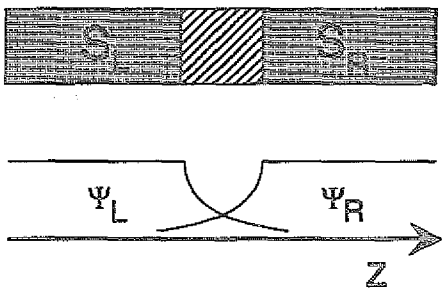


BILD 1: Schema eines Weak-Links zwischen zwei supraleitenden Gebieten mit den zugehörigen Wellenfunktionen

Ausgehend von zwei gleichartigen supraleitenden Gebieten S_L und S_R, die schwach miteinander gekoppelt sind über das sogenannte Weak-Link, Bild 1, erhält man ein System von gekoppelten Differentialgleichungen für die jeweiligen Wellenfunktionen $\Psi_L = |\Psi_L| e^{i\varphi}$ und Ψ_R. Der Betrag der Wellenfunktion ist ein Maß für die Dichte der Cooper-Paare, deren Phase mit φ bezeichnet wird. Durch die Überlappung der beiden Wellenfunktionen wird ein Transport von Cooper-Paaren ermöglicht, Ψ_L und Ψ_R sind nun nicht mehr unabhängig voneinander, wie es für zwei identische nicht gekoppelte supraleitende Gebiete der Fall wäre. Als Lösung des Differentialgleichungssystems erhält man

$$j = j_C \sin\varphi \text{ und} \tag{1}$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \frac{2eU}{\hbar}, \tag{2}$$

die sogenannten Josephsonrelationen.

Dabei bezeichnet j_C die kritische Stromdichte des Weak-Links, d. h. diejenige maximale Stromdichte, bis zu der keine Spannung über dem Weak-Link abfällt. Für den Fall U=0 folgt aus Gl. 2, daß sich die Phasendifferenz φ der Cooper-Paare zeitlich nicht ändert, nicht jedoch notwendigerweise $\varphi=0$ ist. Das heißt dann aber nach Gl. 1, daß eine Stromdichte j durch den Josephsonkontakt fließen kann, obwohl keine Spannung darüber abfällt, solange $j \leq j_C$ ist, da immer $\sin\varphi \leq 1$ (d.c. Josephsoneffekt). Smith untersuchte 1965 in einem Dauerstromexperiment einen supraleitenden Ring mit einem Weak-Link und konnte als Obergrenze für die darüber abfallende Spannung 4×10^{-16} V angeben [18]. Dieses Experiment zeigt, daß das Weak-Link bei einem kleineren als dem kritischen Strom supraleitend ist.

Die Existenz eines Suprastromes legt nahe, den Josephsoneffekt qualitativ als eine Erweiterung der supraleitenden Eigenschaften der gesamten Struktur einschließlich des Weak-Links zu bezeichnen. Im Supraleiter ist der Strom mit dem Gradienten der Phase verbunden und am Josephsonkontakt ist der Paarstrom von der Phasendifferenz zwischen zwei gekoppelten Supraleitern abhängig [19].

Wird eine konstante Spannung $U \neq 0$ angelegt, folgt durch Integration von Gl. 2, daß die Pasendifferenz φ mit der Zeit variiert, $\varphi = \varphi_0 + (2e/\hbar)Ut$. Dadurch entsteht ein oszillierender Strom

$$j = j_C \sin\left(\varphi_0 + \frac{2e}{\hbar}Ut\right) \tag{3}$$

mit der Frequenz $\omega = 2\pi\nu = 2eU/\hbar$ (a.c. Josephsoneffekt). Das Verhältnis zwischen Frequenz und Spannung beträgt 483,6 MHz/µV. Diesen Effekt kann man experimentell z. B. bei der Änderung der I-U-Kennlinie unter Mikrowelleneinstrahlung beobachten oder direkt über die Emission von Mikrowellenstrahlung nachweisen.
Die Existenz eines Suprastromes allein ist aber kein hinreichender Beweis für das Vorhandensein des Josephsoneffektes im betrachteten Objekt, denn ein ähnlicher Kennlinienverlauf könnte auftreten, falls die beiden supraleitenden Bereiche durch einen dünnen supraleitenden Strompfad verbunden werden, der bei Erreichen des kritischen Stromes zu einem ohmschen Widerstand wird. Die Frage, ob tatsächlich ein Josephsonkontakt vorliegt, für den der $\sin\varphi$-Term in Gl. 1 charakteristisch ist, kann durch nachfolgende Untersuchungen verifiziert werden.

2.2.1. Magnetfeldabhängigkeit

Legt man ein äußeres Magnetfeld H senkrecht zur Richtung des Stromes durch den Josephsonkontakt mit der kritischen Stromdichte j_C an, so dringt das Magnetfeld über die Barriere der Dicke d in den Supraleiter ein. Die Entfernung, nach der das Magnetfeld um den Faktor e schwächer geworden ist, wird als Londonsche Eindringtiefe λ_L bezeichnet. Wird ein rechteckiger Josephsonkontakt der Breite L mit homogener Stromdichteverteilung betrachtet, Bild 2, so ergibt sich die Sinus-Gordon-Gleichung zu

$$\nabla^2\varphi = \lambda_J^{-2}\sin\varphi, \tag{4}$$

wobei $\lambda_J = \left(\hbar c^2/8\pi e j_C d\right)^{1/2}$ als Josephson-Eindringtiefe bezeichnet wird [20]. Der Tunnelstrom wird entlang der Breite des Kontaktes periodisch moduliert, was durch

$$j = j_C \sin\left(\frac{2e}{\hbar c} dHx + \varphi_0\right) \tag{5}$$

beschrieben wird.
Dabei bezeichnet $d=\lambda_L+\lambda_R+d$ nach Bild 2 den Bereich des Magnetfeldes und x ist die räumliche Koordinate entlang des Josephsonkontaktes.

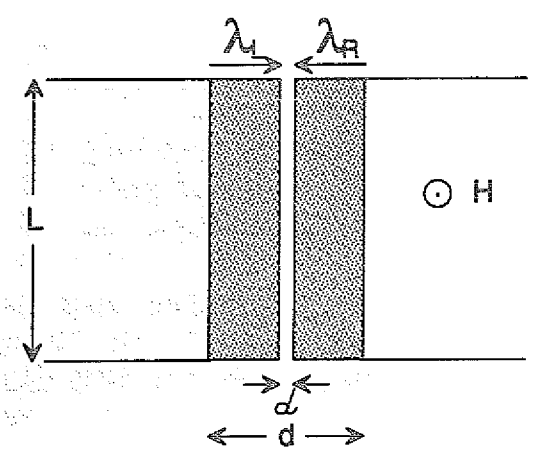


BILD 2: Josephsonkontakt der Breite L im senkrechten Magnetfeld, λ_L und λ_R bezeichnen die London-Eindringtiefen und d die Barrierendicke

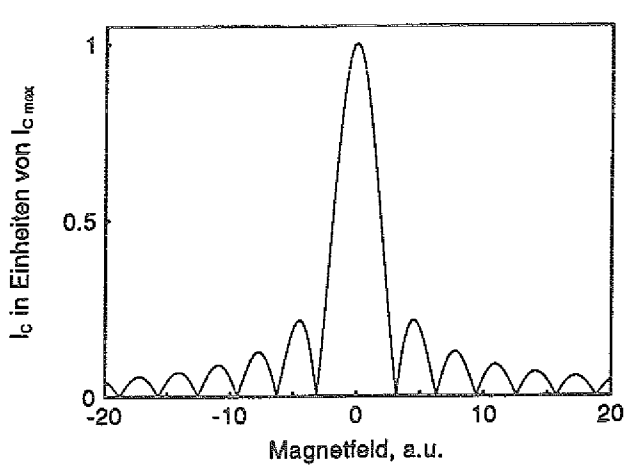


BILD 3: Modulation des maximalen Suprastromes durch einen Josephsonkontakt durch ein äußeres Magnetfeld

Wegen des periodischen Charakters dieses Ausdrucks kann es dazu kommen, daß der gesamte Tunnelstrom Null ergibt.
Ein Josephsonkontakt zeigt eine Abhängigkeit des maximalen Suprastromes vom angelegten Magnetfeld in Form eines Fraunhofer-Beugungsmusters, Bild 3. Die erste Beobachtung dieses Effekts erfolgte 1963 von Rowell [21]. Es besteht eine interessante Analogie zur Beugung an einem Spalt, die auch für den Fall zweier paralleler Josephsonkontakte und dem Doppelspalt bestehen bleibt.
Der analytische Ausdruck in Abhängigkeit vom magnetischen Fluß Φ durch den Kontakt ist durch Gl. 6 gegeben. Φ=HLd und Φ_0 ist das Flußquant ($2{,}07\times10^{-15}$ Wb).

$$I_C(H) = I_C(0)\left|\frac{\sin\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}}{\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}}\right| \tag{6}$$

Die Minima in der Abhängigkeit erscheinen bei Vielfachen des magnetischen Flußquants Φ_0. Das Auftreten des Fraunhofermusters ist ein direkter Beweis dafür, daß es sich um einen Josephsonkontakt handelt.
Josephson zeigte, daß die allgemeine Abhängigkeit des maximalen Suprastroms vom angelegten Magnetfeld bis auf Maßstabsfaktoren und eine Drehung um $\pi/2$ die Fouriertransformierte der Stromdichteverteilung ist [20], was auch die Analogie zur Beugung ausmacht.

2.2.2. Einwirkung von Mikrowellenstrahlung

Bei der Einstrahlung von Mikrowellenleistung kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen dem Josephsonwechselstrom und dem eingeprägten äußeren Signal, was zu Stromstufen bei konstanten Spannungen führt, Bild 4. Durch das thermische Rauschen sind die Stufen verrundet. Im folgenden Unterkapitel über das RSJ-Modell wird gezeigt, wie das Aussehen der Kennlinie ohne Mikrowelleneinstrahlung zustande kommt. Die Stufen erscheinen bei den Spannungen

$$U_n = \frac{nh}{2e}\nu_0, \quad n = \pm1, \pm2, \ldots \tag{7}$$

wobei ν_0 die Frequenz der äußeren Strahlung ist. Zum ersten Mal wurde dieses Phänomen im Jahr 1963 von Shapiro beobachtet [22] und nach ihm benannt.
Die Frage, ob ein Josephsonkontakt vorliegt, kann durch Auswertung der Abhängigkeit der Höhe der Stromstufen von der Leistung der eingestrahlten Mikrowellenstrahlung geklärt werden. Im Falle eines Josephsonkontaktes ergeben sich Besselfuktionen
Einen indirekten Nachweis elektromagnetischer Strahlung erbrachte erstmals Giaever 1965, indem er in einem benachbarten Detektorkontakt Shapirostufen nachwies [23]. Der erste direkte Nachweis stammt ebenfalls aus dem Jahr 1965 von Yanson et al. [24], die an Tunnelverbindungen Strahlungsleistungen von 10^{-14} W registrierten.

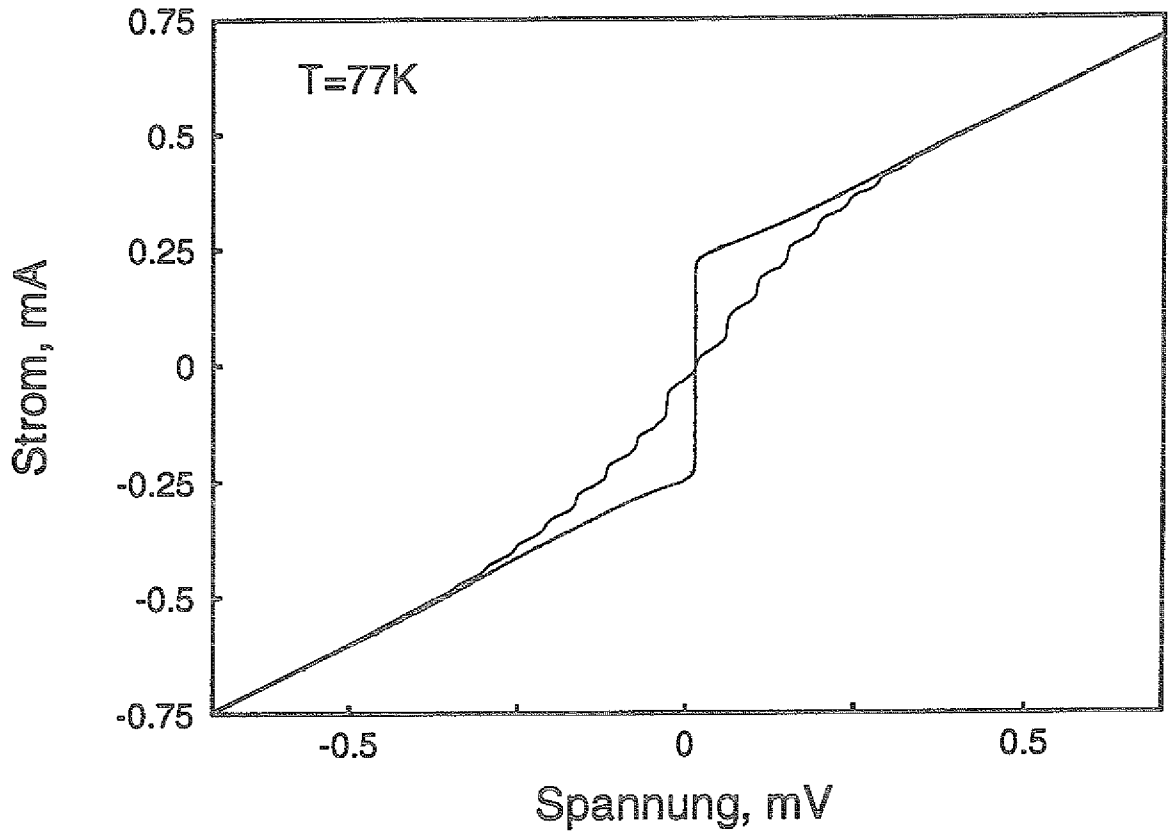


BILD 4: I-U-Kennlinie eines 5 µm breiten Josephsonstufenkontaktes unter Mikrowelleneinstrahlung mit ν= 21,6 GHz und P= 9,2 dBm bei einer Temperatur von 77 K. Nach Gl. 7 erscheinen Stromstufen bei den ganzzahligen Vielfachen von 44,7 µV. Zum Vergleich ist die Kennlinie ohne Mikrowelleneinstrahlung eingezeichnet.

2.3. Das RSJ-Modell

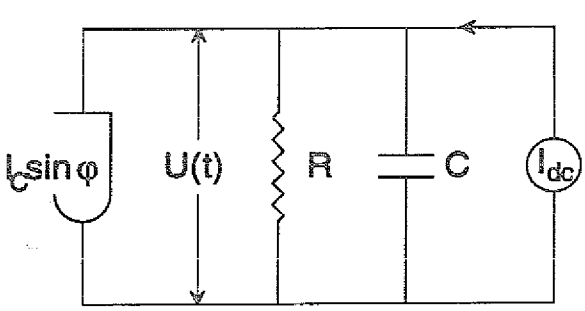


BILD 5: Ersatzschaltbild eines Josephsonkontaktes mit Stromeinspeisung

Dieses von McCumber, Stewart und Johnson 1968 unabhängig voneinander entwickelte Modell ersetzt das Weak-Link durch die in Bild 5 widergegebene Ersatzschaltung. Dem mit dem Gleichstrom I_{dc} gespeisten nichtlinearen Josephsonelement ist ein Widerstand R parallelgeschaltet. Durch eine Kapazität C wird das RSJ-Modell zum sogenannten RCSJ-Modell ergänzt. Als Erweiterung kann noch eine Rauschquelle I_F ebenfalls parallel geschaltet werden, d.h. eingeprägter Gleichstrom und Rauschstrom addieren sich.

Für die Strombilanz erhält man

$$I_{dc} = C\frac{dU(t)}{dt} + \frac{1}{R}U(t) + I_C \sin\varphi(t), \qquad (8)$$

wobei CdU/dt den Verschiebungsstrom durch den Kondensator, U(t)/R den Strom durch den Widerstand und $I_C \sin\varphi$ den Josephsonsuprastrom darstellen. U(t) ist die

momentane Spannung über dem Element, die sich aus der Phasendifferenz über Gl. 2 ergibt. Voraussetzung für die Gültigkeit dieses Ausdruckes ist, daß die Phasendifferenz über das Weak-Link nicht räumlich variiert. Gl. 8 kann nun mit Gl. 1 in eine Differentialgleichung für die Phasendifferenz φ umgeschrieben werden.

$$I_{dc} = \frac{\hbar}{2e} C \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{\hbar}{2e}\frac{1}{R}\frac{d\varphi}{dt} + I_C \sin\varphi \tag{9}$$

Im Allgemeinen ist diese Gleichung nicht analytisch lösbar, ausgenommen der Fall, daß der Term mit der zweiten Ableitung vernachlässigbar ist, d.h. $C \to 0$.
Für diesen Grenzfall ergibt sich als Lösung für die Strom-Spannungs-Kennlinie

$$\overline{U} = RI_C \sqrt{\left(\frac{I_{dc}}{I_C}\right)^2 - 1}, \tag{10}$$

falls $I_{dc} > I_C$ und $\overline{U} = 0$ für $-I_C \le I_{dc} \le I_C$.
Für große Stromwerte nähert sich die Strom-Spannungs-Kennlinie asymptotisch der Kennlinie eines ohmschen Widerstandes R, Bild 6.
Für die zeitabhängige Spannung ergibt sich

$$U(\tau) = \frac{RI_1\left(\alpha^2 - 1\right)/\alpha}{\cos^2\frac{\pi\tau}{T} + \frac{1}{\alpha^2}\left(\sqrt{\alpha^2 - 1}\sin\frac{\pi\tau}{T} - \cos\frac{\pi\tau}{T}\right)^2} \tag{11}$$

wobei $\alpha = \frac{I_{dc}}{I_C}$ der normierte Strom und $\tau = t\omega_J$ mit $\omega_J = \left(\frac{2e}{\hbar}\frac{I_C}{C}\right)^{1/2}$ die normierte Zeit ist. Die Periode der Schwingung T ergibt sich mit $\beta_J = \frac{1}{\omega_J}\frac{1}{RC}$ zu

$$T = \frac{2\pi\beta_J}{\left(\alpha^2 - 1\right)^{1/2}}. \tag{12}$$

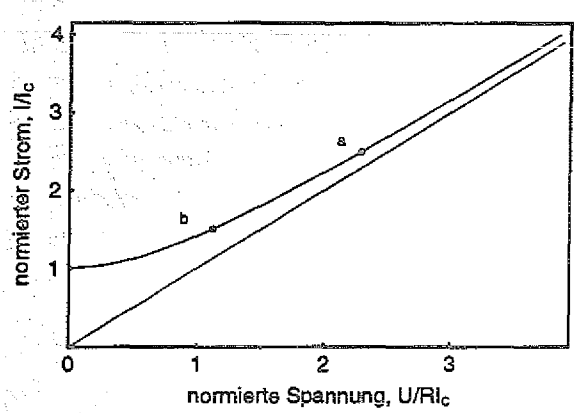


BILD 6: Simulierte Kennlinie eines Josephsonkontaktes für I_C=1, C=0, R=1 mit dem RSJ-Modell berechnet, die Spannung ist über die Zeit gemittelt

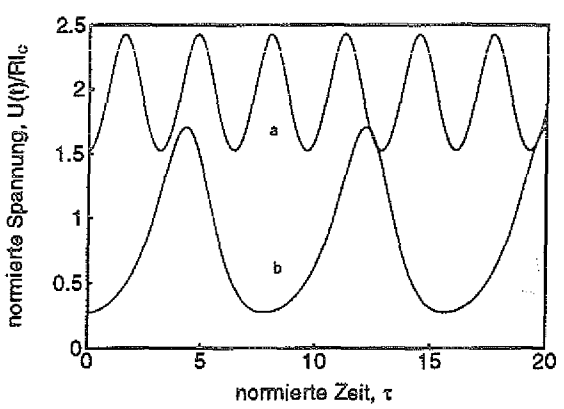


BILD 7: Zeitabhängige Spannung U(t) über dem Kontakt für die beiden Bias-Ströme I_{dc}/I_C=2,5 (a) und I_{dc}/I_C=1,5 (b) aus Bild 6, berechnet mit PSCAN [25]

Dieser Ausdruck ist in Bild 7 für zwei verschiedene Werte des normierten Stromes dargestellt. Ein nur wenig über dem kritischen Wert liegender Strom erzeugt weit auseinanderliegende periodische Impulse, wobei die Spannung eine große Zahl von Harmonischen aufweist. Wächst der Strom, so verringert sich der durch T bestimmte Abstand zwischen den Impulsen und nähern sich sinusförmigen Schwingungen, verschoben um eine Gleichspannung, die sich dem Wert $I_{dc}R_N$ nähert.

Für Spannungen $\overline{U} \geq U_c \equiv I_c R_N$, die als charakteristische Spannung bezeichnet wird, ist die Wellenform annähernd sinusförmig. Die Zeitmittelung des Wechselstromes geht dann gegen Null und liefert keinen Beitrag für den Gesamtgleichstrom. Mit steigendem Strom nehmen die höheren Harmonischen ab und Die Amplitude der n-ten Harmonischen ist gegeben durch

$$\tilde{U}_n \equiv U_c \tilde{u}_n = U_c \frac{2\overline{u}}{\left[\left(1+\overline{u}^2\right)^{1/2} + \overline{u}\right]^n}, \tag{13}$$

wobei $\overline{u}$ die auf die charakteristische Spannung U_C normierte Spannung ist, i der auf I_C normierte Strom und nach Gl. 10 gilt $\overline{U} = \left(i^2 - 1\right)^{1/2}$. Die an eine angepaßte Last abgegebene Leistung der ersten Harmonischen eines mit der Amplitude $\tilde{U}_1$ schwingenden Josephsonkontaktes ergibt sich zu

$$P_1(\nu) = \frac{1}{8}\frac{\tilde{U}_1^2}{R_N} \rightarrow \frac{1}{8} I_C^2 R_N, \quad \overline{u} \geq 1. \tag{14}$$

Die Linienbreite der Josephsonstrahlung wird durch die Frequenzmodulation durch niederfrequentes Spannungsrauschen am Josephsonkontakt bestimmt. Ausgedrückt durch das Stromrauschen ergibt sich für die Linienbreite

$$\Delta\nu = \frac{1}{2}\left(\frac{2\pi}{\Phi_0}\right)^2 S_I(0) R_d^2, \tag{15}$$

wobei R_d der dynamische Widerstand am Arbeitspunkt ist.
$S_I(0)$ ist die spektrale Leistungsdichte des Stromes bei niedrigen Frequenzen und R_d ist der dynamische Widerstand am Arbeitspunkt [39]. Gl. 15 zeigt, daß die Linienbreite durch einen Parallelwiderstand reduziert werden kann.
Betrachtet man nur das thermische weiße Rauschen, das nach der Johnson-Nyquist-Formel durch $S=2k_BT/\pi R_d$ gegeben ist und nicht von der Frequenz abhängt, und vernachlässigt alle anderen Quellen, die ebenfalls einen Beitrag zur Rauschleistung liefern können, so ergibt sich unter Verwendung von Gl. 15 als minimale Linienbreite

$$\Delta\nu_{min} = \frac{4\pi}{\Phi_0^2} R_d k_B T. \tag{16}$$

2.4. Der Stufenkontakt

Ein Stufenkontakt ist eine aus einem epitaktisch aufgewachsenen Hochtemperatursupraleiter strukturierte Leiterbahn, die über eine Stufe verläuft und die Josephsoneffekte zeigt. Dabei bilden sich entlang der Stufe eine oder mehrere Korngrenzen aus. Von verschiedenen Arbeitsgruppen wurde gezeigt, daß isolierte Korngrenzen in dünnen $YBa_2Cu_3O_7$-Filmen als Josephsonkontakte arbeiten können [26, 27]. Auch für die an den Kanten nukleierten Korngrenzen konnten die Josephsoneffekte nachgewiesen werden [28, 29].
Die Stufenkontakte finden bereits in rf- und dc-SQUIDs Anwendung [1, 2].

2.4.1. Aufbau eines Stufenkontaktes

Der Stufenkontakt wird hergestellt, indem eine im Fall der vorliegenden Arbeit 2-5 µm breite Leiterbahn aus einem ganzflächig abgeschiedenen $YBa_2Cu_3O_7$-Film über eine steile Stufe im Substrat strukturiert wird, Bild 8. Der Winkel der verwendeten mit Ar^+-Ionenstrahl geätzten Stufen beträgt ungefähr 80° zur Substratoberfläche.

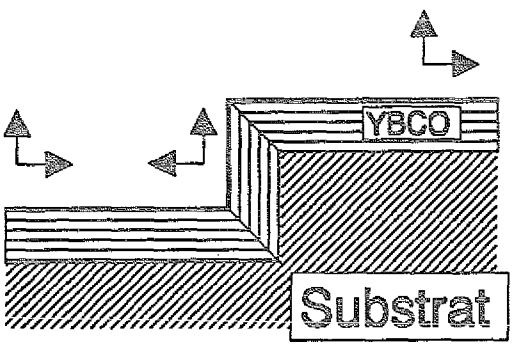


BILD 8: Stufenkontakt

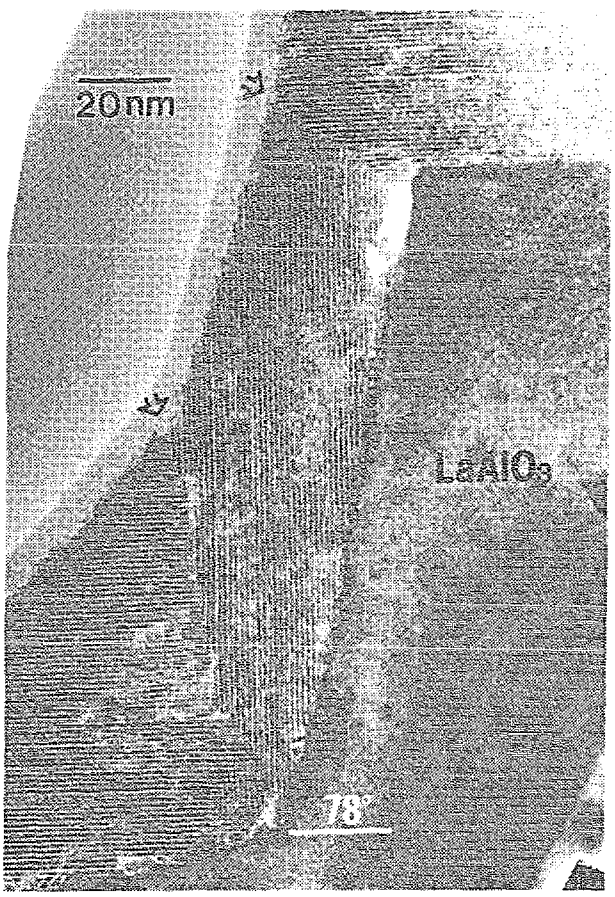


BILD 9: Korngrenzen an einer Stufe

Die in dieser Arbeit ausschließlich verwendeten c-Achsen orientierten Filme bilden dabei an der oberen und der unteren Kante der Stufe eine Korngrenze aus. Bild 9 zeigt eine hochauflösende TEM-Aufnahme der Mikrostruktur der $YBa_2Cu_3O_7$-Schicht an der Substratstufe [30]. Die beiden Korngrenzen sind in ihrem Aufbau nicht identisch. Bei der oberen handelt es sich um eine (103)(103)-Korngrenze. Die untere ist eine Aneinanderreihung von (010)(001)-Segmenten. Durch Untersuchungen an Einzelkontakten erhärtete sich die Vermutung, daß ein Stufenkontakt aus zwei in Serie geschalteten Josephsonkontakten besteht. Diese Vermutung soll im folgenden Abschnitt näher erläutert werden. Andere Arbeitsgruppen stellen Stufen mit Lackmasken her, an denen andersartige Korngrenzen nukleieren, in denen bisher nur ein Josephsonkontakt gefunden wurde [31].

2.4.2. Anzeichen für zwei Josephsonkontakte in einem Stufenkontakt

In der I-U-Kennlinie sind zwei Knicke und in deren Ableitung zwei Spitzen zu sehen, was als Andeutungspunkt für das Vorhandensein einer Reihenschaltung von zwei Josephsonkontakten zu werten ist, allerdings keine hinreichende Bedingung dafür darstellt. Der größere der beiden kritischen Ströme beträgt üblicherweise das 1,1- bis 4-Fache des kleineren. In der Übertragungsfunktion der dc-SQUIDs wurden von Glyantsev et al. [2] zwei Maxima gefunden, was nur mit vier Kontakten in der SQUID-Schleife erklärt werden kann. In Messungen der Mikrowellenemission eines Stufenkontaktes wurden ebenfalls zwei Maxima detektiert, was ein Beweis für die Existenz einer Serienschaltung von zwei Josephsonkontakten in einem Stufenkontakt ist [32].

2.4.3. Elektrische Eigenschaften der Stufenkontakte

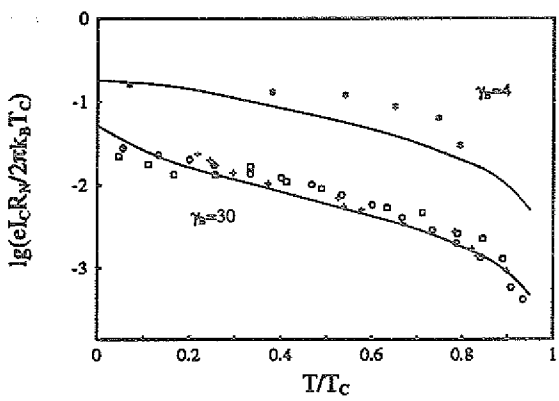


BILD 10: Temperaturabhängigkeit der charakteristischen Spannung für verschiedene Stufenkontakte [33], die durchgezogenen Linien sind Berechnungen [34]

Bei tiefen Temperaturen sind Stufenkontakte leicht hysteretisch, was durch einen kleinen Mikrowellenstrom unterdrückt werden kann. Für Temperaturen T>25 K sind Einzelkontakte typischerweise stark gedämpft, d. h. für den McCumber-Parameter gilt β_C«1. Sobald jedoch viele Kontakte in Reihe oder parallel verschaltet sind, ist keine Hysterese mehr sichtbar. Das kann am Fluß in den Kontakten liegen oder daran, daß sich die Josephsonkontakte gegenseitig z. B. durch ihr intrinsisches Rauschen beeinflussen und so die Hysterese unterdrückt wird.

Bild 10 zeigt die Temperaturabhängigkeit der charakteristischen Spannung $U_C=I_CR_N$ für verschiedene Stufenkontakte [33]. Die durchgezogenen Kurven sind Berechnungen mit dem SNS-Modell von Kuprianov [34] für L_N«ξ_N mit γ_B=4 und γ_B=30. Die experimentell bestimmten Werte passen sich gut den Voraussagen dieses Modells an. In oben angeführter Arbeit über einzelne Stufenkontakte konnte eine Anpassung der berechneten an die gemessene Kurve allein durch Variation des Parameters γ_B erreicht werden. Desweiteren wird erwähnt, daß eine Übereinstimmung der beiden Kurven kein hinreichender Beweis für einen metallischen Charakter der Korngrenze ist, da die Eigenschaften der Korngrenzkontakte auch mit einem Modell des resonanten Tunnelns durch die Barriere mit einer hohen Anzahl von lokalisierten Zuständen beschrieben werden kann [35]. Der normalleitende Widerstand der Stufenkontakte ist nahezu temperaturunabhängig, was auch für andere Korngrenzkontakte zutrifft.

Ein typischer Wert für die charakteristische Spannung eines Stufenkontaktes bei 77 K sind ca. 0,5 mV, was nach der Frequenz-Spannungs-Relation ungefähr 240 GHz entspricht. Die Auswertung der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes ergibt, daß die Stromdichteverteilung über die Breite des Kontaktes inhomogen ist [33]. Ausführliche Untersuchungen des Rauschens der Stufenkontakte findet man in [36, 37].

2.5. Theoretische Betrachtung der Josephsonarrays

In diesem Kapitel sollen die wichtigsten theoretischen Untersuchungen ein- und zweidimensionaler Arrays dargestellt werden, nachdem der zentrale Begriff der Phasensynchronisation eingeführt wurde. Die bisher lediglich auf dem Gebiet der konventionellen Supraleitung erfolgreich realisierten Entwürfe werden dann im folgenden Kapitel exemplarisch vorgestellt, soweit zum jetzigen Zeitpunkt eine einfache und effiziente Übertragung auf die Hochtemperatursupraleitung mit ihren Einschränkungen bezüglich Layout und Technologie gegeben ist.

2.5.1. Die Phasensynchronisation

Es besteht seit langem Interesse an einem spannungssteuerbarer Mikrowellenoszillator auf der Basis des a.c. Josephsoneffekts. Ein einziger Josephsonkontakt ist für praktische Anwendungen aber nur wenig geeignet, da er aufgrund des kleinen Widerstandes nicht effektiv an eine äußere Last angepaßt ist und zu wenig Leistung mit zu großer Linienbreite emittiert. Das angestrebte Ziel aller Arrayaktivitäten ist die kohärente Kopplung einer großen Anzahl von Kontakten um die Anpassung zu verbessern, die Leistung zu erhöhen, die Linienbreite zu reduzieren und dabei die Frequenzsteuerung in einem großen Bereich beizubehalten.
Grundvoraussetzung für die praktische Verwendbarkeit von Arrays als Mikrowellenoszillatoren ist die Klärung der Frage, ob und unter welchen Umständen die Josephsonkontakte phasenkohärent schwingen. Dazu gehört auch im Falle identischer Kontakte die Untersuchung, ob die Bedingung gleicher Phase bezüglich des Synchronisationsstromes eine Lösung der das Array beschreibenden Gleichungen darstellt und ob diese Lösung stabil ist. Falls eine solche Lösung existiert, muß geklärt werden, was im Fall nicht identischer Parameter geschieht.
Für die Beschreibung der Synchronisation vieler Josephsonkontakte in einem Array ist es nützlich, vorher die Synchronisation einzelner Kontakte bezüglich eines äußeren Mikrowellensignals zu betrachten. Die dadurch verursachten Effekte werden mittels Störungstheorie untersucht, wobei das äußere Signal oder in der Schaltung selbst generierte Signale als Störung aufgefaßt werden [38].
Die mit der Phase des Kontaktes korrelierte linearisierte Phase ist durch

$$\Theta = \hat{\omega} t \tag{17}$$

gegeben, wobei das Dach eine Mittelung über das Zeitintervall Δt bedeutet, das durch

$$\omega_J^{-1} \ll \Delta t \ll \Gamma^{-1} \tag{18}$$

definiert ist und 2Γ die Linienbreite der Josephsonoszillationen angibt. Die Zeitmittelung ist lang gegenüber der Periode einer Josephsonschwingung aber kurz genug, um den Einfluß des niederfrequenten Rauschens und der Modulationen zu erfassen. Die erfolgreiche Anwendung der Störungstheorie beruht auf der Tatsache, daß die Josephsonfrequenz beträchtlich größer ist als die Frequenz der Ströme, die für die Linienbreite und die Modulation verantwortlich sind.
Aus der Störungsrechnung ergibt sich, daß ein Josephsonkontakt durch einen zweiteiligen Äquivalentschaltkreis beschrieben werden kann, einer für hohe Frequenzen nahe der sich aus der Frequenz-Spannungs-Relation ergebenden Frequenz ω und einer für niedrige Frequenzen. Diese Schaltkreise sind schematisch

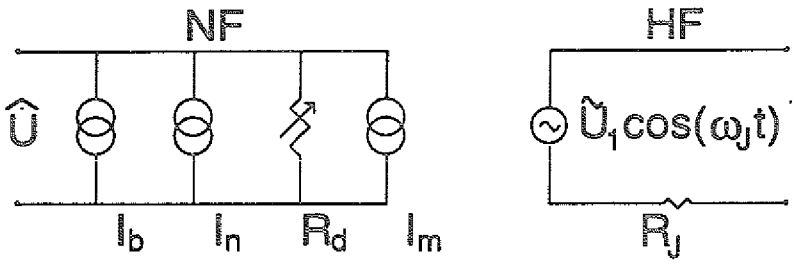


BILD 11: Ersatzschaltbilder für einen Josephsonkontakt mit hochfrequenter Störung

in Bild 11 dargestellt. Der hochfrequente Teil besteht aus dem Josephsonelement mit der Frequenz ω und der durch Gl. 13 gegebenen Spannungsamplitude $\tilde{U}_1$ und der Eingangsimpedanz R_J. Dieser Zweig ist durch die Frequenz ω über die Frequenz-Spannungs-Relation mit dem niederfrequenten Schaltkreis verbunden.

Die betrachteten Störungen resultieren aus einem HF-Strom $\hat{I}_T$ mit einer Frequenz nahe ω, der durch die HF-Anschlüsse fließt. Diese wiederum beeinflussen die niederfrequente Spannung und damit natürlich auch ω durch den sogenannten Mischungsstrom

$$I_m = \alpha \hat{I}_g, \quad I_g = 2\tilde{I}_T \cos\Theta, \tag{19}$$

der parallel zum Speise- und zum Rauschstrom auf der NF-Seite fließt. Der Parameter α ist der sogenannte Konversionskoeffizient, der sich aus dem RSJ-Modell zu

$$\alpha = \frac{1}{2\left(1+\bar{u}^2\right)^{1/2}} \tag{20}$$

ergibt.

Die Ursache der betrachteten Störung kann entweder eine äußere HF-Stromquelle oder eine Last über den HF-Anschlüssen sein. So ergibt sich für die Frequenz

$$\hat{\omega} = \hat{\omega}_u\left(\hat{I} + I_m\right) \tag{21}$$

wobei $\hat{\omega}_u$ die Frequenz in Abwesenheit der Störung angibt. Das heißt mit anderen Worten, daß ein Josephsonkontakt in Anwesenheit hochfrequenter Störungen wie ein ungestörter Josephsonkontakt schwingt, der mit einem Strom gespeist wird, der gerade der Summe aus dem Mischungsstrom und dem Speisestrom im gestörten Fall entspricht. Um die Phasensynchronisation nun näher zu untersuchen, wird für die Störung eine äußere Stromquelle mit der Amplitude I_e und der Frequenz $\omega_e \approx \omega$ verwendet

$$\tilde{I}_T = I_e \cos\omega_e t. \tag{22}$$

Das ergibt für den Mischungsstrom

$$I_m = \alpha I_e \cos(\Theta - \omega_e t). \tag{23}$$

Gl. 21 kann durch Entwickeln von $\omega(I)$ an I_b und $\dot{\Theta} = \hat{\omega}$ aus Gl. 17 in eine Differentialgleichung für Θ umgeformt werden

$$\frac{\Phi_0}{2\pi R_d}\dot{\Theta} - \alpha I_e \cos\delta\Theta = \frac{\Phi_0}{2\pi R_d}\omega_u\left(\hat{I}\right). \tag{24}$$

Mit der neuen Variable $\theta \equiv \Theta - \omega_e t - \pi/2$ kann Gl. 24 in die bekannte Darstellung eines Josephsonkontaktes mit dem kritischen Strom I_L, dem Widerstand R_d und dem Speisestrom δI im RSJ-Modell überführt werden

$$\frac{\Phi_0}{2\pi R_d}\dot{\theta} + I_L \sin\theta = \delta I, \tag{25}$$

wobei $I_L = \alpha I_e$ und $\delta I = I_b - I_{be}$. δI ist also die Differenz zwischen dem eingespeisten Strom und demjenigen Speisestrom I_{be}, den man benötigte, um einen ungestörten Oszillator mit der Frequenz ω_e zu erhalten.
Das wichtigste Ergebnis ist die Stärke der Synchronisation, das ist der Strombereich, in dem $\dot{\theta} = 0$ gilt. Gl. 25 besitzt für $-I_L \leq \delta I \leq I_L$ eine Lösung mit konstantem θ, so daß $0 \leq \Theta - \omega_e t \leq \pi$. $\overline{V}$ bleibt über einen Bereich $2I_L$ um den Strom I_{be} konstant. Umgekehrt kann die Stärke der Synchronisation auch als Änderung in I_C betrachtet werden, die bei gegebenem Speisestrom tolerierbar ist, ohne daß die Synchronisation zerstört wird, da I_{be} eine Funktion des kritischen Stroms ist. Diese Betrachtung ist für Arrays interessant, die Reihen von mit gleichem Speisestrom betriebenen Josephsonkontakten enthalten, deren maximal zulässige Streuung des kritischen Stroms abgeschätzt werden soll. Unter diesem Gesichtspunkt ist die Stärke der Synchronisation in der Mitte der Stromstufe am größten, wenn die Differenz zwischen der Phase der Schwingung des Josephsonkontaktes und der Phase der äußeren Strahlung gerade $\pi/2$ beträgt. Die maximal tolerierbare Abweichung im kritischen Strom in beliebiger Richtung ist dann am größten.
Für gleiche Kontakte kann in einer Zelle mit zwei Josephsonelementen $I_L \approx 0{,}3 I_C$ betragen [39], falls die Impedanz der Rückkopplungsschleife optimal an die Parameter der Josephsonkontakte angepaßt ist. Die Amplitude der Schwingung ist dann in der Mitte des Kohärenzbereiches am größten, was später im Kapitel über Simulationen gezeigt wird.
Kleine Fluktuationen lassen den Kohärenzbereich unangetastet, führen aber zu einer endlichen Linienbreite der Strahlung. Stärkere Fluktuationen führen zu einer Verwaschung der Enden des Kohärenzbereiches und können ab einer gewissen Größe die Kohärenz zerstören.
Im kohärenten Zustand eines Arrays sind dann nicht nur die gemittelten Josephsonoszillationsfrequenzen ω_J sondern auch deren Modulationen

$$\omega_n \equiv \dot{\Theta}_n = \hat{\dot{\phi}}_n, \quad n = 1, 2, 3, \ldots N \tag{26}$$

bei allen N Josephsonkontakten gleich. Diese Bedingung wird plausibel, wenn man berücksichtigt, daß es für identische gemittelte Frequenzen ausreichend ist, die beiden Josephsonkontakte mit zwei supraleitenden Elektroden parallel zu verbinden. Aufgrund von Fluktuationen können die Θ_n zwischen den beiden Kontakten allerdings verschieden sein. Desweiteren kann man nicht davon ausgehen, daß die momentanen Frequenzen $\dot{\phi} \propto U(t)$ identisch sind, da die Schwingungen wie oben bereits erwähnt in Josephsonkontakten großer Dämpfung moduliert werden.
Die Θ_n definieren die Phasen der Harmonischen der Josephsonoszillationen und so ist ihre Gleichheit hinreichende und notwendige Bedingung für Kohärenz [39].

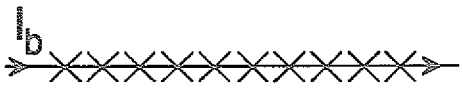


BILD 12: Einfache Serienschaltung

Eine einfache Reihenschaltung von N Kontakten, Bild 12, erfüllt die Bedingungen für Phasenkohärenz nicht, auch wenn die Parameter der einzelnen Josephsonkontakte exakt gleich wären. Für einen in seinem zeitlichen Verlauf gegebenen Strom, sind die zeitlichen Entwicklungen der Phasen der Josephsonkontakte vollständig durch den eingeprägten Strom determiniert und in keiner Weise abhängig von den anderen Phasen.
In einer realen physikalischen Serienschaltung kann es aber dennoch zu einer Wechselwirkung über einen der folgenden Mechanismen kommen, sofern die Weak-Links nicht zu weit auseinander liegen [39].

- Wechselwirkung über Cooper-Paare

  Befinden sich zwei Weak-Links innerhalb der Kohärenzlänge ξ_S der Cooper-Paare, so können sie über die Variationen ihrer Ordnungsparameter in der gemeinsamen Elektrode miteinander wechselwirken.
  Diese Wechselwirkung wurde in Experimenten zwar nachgewiesen, ist im Allgemeinen aber schwächer als die

- Wechselwirkung über Quasipartikel

  Befindet sich ein Weak-Link im resistiven Zustand, so arbeitet es als Quasiteilchengenerator, wobei der Strom durch die Josephsonoszillationen moduliert wird. Diese Quasipartikel dringen auch in die gemeinsame Elektrode ein und zerfallen in einer typischen Länge $\Lambda_Q(\omega)$. Befindet sich in diesem Bereich ein weiteres Weak-Link, modulieren die Quasipartikel dessen Strom und führen so zu einer Mikrowellenwechselwirkung zwischen den Josephsonkontakten.

Sind die Josephsonkontakte aber weiter entfernt als ξ_S oder $\Lambda_Q(\omega)$, so kann nur durch die Wechselwirkung über Mikrowellenstrahlung Phasensynchronisation erzielt werden. Dieses Phänomen tritt auf, wenn der Strom I(t) nicht durch eine äußere Quelle festgelegt ist, sondern sich aufgrund der zeitlichen Veränderungen der Spannungen $U_n(t)$ an den Josephsonkontakten ändern kann. Dadurch wird der Strom mit den Frequenzen der Josephsonoszillationen moduliert, so daß jeder Kontakt mit jedem über diese Strom wechselwirken kann.
Neben dem unendlich großen Wechselwirkungsradius ist die Mikrowellenwechselwirkung nicht von der Geometrie des Kontaktes abhängig, wie es für die beiden oben erwähnten Mechanismen der Fall ist.

2.5.2. Veränderung der Leistung und Linienbreite durch Phasensynchronisation

Im Falle einer inkohärent arbeitenden einfachen Serienschaltung mit N Josephsonkontakten skaliert die Mikrowellenspannung über der gesamten Schaltung mit $N^{1/2}$, die Leistung mit N. In einem kohärenten Array ist die Abhängigkeit der Spannung von der Anzahl der Kontakte N linear, die der Leistung also quadratisch.
Die wechselseitige Phasensynchronisation (mutual phase-locking) koppelt N Josephsonkontakte für niederfrequente Ströme, als wären sie parallel geschaltet, verbunden mit einer Abnahme des differentiellen Widerstandes R_d mit dem Faktor N und eines Anstiegs der spektralen Rauschleistungsdichte S_F um den gleichen Faktor [38]. Da

die Linienbreite nach Gl. 15 proportional zu $R_d^2 S_F$ ist, nimmt sie mit dem Faktor N ab. Oftmals findet man in der Literatur unterschiedliche Skalierungen der Linienbreite mit der Anzahl der Josephsonkontakte. Dahinter steckt aber keine andere Physik sondern lediglich andere Nebenbedingungen. So gehen einige Autoren von einer gegebenen äußeren Last aus und halten diese konstant, was zur Folge hat, daß mit steigender Anzahl an in Serie geschalteten Josephsonkontakten der normalleitende Widerstand abnehmen muß.
Eine größere Reduktion der Linienbreite ist möglich, wenn man die Effekte durch Parallelschaltung eines Widerstandes für niedrige Frequenzen berücksichtigt. Ein solcher Widerstand $R_S \ll NR_d$ schließt die in den Kontakten generierten Rauschströme kurz und verringert die Linienbreite auf

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{N^3}\Delta\nu_J\left(\frac{R_S}{R_d}\right)^2, \tag{27}$$

wobei $\Delta\nu_J$ die Linienbreite des einzelnen Josephsonkontaktes ist. Wählt man $R_S \approx R_d$, so ergibt sich eine Reduktion um den Faktor N^3. Ab einer bestimmten Größe wird dann das intrinsische Rauschen der Kontakte durch das durch den Parallelwiderstand erzeugte übertroffen. Diese Rauschspannung verteilt sich aber auf alle kohärenten Kontakte, so daß $S_V(0) \approx N^{-2}$ ist und sich eine Reduktion der Linienbreite um den Faktor N^2 ergibt. Dieser Faktor bezieht sich auf das Verhältnis der Linienbreite eines Einzelkontaktes mit der gleichen Rauschspannung, die R_S erzeugt, zur Linienbreite des Arrays. In großen Arrays können demnach Josephsonkontakte mit schlechten Rauscheigenschaften verwendet werden, ohne daß sich die Linienbreite dadurch verschlechtert.

2.5.3. Eindimensionale Arrays

In der Praxis erschweren die Variationen der Parameter, vor allem des kritischen Stroms, die Phasenkopplung. Um Kohärenz zu erreichen, muß eine effiziente Wechselwirkung zwischen den Josephsonkontakten erzielt werden. Einige Arbeitsgruppen benutzten kurzreichweitige Wechselwirkungen, wie z. B. über intrinsische Quasipartikelströme [40]. Andere haben die resonante Kopplung zwischen den Josephsonkontakten und einem Resonator untersucht [41]. Alternativ dazu können langreichweitige Wechselwirkungen durch Anlegen einer externen Impedanz (feedback loop) über das gesamte Array zur Kopplung führen. Der zirkulierende HF-Strom in der Schleife stellt eine gemeinsame Referenzphase für alle Kontakte dar. Dies ist eine Analogie zu dem Fall, daß die Kontakte zu einem externen HF-Strom auf der induzierten Stromstufe phasenkoppeln, was im Abschnitt über die Phasensynchronisation diskutiert wurde.
Im Falle einer solchen externen Induktivität wechselwirken alle Kontakte miteinander in der gleichen Stärke, die Wechselwirkung ist nicht von der Entfernung der jeweiligen Kontakte abhängig. Als Wechselwirkungsradius K wird der Abstand $|m-n|$ zweier Josephsonkontakte J_m und J_n bezeichnet, in dem der Kopplungskoeffizient zwischen den beiden Kontakten einen bestimmten festzusetzenden Wert unterschreitet. Diesen Kopplungskoeffizienten erhält man aus einer theoretischen Betrachtung, indem alle Josephsonkontakte außer einem durch

ihre Impedanzen ersetzt werden und man dann für den sich ergebenden Schaltkreis die komplexe Amplitude des Stromes durch den Josephsonkontakt berechnet [39].

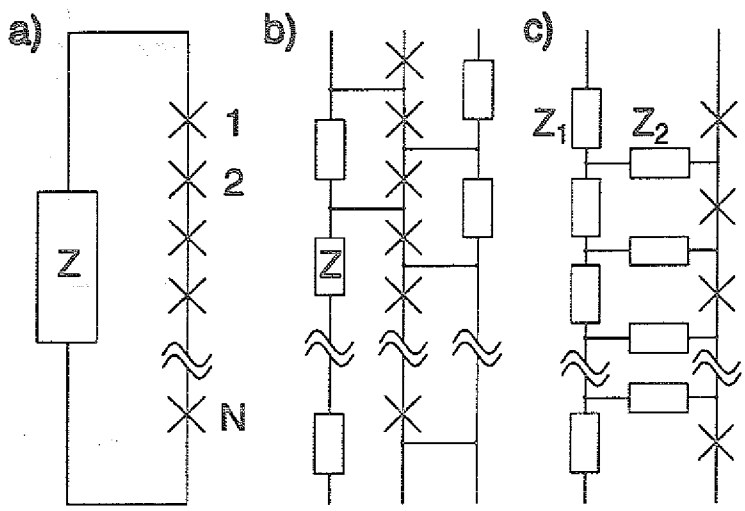


BILD 13: a) großer, b) mittlerer und c) kleiner Wechselwirkungsbereich bei eindimensionalen Arrays

In Bild 13 sind verschiedene Schaltungsvarianten mit großer, mittlerer und kleiner Reichweite der Wechselwirkung gezeigt. In 13a können alle Josephsonkontakte über den hochfrequenten Ringstrom durch die Rückkoppelschleife miteinander wechselwirken, die Reichweite ist also unendlich, da die Stärke der Wechselwirkung nicht von der Position des Kontaktes abhängig ist. In 13b sind wechselseitig zwei Josephsonkontakte in einer Schleife angeordnet und in 13c ist jeder Josephsonkontakt einzeln in einen Ring eingebunden, hängt also von weit entfernten Kontakten kaum mehr ab. Theoretische Untersuchungen zeigen, daß bei kurzreichweitiger Wechselwirkung im Vergleich zu sehr langreichweitiger der Kohärenzbereich und der maximal zulässige Rauschpegel um den Faktor $(N/2\pi K)^2$ kleiner sind, wobei K der Wechselwirkungsradius ist [39].

Ferner wurden Stabilitätsanalysen von Reihenschaltungen RSJ-artiger Josephsonkontakte mit einer angepaßten resistiven Last durchgeführt [42], deren Widerstand gleich der Summe der normalleitenden Widerstände der einzelnen Josephsonkontakte ist. Die Serienarrays synchronisieren am stärksten, wenn $\beta_C \approx 1$ und der eingespeiste Strom ungefähr doppelt so groß ist wie der kritische Strom des Einzelkontaktes. Für $\beta_C \gg 1$ kommt es zu keiner starken Kopplung.

Simulationsrechnungen mit einer Streuung von 15% vom Mittelwert der kritischen Ströme, Kapazitäten und normalleitenden Widerstände ergaben Stabilität des kohärenten Zustandes. Der hauptsächliche Effekt der Parameterstreuung und der damit verbundenen verschiedenen Phasen über den Josephsonkontakten ist die Reduktion der Gesamtamplitude der gleichphasigen Schwingung [43].

Die Serienschaltung vieler Josephsonkontakte mit einer zusätzlichen Impedanz zur Rückkopplung ist die am besten untersuchte Schaltungsvariante. Jain et al. [5] führten neben umfangreichen theoretischen Betrachtungen auch ausführliche Experimente dazu durch, die später vorgestellt werden.

Für die Mikrowellenwechselwirkung, die auch als Hochfrequenzkopplung bezeichnet wird, muß der zirkulierende Strom groß genug sein, um eine strahlungsinduzierte Stromstufe erzeugen zu können, die größer ist als die Streuung der kritischen Ströme der Kontakte. Dafür wird bei größeren Abweichungen ein entsprechender Strom benötigt, der nur durch eine Verkleinerung der Impedanz in der Rückkopplungsschleife erreicht werden kann. Dann wird aber der Mikrowellenwiderstand des gesamten Arrays stark herabgesetzt, und somit verschlechtert sich die Ankopplung an eine äußere Last.

Hadley und Beasley untersuchten Serienschaltungen mit kapazitiven und induktiven Lasten [44] mit unendlich großem Wechselwirkungsradius. Als Ergebnis erhielten sie, daß im Falle einer überwiegend induktiven Last gleichphasige Synchronisation stattfindet, unabhängig von der Richtung des eingespeisten Stromes. Für eine kapazitive Last existieren ebenfalls stabile Stromgebiete, die Lösungen sind dann aber gegenphasig, und die Leistung ist nicht wie im gleichphasigen Fall proportional zum Quadrat der Anzahl der Josephsonkontakte. Sobald Kapazitäten vorhanden sind, z. B. durch intrinsische Kapazitäten des Josephsonkontaktes selbst, muß ein Array sehr sorgfältig entworfen werden, da eine Hysterese zwischen den beiden stabilen Schwingungsmoden unter bestimmten Randbedingungen auftreten kann. Handelt es sich bei der Last um ein schwingfähiges System, so wird in der Nähe ihrer Resonanzfrequenz die Kopplungskraft herabgesetzt.
Als kurze Begründung für die Stabilität im induktiven Fall kann der folgende Gedankengang betrachtet werden. Wird der Strom durch einen Kontakt in einem großen Array um dI_b geändert, so ändert sich die Phasendifferenz um $d\delta=dI_b/\sin\delta_0$, wobei δ_0 die durch die Rückkoppelimpedanz verursachte Phasenverschiebung zwischen dem HF-Strom und den Josephsonoszillationen ist. Die größte Phasenstabilität erhält man demnach für $\delta_0=\pi/2$, d. h. für eine induktive Rückkopplungsschleife. Berücksichtigt man aber noch, daß der HF-Strom mit wachsender Induktivität abnimmt, so ergibt sich, daß die optimale Induktivität gegeben ist durch $L\omega=NR_N$. Damit ergibt sich für die Gesamtimpedanz $Z=NR_N(1+i)$ und für die optimale Phasenverschiebung $\delta_0=\pi/4$. Sowohl die Kopplungskoeffizienten als auch der Synchronisationsbereich sind in diesem speziellen Fall von der Anzahl der Josephsonkontakte unabhängig.

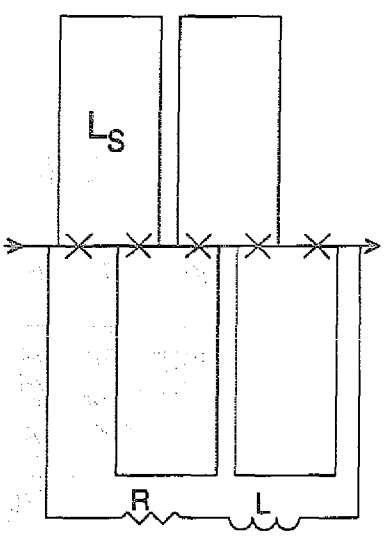


BILD 14: Parallele Stromeinspeisung

Eine geeignete Möglichkeit, Streuungen der kritischen Ströme zu kompensieren, ohne den Mikrowellenwiderstand verschlechtern zu müssen, ist die in Bild 14 gezeigte Schaltungsvariante. Den Josephsonkontakten ist paarweise eine Induktivität L_S in Form von SQUID-Schleifen parallelgeschaltet. Der Gleichstrom verteilt sich aufgrund der Schleifen derart, daß über allen Kontakten die gleiche Spannung abfällt. Diese Variante der Stromeinspeisung ist in Bezug auf den Gleichspannungsanteil einer parallelen Speisung äquivalent, während sich die Wechselspannungen in Serie aufaddieren [45, 46].
Die Gleichspannungen besitzen stets den gleichen Absolutwert, wechseln sich aber in der Polarität ab. Die Induktivität der Schleifen muß groß sein, so daß die HF-Spannungen über den Kontakten nicht kurzgeschlossen werden. Weiterhin ist aber wichtig, daß die gegenseitige Induktivität zwischen benachbarten SQUID-Schleifen L_N klein ist, da sonst im kohärenten Fall das gesamte Array eine kleine effektive Impedanz besäße. Daher dürfen benachbarte Schleifen keinen gemeinsamen Arm besitzen. Der zufällige Fluß durch die SQUIDs verursacht verschiedene Phasen der Josephsonkontakte, so daß sich die HF-Spannungen nicht

kohärent addieren. Der SQUID-Schleifenstrom kann mit Φ_0 / L_S abgeschätzt werden. Für einen einzelnen Josephsonkontakt, der durch einen äußeren HF-Strom $I_{HF}\sin\omega t$ auf einer Shapirostufe betrieben wird, ist die Phasendifferenz δ zwischen den Oszillationen des Suprastroms und dem externen HF-Strom mit einer Änderung ΔI_S des mittleren Suprastroms durch

$$\Delta I_S = -J\cos\delta \tag{28}$$

gegeben, wobei 2J die Höhe der Stromstufe ist. Eine kleine Änderung dI_B im Speisestrom bewirkt eine Änderung $d\delta = dI_B / J\sin\delta$ in der Phasendifferenz. Damit ergibt sich die Phasendifferenz zwischen den beiden Josephsonkontakten in einem SQUID-Ring näherungsweise zu

$$\Delta^{-1} \equiv \delta_1 - \delta_2 = \frac{2\Phi_0 / L_S}{J\sin\delta_1}. \tag{29}$$

Δ kann als Synchronisationsparameter aufgefaßt werden, der mit abnehmender Phasendifferenz und damit stärkerer Kohärenz größer wird. Falls $J\sin\delta_1$ groß gegen Φ_0 / L_S ist, so addieren sich die Spannungen über die beiden Kontakte in Phase. In diesem Fall führt die abwechselnde Polarität der Gleichspannungen über den Josephsonkontakten dazu, daß sich geradzahlige Harmonische der Spannungsoszillation über das gesamte Array auslöschen.
Die Amplitude des durch die Rückkopplungsschleife fließenden Stroms I_{HF} kann durch

$$I_{HF} = \frac{NU_0}{\sqrt{(\omega L)^2 + (R + NR_N)^2}} \tag{30}$$

abgeschätzt werden, wobei U_0 die Spannungsamplitude an einem einzelnen Kontakt für $I_{HF}=0$ und R und L Widerstand und Induktivität der Rückkopplungsschleife sind. Die Phasendifferenz zwischen den Oszillationen des Suprastroms und dem zirkulierenden Strom beträgt

$$\tan\delta = \frac{\omega L}{R + NR_N}. \tag{31}$$

Die Frequenz

$$\omega_L = \frac{R + NR_N}{L} \tag{32}$$

kann als untere Grenzfrequenz für Phasensynchronisation betrachtet werden, da die Phasendifferenz $\delta=\pi/4$ beträgt. Unter Verwendung der Gln. 29, 30 und 31 ergibt sich, daß der Synchronisationsparameter Δ schnell mit ungefähr ω^2 wächst und dann Rauschströme in den Josephsonkontakten und Fluß in den Schleifen die Kohärenz zerstören. Zwischen ω_L und der charakteristischen Frequenz ω_C bleibt Δ ungefähr konstant und oberhalb von ω_C nimmt die sich aus dem RSJ-Modell zu $J = I_{HF} / 2(1 + \bar{u}^2)^{1/2}$ ergebende Stufenhöhe ungefähr mit ω^{-2} ab. Die Synchronisation wird zerstört, sobald dieser Wert mit Φ_0 / L_S vergleichbar ist [47].

Der experimentelle Nachweis der Phasensynchronisation kann über unterschiedliche Methoden erfolgen:

- Spannungs-Synchronisation, das in der I-U-Kennlinie sichtbar ist
- Auswertung der Shapirostufen eines Detektorkontaktes zur Bestimmung der Leistung und Linienbreite
- Messung der Leistung der emittierten Mikrowellenstrahlung in Abhängigkeit von der Anzahl der Josephsonkontakte N; Abhängigkeit $\sim N^2$
- Messung der Linienbreite der emittierten Mikrowellenstrahlung in Abhängigkeit von der Anzahl der Josephsonkontakte; Abhängigkeit $\sim N^{-1}$

Die letzten beiden Methoden setzen voraus, daß es möglich ist, die Strahlung auszukoppeln und direkt nachzuweisen. Das hauptsächliche Problem besteht darin, daß genau der Frequenzbereich, in dem Synchronisation nur stattfinden kann, zur Verfügung stehen. Soll die Forderung erfüllt sein, muß oberhalb der charakteristischen Frequenz zu messen, erfordert das im Falle der Stufenkontakte eine Apparatur, die im Bereich 200-500 GHz arbeitet.

2.5.4. Zweidimensionale Arrays

Zweidimensionale (2D) Arrays als Mikrowellenoszillatoren haben mehrere Vorteile gegenüber den eindimensionalen, wie z. B. höhere Leistungen an angepaßte Lasten und mögliche interne Mechanismen, die Phasensynchronisation bewirken. Bei den 2D-Arrays wird der Widerstand durch die Länge und Breite, N und M Josephsonkontakte, bestimmt. Durch das Verhältnis kann eine Anpassung an eine äußere Last R_L erzielt werden, $N/M=R_L/R_N$. Bei konstanter Anpassung ist die maximale Leistung im kohärenten Fall $P_{MN} = MNP_1 = M^2 I_C^2 R_L / 8$, wobei P_1 die Leistung eines gleichen einzelnen Josephsonkontaktes ist, so daß die Größe des Arrays einen Freiheitsgrad zur Erhöhung der Leistung darstellt.
Ein 2D-Array ist ein System, in dem sich die Ströme so verteilen, daß verschiedene Kontakte kompensiert werden. Die Flußquantisierung in der Einheitszelle mit vier Josephsonkontakten verknüpft die Phasen der Kontakte in benachbarten Zellen. Die Spannungen über allen Kontakten in einer Zeile müssen gleich sein, falls sich die Kontakte senkrecht zur Stromrichtung im spannungslosen Zustand befinden.
Einen theoretischen Vergleich zwischen ein- und zweidimensionalen Arrays ohne äußere Rückkoppelschleifen oder Impedanzen lieferten Octavio et al. im Februar 1992 [48]. Unter Vernachlässigung des Magnetfelds wurden Serienschaltungen von 64 Josephsonkontakten zweidimensionalen 8×8-Arrays gegenübergestellt. In beiden Fällen ist die Auswirkung einer gaußförmigen Streuung der kritischen Ströme mit σ =0,05 drastisch. Die spektrale Leistungsdichte der linearen Arrays ist für Ströme $I>1{,}5I_C$ um drei Größenordnungen gegenüber derjenigen ohne Parameterstreuung reduziert. Beim zweidimensionalen Analogon beträgt die Reduktion zwei Größenordnungen. Außerdem ist die Breite des Strahlungssignals im linearen Fall bedeutend größer. In der Nähe des kritischen Stromes wird die Signalunterdrückung in beiden Fällen noch stärker, bei größerem Strom nimmt die Linienbreite jeweils ab. Daher ist nicht nur wegen der Bedingung $U>I_C R_N$, was sinusförmige Schwingungen

bedeutet, sondern auch aufgrund der Parameterstreuung ein Betrieb bei höheren Strömen notwendig. Desweiteren wurde die Abhängigkeit der Strahlungsleistung in einem engen Frequenzbereich von der Breite der Streuung σ untersucht bis zu σ=0,1. Bei kleinen Werten von σ nimmt die Leistung rapide ab und geht bei σ=0,02 in eine fallende Gerade über. In Serienschaltungen liegt die Leistung immer um etwa eine Größenordnung unter derjenigen des zweidimensionalen Arrays. Aus diesen Daten kann geschlossen werden, daß die Phasenkohärenz in zweidimensionalen Arrays wesentlich stabiler ist gegenüber Streuungen der Parameter. Beide Systeme sind sehr empfindlich gegenüber Abweichungen, besonders bei Strömen knapp oberhalb des kritischen Stromes.
Es sei aber ausdrücklich nochmals erwähnt, daß diese Untersuchungen keine Maßnahmen zur Phasensynchronisation beinhalten und daher nur eingeschränkt auf realisierte Schaltungskonzepte angewendet werden können.

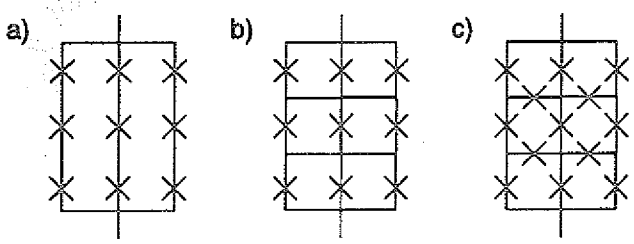


BILD 15: Zweidimensionale Arrays

Bei den zweidimensionalen Arrays aus Bild 15 a und b ändert sich im Betrieb die Phase nur in Stromrichtung, man kann sie deshalb auch als lineare Arrays bezeichnen. Nur bei Array c ändert sich die Phase in beiden Dimensionen. Es gibt ausführliche Untersuchungen über Phasenübergänge in den letztgenannten Arrays [49, 50]. Die kurzreichweitige Wechselwirkung zwischen den Josephsonkontakten kann unterhalb einer Übergangstemperatur zu einer quasi-langreichweitigen Kohärenz der Phasen führen, wodurch benachbarte Kontakte synchronisieren. So kann die quasi-langreichweitige Wechselwirkung in zweidimensionalen Arrays unter Umständen als interner Mechanismus betrachtet werden, der kohärente Synchronisation zwischen den Josephsonkontakten hervorruft, ohne daß ein externer Resonator oder Hohlraum benötigt wird.
Die kleinste Impedanz, die ein Josephsonkontakt sieht, hat bei den Arrays b und c der induktive Pfad über den parallelen Kontakt. Bei diesen Konfigurationen wechseln die Polaritäten entlang einer parallelen Kette von Josephsonkontakten mit dem Resultat, daß Ströme in diesen Ketten zirkulieren. Dadurch dissipiert intern Leistung, die für die Last verloren geht. Andererseits ist für alle Kontakte in den Ketten des Arrays a der Pfad mit der geringsten Impedanz der durch die Last, der sicherlich induktiv ist. Daher erwartet man eine konstante Phase senkrecht zur Stromrichtung.
Aus Berechnungen ergibt sich, daß im stabilen Zustand des Arrays c die Polaritäten der HF-Spannungen in benachbarten Reihen entgegengesetzt sind, da die Kopplung zwischen diesen Reihen induktiv ist [5]. Das entspricht dem Fall kapazitiver Kopplung bei linearen Arrays. Koppelt man die Josephsonkontakte in den einzelnen Reihen induktiv, so schwingen sie gleichphasig und die HF-Spannungen addieren sich. Koppelt man ferner benachbarte Reihen kapazitiv, so addieren sich im Fall der stabilen Lösung die HF-Spannungen der Reihen parallel.

KAPITEL 3

Ein Überblick über die Ergebnisse der Arrays mit Josephsonkontakten auf der Basis konventioneller Supraleiter

In diesem Kapitel können nur exemplarisch die sehr vielfältigen Arrayaktivitäten aus dem Gebiet der Tieftemperatursupraleitung erörtert werden. Das Hauptaugenmerk wird dabei auf aktuelle Untersuchungen und Arrayentwürfe gerichtet. Die in jüngster Zeit publizierten Formen wurden größtenteils mit Hilfe vorheriger Simulationsrechnungen konzipiert.
Arrays aus Josephsonkontakten auf der Basis konventioneller Supraleiter werden seit ungefähr 20 Jahren untersucht. Viele unterschiedliche Entwürfe eindimensionaler Arrays kommen von der Arbeitsgruppe um J. E. Lukens an der State University of New York at Stony Brook. Anfangs wurde mit paralleler Stromeinspeisung gearbeitet, um Phasensynchronisation zu erhalten, da die kritischen Ströme der Josephsonkontakte stark streuten. Mittlerweile ist die Technologie so weit vorangeschritten, daß auch mit serieller Einspeisung gearbeitet werden kann. Das hat den Vorteil, daß nur der Nte Teil des Stromes benötigt wird, wobei N die Anzahl der Josephsonkontakte ist. Allerdings darf die aus theoretischen Berechnungen abgeschätzte Streuung der kritischen Ströme nicht größer als 7% sein, was einen hohen technologischen Stand erfordert [51]. Obige Arbeitsgruppe profitiert von dem bei IBM entwickelten PARTS-Verfahren (Planarized All-Refractory Technology for low-T_C Superconductivity), mit dem Streuungen von etwa 3% realisierbar sind [52].

3.1. Eindimensionale Arrays

Die Gruppe Jain, Mankiewich und Lukens fertigte Arrays des Typs b aus Bild 14 mit 10 bis 99 Josephsonkontakten an [53]. Die 300×300 nm^2 großen Indium-Tunnelkontakte befinden sich in 10 µm Abstand um Quasipartikelwechselwirkung zu vermeiden. Die 650 µm langen SQUID-Schleifen besitzen eine Induktivität von 0,5 nH. Die Rückkopplungsschleife befindet sich durch eine SiO-Isolationsschicht getrennt über der Reihe mit den Kontakten. Sie ist an einem Ende direkt am Array angeschlossen, am anderen über eine 60 pH große Induktivität, die so gewählt ist, daß sie ungefähr gleich der Summe der Widerstände der Josephsonkontakte bei 5 GHz entspricht. Damit ist gewährleistet, daß der gesamte komplexe Widerstand der Schleife vorwiegend induktiv ist. Betrachtungen aus dem vorigen Kapitel zeigen, daß in diesem Fall der kohärente Zustand am stabilsten ist. Ein ca. 0,2 Ω großer ohmscher Serienwiderstand wurde in die Schleife eingefügt, um eine Flußquantisierung in dem sonst vollständig supraleitenden Ring zu verhindern. Der Supraleiterstreifen über dem Array wirkt gleichzeitig als ground plane, die die Induktivität der Flächen zwischen den Josephsonkontakten reduziert.
Um die Wechselwirkung zwischen den Josephsonkontakten aufgrund des zirkulierenden Wechselstromes zu bestimmen, wird eine SQUID-Schleife weggelassen, so daß zwei separat mit den Strömen I_A und I_B gespeiste Arrayteile entstehen. Wird nun I_B konstant gehalten und I_A variiert, erkennt man einen Bereich von I_A, in dem beide Sektionen mit gleicher Spannung pro Kontakt synchronisieren. Durch unterschiedliche feste Ströme I_B kann die Spannung, bei der Synchronisation auftritt, ver-

ändert werden. Der Kohärenzbereich wird größer mit wachsendem kritischen Strom der Kontakte. Das Auftreten der Kohärenz ist unabhängig von der relativen Richtung der beiden Ströme. Die Leistung eines Einzelkontaktes bei 6 GHz wurde zu 0,36 pW bestimmt und die des Arrays aus 10 Kontakten zu 30 pW, was gut mit der quadratischen Abhängigkeit übereinstimmt, die sich aus dem RSJ-Modell ergibt.
Die bisher vorgestellten Arrays können als konzentrierte (lumped) Schaltung aufgefaßt werden, weil sich alle Josephsonkontakte in einem Gebiet der Dimension $\lambda/8$ befinden. Die räumliche Variation der Phase ist in diesem Fall vernachlässigbar. Dann ist die Anzahl der Kontakte durch die maximale Integrationsdichte gegeben. Zum einen können die Josephsonkontakte wegen der geringeren Abmessungen näher zueinander positioniert werden, zum anderen ist für Hochtemperatursupraleiter die Wechselwirkungslänge über Quasipartikel bedeutend kleiner als für konventionelle Materialien und somit schrumpft auch der Mindestabstand, der benötigt wird, um diese Wechselwirkung zu verhindern. Sie wird im Allgemeinen nicht gewünscht, da sie in Konkurrenz zur Mikrowellenwechselwirkung stattfindet und es so zu nicht vorhersagbaren Phänomenen kommen kann. Die theoretische Untersuchung dieser Konstellation ist sehr aufwendig und bis heute noch nicht vorgenommen worden. Um die Beschränkung der Anzahl der Kontakte durch die Abmessungen zu umgehen, wurden Konzepte entwickelt, bei denen die räumliche Variation der Phase und die Anordnung der Kontakte aufeinander abgestimmt sind. Bei diesen sogenannten ausgedehnten (distributed) Arrays sind die Josephsonkontakte über eine Mikrostreifenleitung, deren Länge gerade der Wellenlänge λ entspricht, verbunden. Durch die Anordnung in einem Mäander ist der räumliche Abstand der Josephsonelemente kleiner als die Wellenlänge. Alle Kontakte schwingen daher bei einer bestimmten durch die Entfernung definierten Frequenz in Phase, falls keine Parameterstreuung vorliegt. Wan et al. fertigten ein parallel mit Strom gespeistes Array aus 40 Nb/AlOx/Nb-Josephsonkontakten an, bei dem die Streuung der kritischen Ströme ca. 10% betrug, weswegen keine Serienspeisung durchgeführt wurde [54]. Ein 20 Ω großer Widerstand befindet sich an einem Ende, der die Last bildet. Der HF-Strom, der durch den Widerstand fließt, wird über einen Detektorkontakt beobachtet, der direkt hinter der Last angeordnet ist. Das Array und die Last sind bezüglich der HF-Strahlung durch eine $\lambda/4$ Mikrostreifenleitung abgeschlossen. Die Leistung wird über die Amplitude der ersten Shapiro-Stufe des Detektors bestimmt. Mikrowellenstrahlung kann nicht nur bei den geometrisch definierten Frequenzen ν_0 und $\nu_0/2$, wobei die Entfernung der Josephsonkontakte λ und $\lambda/2$ beträgt, nachgewiesen werden, sondern über einen großen Frequenzbereich von 100-500 GHz. Bei ν_0 und $\nu_0/2$ treten allerdings deutliche Resonanzen auf. Außerdem ist eine Modulation der Amplitude mit $\bar{c}/2l_0$ zu beobachten, wobei $\bar{c}$ die Phasengeschwindigkeit und l_0 die Gesamtlänge des Arrays sind. Die Maxima treten bei $\nu_n = n\bar{c}/2l_0$ auf. Die Linienbreite wurde nicht direkt bestimmt, sondern mit dem RSJ-Modell abgeschätzt zu 60 kHz bei 2 K und 130 kHz bei 4,2 K.
Der gleiche Entwurf eines ausgedehnten Arrays mit 100 Josephsonkontakten, jetzt aber mit serieller Stromeinspeisung, liegt der in der Übersicht bereits erwähnten Arbeit von Han et al. [51] zugrunde. Die Kontakte sind im Abstand von $\lambda_0 = 370$ µm in einer 20 Ω Mikrostreifenleitung angeordnet, in Analogie zum Fall der Parallel-

speisung. Der Detektor hat den gleichen nominellen kritischen Strom und Parallelwiderstand wie die Kontakte im Array. Die an die Last abgegebene HF-Leistung wurde zu 0,22 µW bestimmt. Der HF-Strom war in diesem Fall wegen der starken Kopplung und der resonanten Struktur größer als der kritische Strom der Kontakte, was als Erklärung dafür herangezogen wird, daß die beobachtete Leistung mehr als doppelt so groß ist wie die berechnete.

3.2. Zweidimensionale Arrays

Die jüngsten Untersuchungen an zweidimensionalen Arrays stammen von der Gruppe Benz und Burroughs an 10×10-Arrays des Typs c aus Bild 15 mit Nb/AlOx/Nb-Tunnelkontakten [7]. Durch einen Kondensator zur Übertragung der Mikrowellenstrahlung verbunden, befindet sich ein Detektorkontakt neben dem Array, dessen elektrische Daten mit denen der Josephsonkontakte im Array identisch ist. Von der gleichen Gruppe wurde vorher kollektive Phasensynchronisation bei Anlegen eines äußeren HF-Feldes von 100 kHz bis 1 GHz beobachtet, was ein Indiz für eine kohärente Kopplung zwischen den Josephsonkontakten darstellt [55].

Um eine gleichmäßigere Verteilung des Stromes im Array zu erhalten, sind auf jeder Seite des Arrays 10 Serienwiderstände in die Stromzuführungen integriert. Die verwendeten Kontakte sind nicht hysteretisch mit $\beta_C<0{,}7$, der kritische Strom beträgt $I_C=0{,}18$ mA, die charakteristische Frequenz liegt bei $\nu_C=150$ GHz und allen Kontakten ist ein 1,65 Ω großer Widerstand parallelgeschaltet.

Aus Serienschaltungen ergab sich eine Streuung der kritischen Ströme von ±5%. Die Strom-Spannungs-Kennlinie des Detektorkontaktes wurde in Abhängigkeit vom Speisestrom des Arrays bzw. der über ihm abfallenden Spannung bei 4,2 K aufgenommen. Mit dem Programm PSCAN wurde die Kennlinie unter Verwendung des um eine parallele Kapazität erweiterten RSJ-Modells simuliert, wobei die beiden Parameter Frequenz und Amplitude des HF-Stroms so gewählt wurden, daß eine möglichst gute Übereinstimmung erfolgte. Mit den auf diese Weise bestimmten Parametern konnten dann Leistung und Linienbreite der einfallenden Strahlung ermittelt werden. Die größte vom Detektor nachgewiesene Leistung betrug 0,4 µW bei 150 GHz. Bei dieser Frequenz war die maximale theoretisch berechnete Leistung, die das 2D-Array an eine angepaßte Last abgeben kann, mit 1,1 µW ungefähr dreimal so groß wie die mit dem Detektor ermittelte. Die Arbeitsgruppe vermutet wegen der guten Übereinstimmung, daß alle Josephsonkontakte kohärent Leistung generieren und effizient an den Detektor angekoppelt sind.

KAPITEL 4

Simulationen

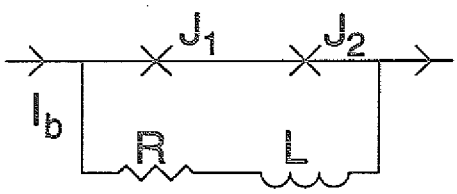


BILD 16: Zweikontaktzelle mit Parallelimpedanz

Um das prinzipielle Verhalten und die Effekte der Phasensynchronisation einer Serienschaltung mit Rückkopplungsschleife beobachten zu können, wurden eigene Simulationen mit dem Programm PSCAN [25] durchgeführt. Es wurde die in Bild 16 gezeigte Serienschaltung von zwei Josephsonkontakten mit einer gemeinsamen Parallelimpedanz, bestehend aus einem ohmschen Widerstand und einer Induktivität, untersucht.
Wenn die beiden Parameter R und L optimal an die verwendeten Kontakte angepaßt sind, so kann über einen großen Spannungs- und damit Frequenzbereich Synchronisation beobachtet werden. Dieser Effekt ist sowohl in der Strom-Spannungs-Kennlinie zu sehen wie auch im zeitlichen Verlauf der Josephsonoszillationen, wenn eine Transientenanalyse durchgeführt wird. Für den ersten Josephsonkontakt werden die Parameter $I_{C1}=1$, $R_1=1$ und für den zweiten $I_{C2}=1{,}1$, $R_2=1{,}1$ verwendet, die Kapazitäten werden zu $C_1=C_2=0$ gewählt. I_{C1} und I_{C2} sind auf den kritischen Strom und R_1 und R_2 auf den Widerstand des ersten Josephsonkontaktes normiert. Die Parallelimpedanz setzt sich aus R=1 und L=1,5 (in Einheiten von $\Phi_0/2\pi I_{C1}$) zusammen. Die Parameter der beiden Kontakte sind so gewählt, daß sich die zugehörigen Kennlinien im Fall ohne Wechselwirkung in einem Punkt schneiden würden.

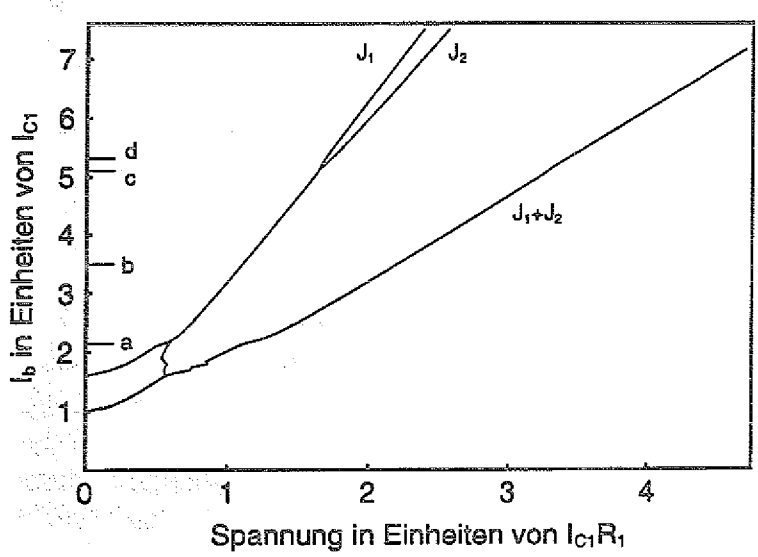


BILD 17: Spannungen der beiden Josephsonkontakte und der Gesamtschaltung in Abhängigkeit vom Speisestrom I_b

In Bild 17 sind die Strom-Spannungskennlinien für die beiden Kontakte J_1 und J_2 und für die gesamte Schaltung zu sehen. Der aufgetragene Strom entspricht dabei dem Gesamtstrom durch die Schaltung und nicht dem jeweiligen Strom durch den Josephsonkontakt. Der erste Knick in der Kennlinie der Gesamtschaltung, die in diesem Bereich mit der Kennlinie des ersten Kontaktes zusammenfällt, erfolgt bei I_{C1}, der zweite Kontakt ist noch nicht resistiv. Sobald der erste Kontakt in den resistiven Zustand schaltet und einen Spannungsabfall produziert kann auch über die Parallelimpedanz ein Strom fließen. Der zweite Knick erscheint, wenn durch den Zweig mit den beiden Kontakten der Strom I_{C2} fließt. Der Gesamtstrom ist dann aber größer als I_{C2}, da ein Teil durch die Parallelimpedanz fließt. Man kann demnach aus der Strom-Spannungs-Kennlinie nicht auf die kritischen Ströme schließen. Die beiden

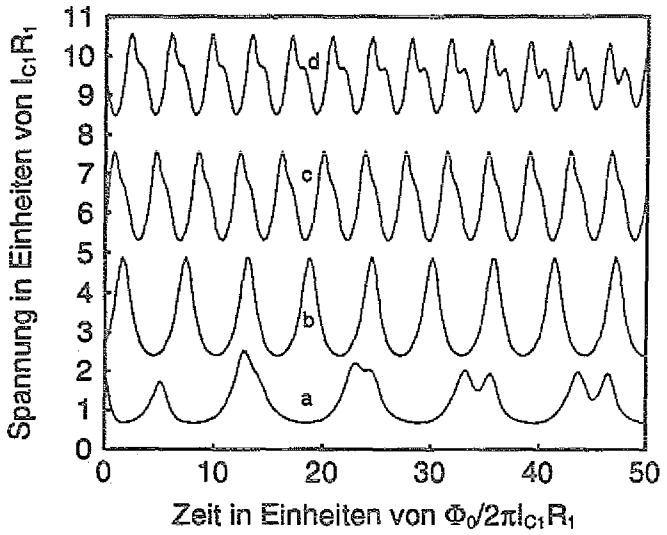


BILD 18: Josephsonoszillationen für I=2,15 (a), I=3,5 (b), I=5,1 (c) und I=5,31 (d) in Einheiten von I_{C1}

Kennlinien, die sich ohne Wechselwirkung nur in einem Punkt, der bei I=2,88 liegt, schneiden würden, sind durch die koppelnde Induktivität in einem Synchronisationsbereich I_L identisch. In diesem speziellen Fall ist der Synchronisationsbereich mit I_L=2,9 größer als der kritische Strom der Einzelkontakte. Die Zacken in den beiden Kurven a und c resultieren aus einer zu geringen Anzahl an Schwingungsperioden, über die gemittelt wurde. Die charakteristische Spannung bzw. Frequenz des ersten Kontaktes wird bei einem Stromwert von I≈3 erreicht.

Werden die Parameterstreuungen größer, so verkleinert sich der Bereich kohärenter Schwingung. Synchronisation tritt aber auch trotz großer Abweichungen in den kritischen Strömen bzw. den normalleitenden Widerständen weiterhin auf, solange die beiden Kennlinien der Kontakte einen Schnittpunkt besitzen.

In Bild 18 sind die Josephsonoszillationen für vier verschiedene Speiseströme, die mit waagerechten Strichen in Bild 17 markiert sind, eingezeichnet. Die Kurven a und d gehören zu Strömen unter- bzw. oberhalb des Synchronisationsbereiches, b zeigt die fast sinusförmige Schwingung in der Mitte und in c ist eine Schwingung am Rand des Bereichs zu sehen. Die Schwingungsperioden werden mit steigendem Strom wegen der wachsenden Spannung immer kleiner. Außerhalb des Synchronisationsbereiches gibt es keine stabilen periodischen Lösungen und die Schwingungsform ändert sich kontinuierlich mit der Zeit.

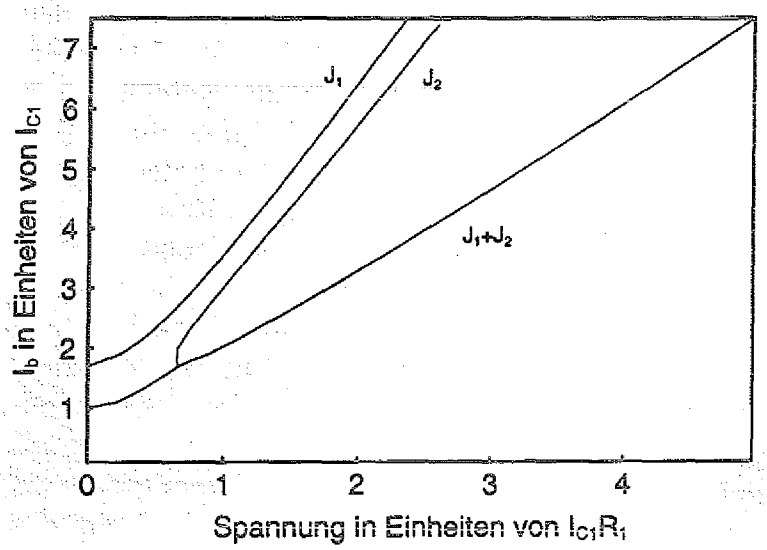


BILD 19: Strom-Spannungs-Kennlinien der Josephsonkontakte J_1 (a) und J_2 (b) und der Gesamtschaltung (c)

Ist im Gegensatz zum eben behandelten Fall die Bedingung, daß die beiden Strom-Spannungs-Kennlinien der einzelnen Kontakte einen Schnittpunkt besitzen, nicht erfüllt, so kommt es bei vergleichbaren Parameterabweichungen zu keiner Synchronisation. Diesmal wurden für den ersten Josephsonkontakt die in den gleichen Einheiten wie im eben behandelten Fall angegebenen Parameter I_{C1}=1, C_1=0, R_1=1,1 und für den zweiten

I_{C2}=1,1, C_2=0, R_2=1 verwendet, d. h. der Kontakt mit dem größeren kritischen Strom besitzt den kleineren Widerstand. Er wird demnach später resistiv und der Spannungsabfall ist geringer als beim anderen Kontakt. Somit kann es zu keinem Schnittpunkt zwischen beiden Kennlinien kommen. Bild 19 zeigt die entsprechenden Kennlinien der beiden Josephsonkontakte J_1 (a) und J_2 (b), die sich zwar etwas annähern, aber dennoch kein Bereich gemeinsamer Spannung existiert. Bei nur zwei Josephsonkontakten in Serie ist die Wahrscheinlichkeit einer geeigneten Konstellation noch relativ groß, aber bei einer großen Anzahl von stark streuenden Kontakten ist es so gut wie ausgeschlossen, daß ein Synchronisationsbereich existiert. Es läßt sich dann nicht vermeiden, daß es Kontakte mit fast gleichem Widerstand aber unterschiedlichem kritischen Strom gibt, die beiden Kennlinien also berührungslos parallel zueinander verlaufen und die Kontakte damit nicht miteinander wechselwirken.

KAPITEL 5

Herstellung und Charakterisierung der Arrays

Zu Beginn werden die unterschiedlichen Layouts mit ihren jeweiligen Eigenschaften vorgestellt. Danach erfolgt ein kurzer Überblick über die Herstellung der Bauelemente und die Anforderungen an die Technologie. Das Ende wird durch die Beschreibung des Meßaufbaus und der Durchführung der Messungen gebildet.

5.1. Layout

Für die Herstellung der Proben kommen Chrommasken zur Verwendung, deren Strukturen in fotolithografischen Prozessen auf das Substrat übertragen werden. Die Herstellung dieser Masken erfolgt im Haus mit einem Elektronenstrahlschreiber, die Vorlagen dafür können mit gängigen Grafikprogrammen entworfen werden.

5.1.1. Teststrukturen

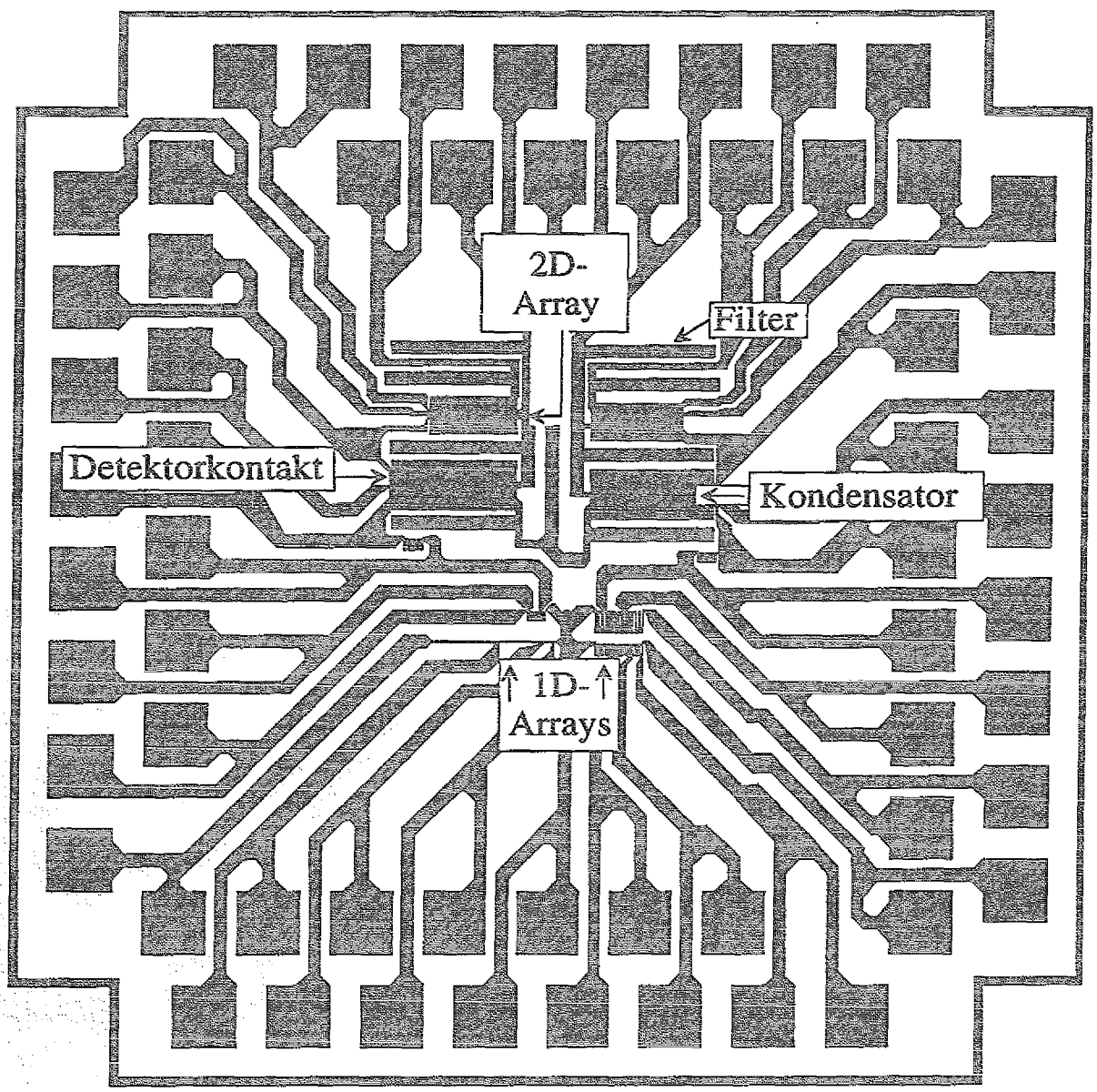


BILD 20: Test-Chip-Layout

Zu Beginn der Arbeit wurden zwei Maskenlayouts mit verschiedenen eindimensionalen und im Fall des zweiten Layouts auch zweidimensionalen Arrays aus Josephsonkontakten entwickelt. Die einzelnen Bauelemente enthielten zwischen 100 und 600 Josephsonkontakte. Mit diesen Anordnungen wurde untersucht, wie stark deren Parameter streuen und welche Schaltungsvarianten technologisch realisierbar sind.

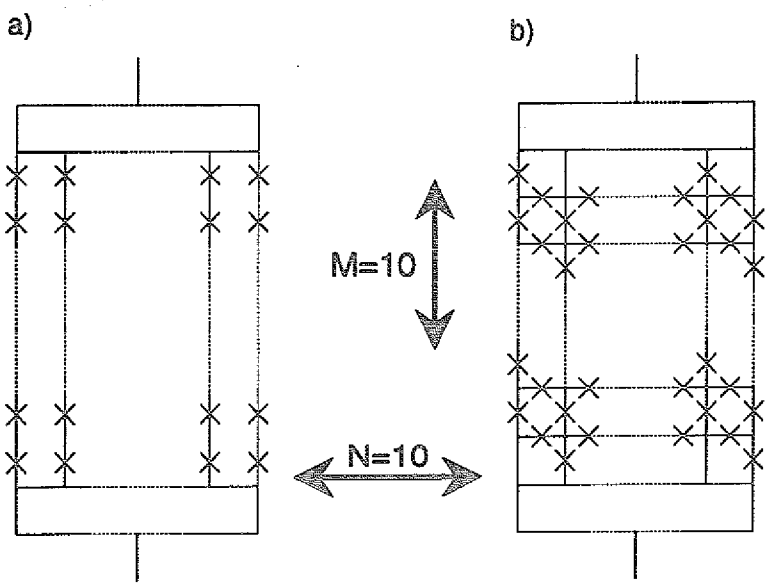


BILD 21: 10×10-Arrays in a) Gitteranordnung und b) Schachbrettanordnung

Da zu diesem sehr frühen Zeitpunkt nicht bekannt war, ob die supraleitenden Eigenschaften einer Serienschaltung von bis zu 600 Stufenkontakten erhalten bleiben oder durch Defekte in der Lithografie oder Schichtherstellung zerstört werden, wurden zusätzliche Mittelabgriffe angebracht. Damit kann man kürzere Ketten untersuchen und auf diese Weise das Array zerteilen. Zusätzliche Abgriffe erfordern dann aber eine hohe Zahl von Anschlußflächen, die allerdings klein zu halten sind, da die Substrate eine feste Abmessung von 10×10 mm^2 besitzen. Im ersten Fall wurden 30 Anschlüsse mit einer 1×1 mm^2 großen Fläche realisiert, im zweiten Fall 60 Stück mit 0,5×0,5 mm^2 in 0,25 mm Abstand, Bild 20. Die Zuleitungen haben eine Breite von 100 µm und alle Bauelemente liegen in einem zentralen Bereich von 2×2 mm^2. Bei diese relativ hohen Zahl kleiner Anschlußflächen kann die Kontaktierung zuverlässig nur durch Bonden erfolgen, da das Andrücken eines in Indium eingebetteten Drahtes die große Gefahr von Kurzschlüssen in sich birgt.

Auf dem Substrat sind in folgenden Bauelementen insgesamt 2912 Josephsonkontakte untergebracht:

- eine Serienschaltung aus 600 Josephsonkontakten von 5 µm Breite in 5 µm Abstand in Mäanderform
- eine Serienschaltung aus 600 Josephsonkontakten von 5 µm Breite in 2 µm Abstand in Mäanderform
- eine Serienschaltung aus 500 Josephsonkontakten von 2 µm Breite in 2 µm Abstand in Form einer Geraden
- eine Serienschaltung aus 600 Josephsonkontakten von 2 µm Breite in 2 µm Abstand in Mäanderform
- zwei 10×10-Gitterarrays mit 100 Josephsonkontakten von 2 µm Breite in 2 µm Abstand, Bild 21a

- zwei 10×10-Schachbrettarrays mit 200 Josephsonkontakten von 2 µm Breite in 8 µm Abstand, Bild 21b
- vier Doppelkontakte von 2 µm Breite in 2 µm Abstand
- vier Einzelkontakte von 2 µm Breite

Die zweidimensionalen Arrays befinden sich an einem Ende einer als Kondensator konzipierten $YBa_2Cu_3O_7$-Fläche. Am anderen Ende sind jeweils ein Einzelkontakt und ein Doppelkontakt als Detektor angeordnet. Die Stromzuführungen der Arrays auf dem Chip sind mit Filtern versehen, damit der Mikrowellenstrom nicht über diese Leitungen fließen kann. Die eindimensionalen Arrays sind konzentriert angeordnet, so daß sich alle Kontakte bei einer Frequenz unterhalb von 75 GHz in einem Gebiet der Dimension $\lambda/4$ befinden.

5.1.2. Antennen mit integrierten Arrays

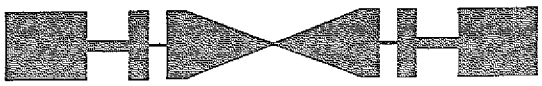


BILD 22: Schmetterlingsantenne

Um an den Schaltungen auch Emissionsuntersuchungen durchführen zu können, wurden die zu messenden Bauelemente in Antennen integriert, die zur Anpassung an den Vakuumwellenwiderstand dienten. Das Layout einer Schmetterlingsantenne, Bild 22, mit Filtern wurde aus [56] übernommen und dort bereits für Untersuchungen an Einzelkontakten erfolgreich verwendet. Im Rahmen einer Zusammenarbeit wurde vom Fachbereich Elektrotechnik der Universität Gesamthochschule Duisburg das Layout einer logarithmischen Spiralantenne TALSA (Two-Arm Logarithmic Spiral Antenna) berechnet, Bild 23. In den breitbandigen Antennenstrukturen befinden sich jeweils ein- und zweidimensionale Arrays.

BILD 23: Substrat mit einem 2D-Array in einer TALSA

Die beiden Spiralarme der Antenne werden gleichzeitig auch zur Einspeisung des Gleichstroms verwendet.

Bild 24 zeigt eine Durchlichtaufnahme des in einer Schmetterlingsantenne plazierten 18×18-Schachbrettarrays mit 5 µm breiten $YBa_2Cu_3O_7$-Bahnen. Auf dem Substrat befinden sich drei zweidimensionale Arrays in der Mitte bzw. 3 mm ober- und unterhalb davon.

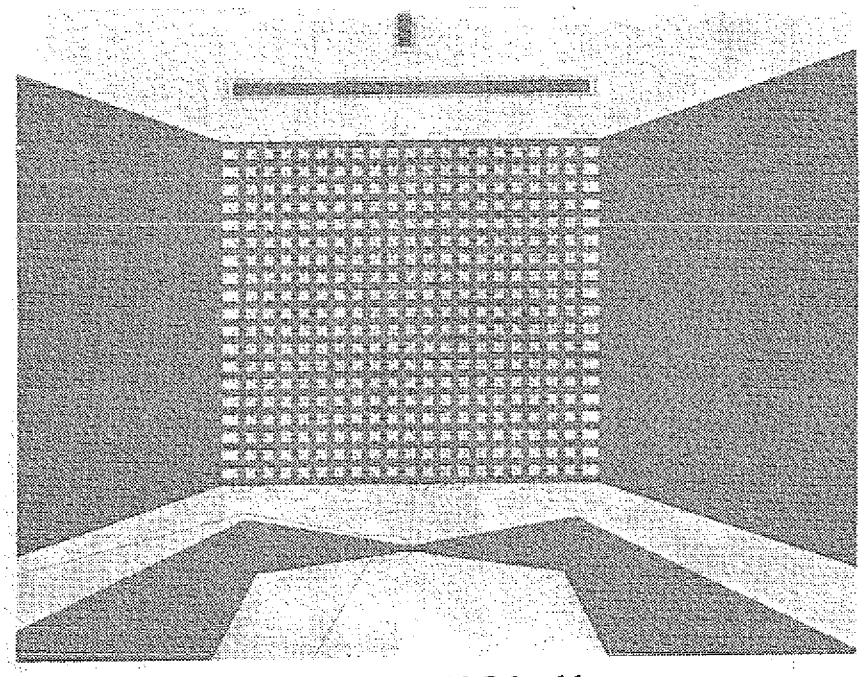


BILD 24: Realisierung eines 18×18-Schachbrettarrays

Über diese Distanz beträgt der durch die Winkelungenauigkeit bedingte Positionierfehler weniger als 0,5 µm. Die Abweichungen in x- und y-Richtung sind ebenfalls kleiner als 0,5 µm. Unterhalb des Arrays ist ein Einzelkontakt zu erkennen, der als Detektor für entstehende Mikrowellenstrahlung gedacht ist.

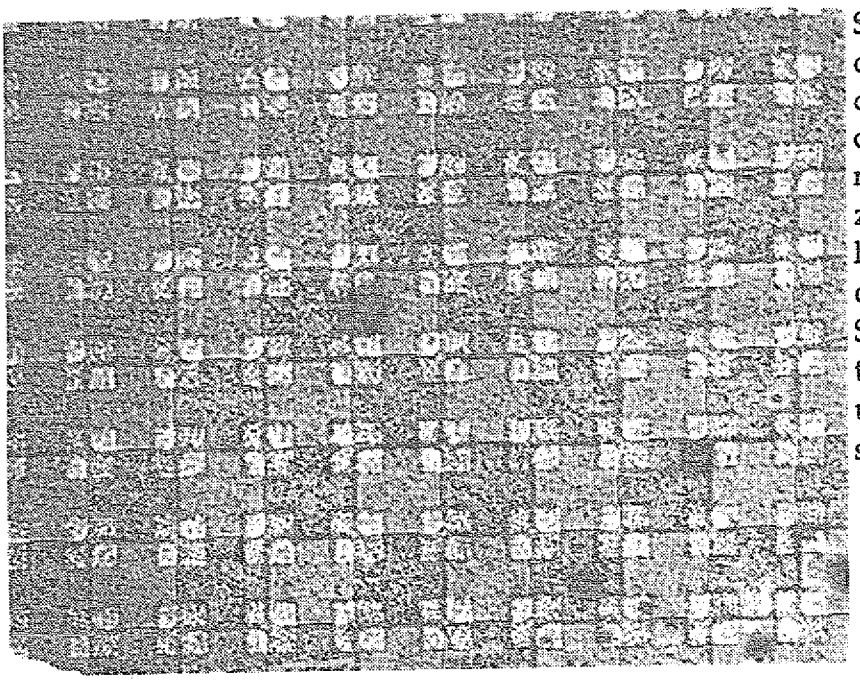


BILD 25: Ausschnittsvergrößerung des Schachbrettarrays

Bild 25 zeigt einen Ausschnitt aus dem Schachbrettarray, in dem die tiefergeätzten quadratischen Bereiche deutlich zu erkennen sind, die zur Bezeichnung der Arrays herangezogen wurden. Die Breite der Supraleiterbahnen beträgt nominal 5 µm und die Quadrate sind 15×15 µm^2 groß.

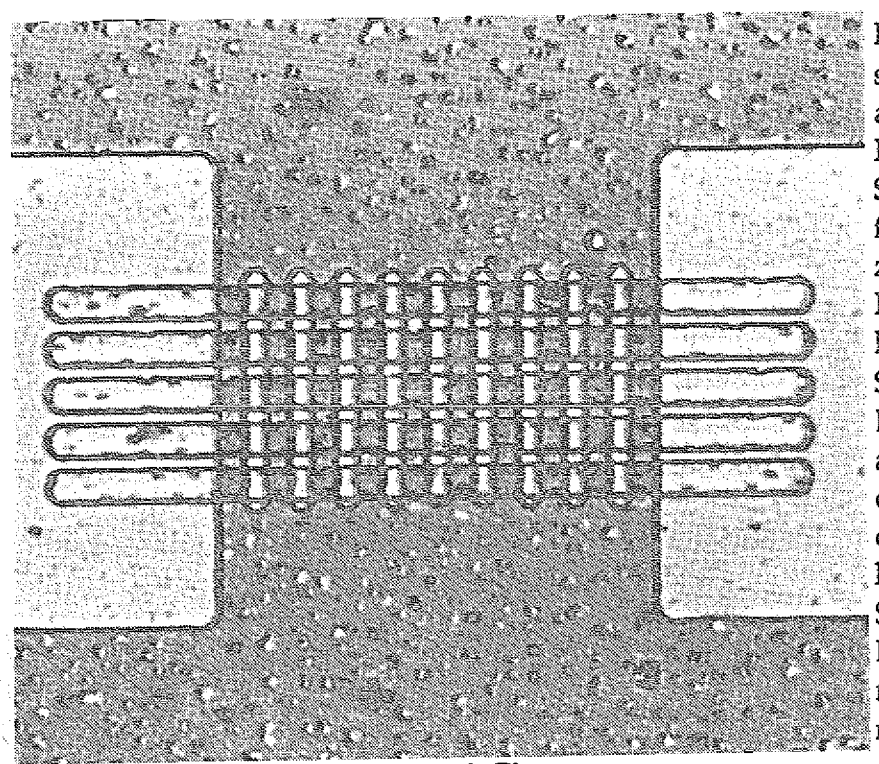


BILD 26: Realisierung eines 10×10-Gitterarrays

In Bild 26 ist ein realisiertes 10×10-Gitterarray abgebildet. Fünf senkrecht zur Stromrichtung verlaufende Gräben bilden zehn Stufen, an denen Korngrenzen nukleieren und einen Stufenkontakt bilden. Die Anforderungen an die Lithografie und die Justierung sind in diesem Fall nicht so hoch wie bei den Schachbrettarrays. Eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Leiterbahn aus $YBa_2Cu_3O_7$ über den Steg zwischen zwei Gräben hinweg zeigt Bild 27. Dieses Array wurde mit dem Inhibit-Verfahren

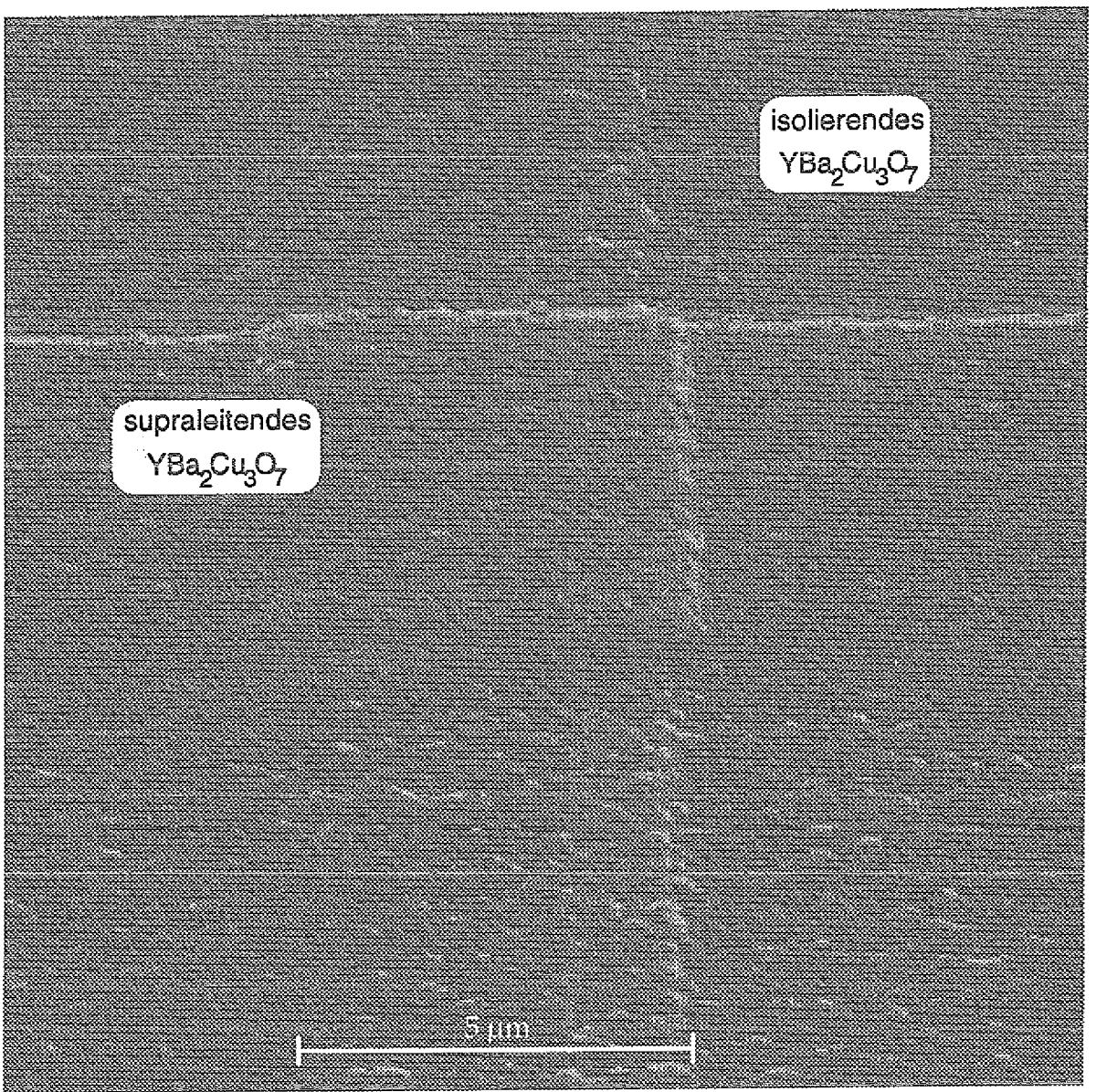


Bild 27: REM-Aufnahme einer $YBa_2Cu_3O_7$-Leiterbahn über den Steg zwischen zwei Gräben

hergestellt, so daß die gesamte Oberfläche mit $YBa_2Cu_3O_7$ belegt ist, das außerhalb der Leiterbahn allerdings durch das Silizium vergiftet wurde und daher isoliert.

5.2. Herstellung

Die wesentlichen Bestandteile der Herstellung sind die Herstellung der Stufen im Substrat und das Abscheiden und Strukturieren des Hochtemperatursupraleiterfilms. In beiden Teilschritten werden die Strukturen auf fotolithografischem Weg auf das Substrat, den Film oder die Niobschicht übertragen.

5.2.1. Fotolithografie

Für die Strukturierung der Stufen wie auch der $YBa_2Cu_3O_7$-Struktur wurde der Lack AZ 5214 in Verbindung mit dem metallionenfreien Entwickler AZ 312 MIF der Firma Höchst verwendet. Um die hohe erforderliche Auflösung und Präzision der Struktur zu erreichen, müssen die Parameter Verdünnung des Entwicklers, Dicke des Lackes, Belichtungszeit und Entwicklungszeit sehr genau eingehalten werden. Die Belichtungszeit beispielsweise darf nicht mehr als 2% abweichen, um eine Vergrößerung der lackfreien benachbarten Gebiete zu verhindern bzw. um zu garantieren, daß auch die kleinsten Strukturen noch vollständig durchentwickelt werden. Außerdem muß gewährleistet sein, daß sich auf der gesamten Fläche des Arrays keine Staubpartikel oder Lackverunreinigungen befinden, da sonst die Struktur der $YBa_2Cu_3O_7$-Leiterbahn oder der Substratstufe gestört wird, was dann zu Josephsonkontakten mit stark abweichenden Parametern führen kann.

Der fotolithografische Standardprozeß besteht aus folgenden Einzelschritten:

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

Die Belichtungszeiten ändern sich mit jeder Probencharge. Das liegt zum einen an unterschiedlichen Oberflächenbeschaffenheiten und daraus resultierend unterschiedlichem Reflexionsvermögen, zum anderen am Altern der Lampe im Belichter, das sich trotz Messung der integrierten Leistungsdichte durch den Belichter bemerkbar macht. Eine nicht konstante Luftfeuchtigkeit kann die Eigenschaften des Lackes ebenfalls beeinflussen. Darüber hinaus ist der Entwickler sehr empfindlich gegenüber Schwankungen des pH-Wertes, die durch gelöste Gase hervorgerufen werden können.

5.2.2. Stufenherstellung

Die Stufen im Substrat werden mittels Ionenstrahlätzens durch eine Niobmaske hergestellt. Der Ionenstrahl fällt dabei senkrecht auf die rotierende Probe, die auf einem gekühlten (-7°C) Probenteller mit Vakuumfett befestigt ist. Alternativ kann der Probenteller um bis zu 90° gedreht werden, um flache Stufen zu ätzen. Standardmäßig

werden Stufenhöhen von 300 nm verwendet, was einer Ätzdauer von 30 min entspricht. Die Ionen besitzen eine Energie von 500 eV und die Strahldichte beträgt ca. 0,5 mA/cm^2.

5.2.3. Die verwendeten $YBa_2Cu_3O_7$-Schichten

Standardmäßig wurden 200 nm dicke $YBa_2Cu_3O_7$-Schichten aus einer routinemäßig betriebenen Laserablationsanlage verwendet. Mit diesem Depositionsverfahren können Schichten mit kritischen Temperaturen oberhalb von 90 K mit einer im Vergleich zum Kathodenzerstäuben wesentlich höheren Geschwindigkeit von ca. 100 nm/min abgeschieden werden. Ein stöchiometrisches $YBa_2Cu_3O_7$-Target wird mit hochenergetischen Pulsen aus einem Eximerlaser beschossen, wobei ein Plasma entsteht. Bei geeigneter Geometrie, Substrattemperatur und weiteren Parametern können so stöchiometrische $YBa_2Cu_3O_7$-Filme hoher Qualität hergestellt werden [57]. Eine detaillierte Beschreibung des Laserablationsprozesses findet man in [58].
Als Nachteil weisen die mit Unebenheiten im Bereich von 10-20 nm recht glatten Filme kugelförmige Ausscheidungen von ca. 1 µm Durchmesser auf (droplets). Diese erschweren das exakte Justieren der Proben unter der Maske erheblich, weil entweder nur die Maske oder nur die Substratoberfläche im Schärfebereich des Objektives liegen. Zudem wird beim Andrücken der Maske der Lack verletzt.
Beim Umgang mit $YBa_2Cu_3O_7$ stellt die Empfindlichkeit gegenüber H_2O und CO_2 ein großes Problem dar [59]. Die Kristallstruktur der supraleitenden Phase wird durch Reaktion des Bariums mit dem Wasser zerstört, es entstehen Bariumhydroxid und Bariumkarbonat. Daher sollten Proben immer in einem mit Trockenmittel gefüllten Gefäß aufbewahrt werden.

5.2.4. Strukturierung des $YBa_2Cu_3O_7$-Filmes

Die Strukturierungsmethoden für die Supraleiterfilme müssen gewährleisten, daß 2 µm breite Leiterbahnen mit einer Länge von mehr als 1 mm exakt und mit gleichbleibender Breite erzeugt werden können. Die supraleitenden Eigenschaften dürfen durch den Strukturierungsvorgang nicht verschlechtert werden, vor allem Sauerstoffverlust und eine damit verbundene Absenkung der kritischen Temperatur und der kritischen Stromdichte muß verhindert werden. Sowohl die Oberfläche als auch die Flanken der $YBa_2Cu_3O_7$-Bahnen müssen den Strukturierungsschritt unbeschadet überstehen, da sonst im Bereich der Stufenkontakte der Querschnitt der Bahn undefiniert wäre, was zu einer zusätzlichen Vergrößerung der Streuung der Parameter führt.

- **Strukturierung mit Ionenstrahlätzen**

Bei den ersten im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Arrays wurde der Supraleiterfilm mittels Ionenstrahlätzens durch eine Lackmaske strukturiert, Bild 29. Dabei werden diejenigen $YBa_2Cu_3O_7$-Flächen freigelegt, die im anschließenden Ätzprozeß entfernt werden sollen. Die Berührung der $YBa_2Cu_3O_7$-Oberfläche mit dem alkalischen Entwickler verschlechtert die supraleitenden Eigenschaften in diesem Gebiet. Daher ist es wünschenswert, einen direkten Kontakt des Supraleiters mit dem Entwickler zu verhindern. Dazu kommt noch die Verschlechterung der Supraleitung durch den Ätzprozeß. Beim Ionenstrahlätzen ist eine Erwärmung der Probenoberfläche wegen des damit verbundenen Sauerstoffverlustes im Hochtemperatursupraleiter zu vermeiden. Daher wird in Intervallen geätzt, damit

die Oberfläche abkühlen kann. Dennoch wird die kritische Temperatur kleiner Mikrobrücken herabgesetzt, was vermutlich auf die Zerstörung der Sauerstoffstöchiometrie an den Kanten zurückzuführen ist. Eine geeignete Möglichkeit, diese beiden Probleme zu überwinden, ist die

- **Inhibitstrukturierung**

Dabei wird wie im ersten Fall eine Lackmaske mit der späteren $YBa_2Cu_3O_7$-Struktur direkt auf das Substrat aufgebracht. Nach der Lithografie erfolgt eine räumliche Trennung zwischen der Struktur und dem übrigen Substrat durch Tieferätzen mittels Ionenstrahl, Bild 28. Anschließend wird eine 30 nm dicke Inhibitschicht aus SiO_2 aufgedampft, die mit dem Fotolack lift-off-strukturiert wird. Auf diese Weise erfolgt eine räumliche Trennung der Inhibit- von der Wachstumsebene [60].

In den ersten veröffentlichten Inhibitverfahren [61] wurde lediglich eine Inhibitschicht aufgebracht, die nicht räumlich getrennt war. Durch laterale Diffusion von

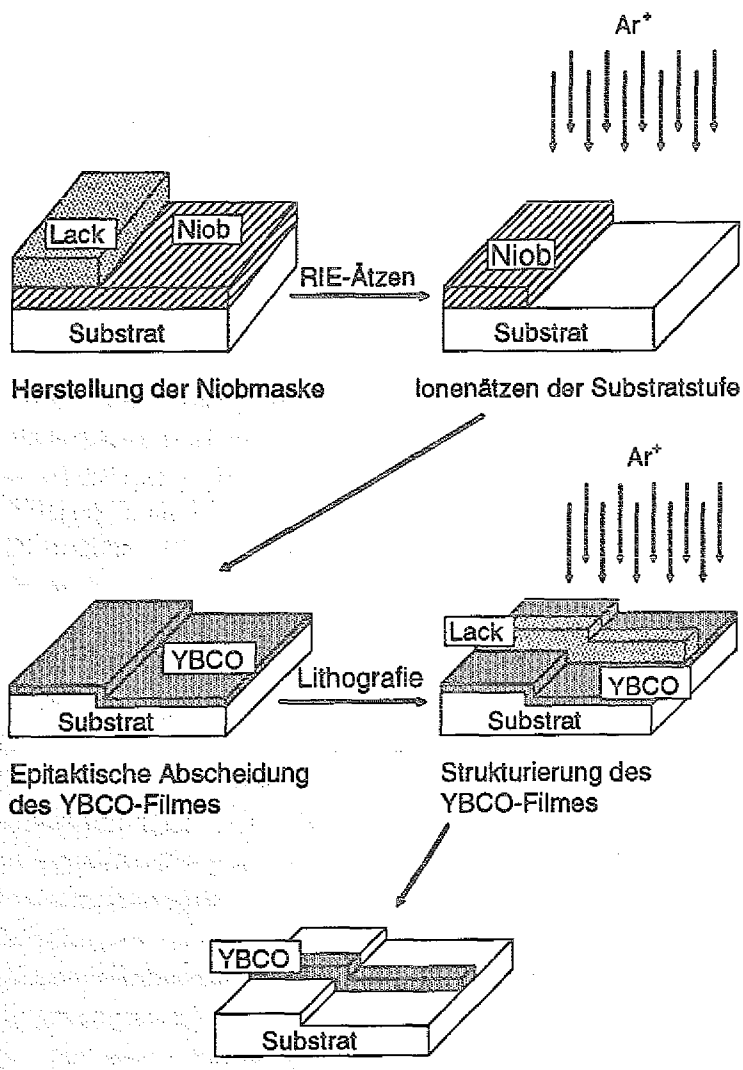


BILD 29: Strukturierung mit Ionenstrahlätzen

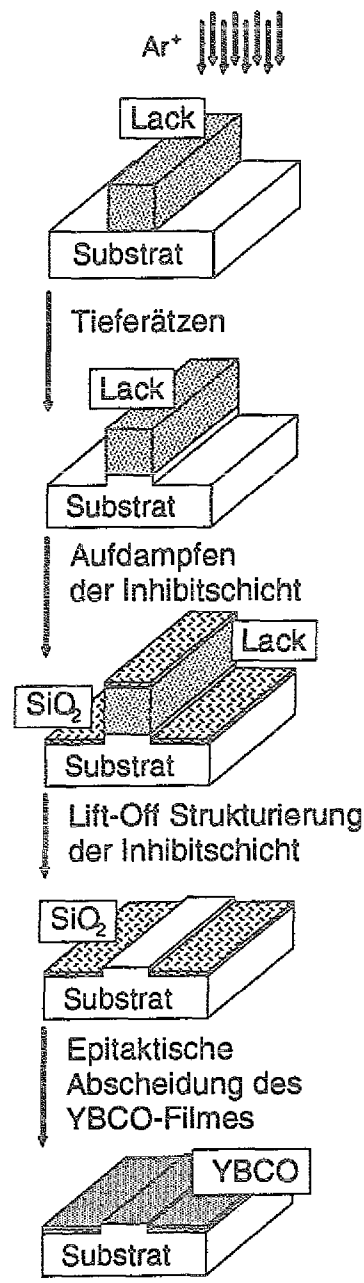


BILD 28: Strukturierung mit Inhibitverfahren [60]

Störatomen in den Hochtemperatursupraleiter wurden die supraleitenden Eigenschaften der strukturierten Filme zerstört.
Als letzter Schritt erfolgt die Deposition des ganzflächigen $YBa_2Cu_3O_7$-Filmes mittels Laserablation. Auf den tiefergeätzten und mit SiO_2 bedampften Gebieten diffundiert wegen der hohen Depositionstemperatur Silizium in den $YBa_2Cu_3O_7$-Film, so daß dieser im Gegensatz zu den anderen Gebieten dort isolierend wird. Mit dieser Methode wird durch vorhergehendes Strukturieren ein Kontakt des $YBa_2Cu_3O_7$ mit dem Entwickler vermieden, es entstehen keine Kanten, an denen die ab-Ebenen des Supraleiters mit der Luft in Berührung kommen und nach der Schichtherstellung wird nicht mehr ionenstrahlgeätzt. Lediglich die Goldanschlußflächen müssen in einem folgenden Lithografieschritt aufgebracht werden. Doch dabei sind die empfindlichsten Stellen, die Josephsonkontakte, mit Lack abgedeckt, und nur in den Außenbezirken des Substrates erfolgt ein Kontakt mit dem Entwickler. Durch Verwendung von Schwebemasken oder mechanischen Durchdampfmasken könnte dieser Kontakt ebenfalls noch vermieden werden, doch waren die Anschlußflächen in den meisten Fällen zu klein und zu nah benachbart, um mit mechanischen Masken arbeiten zu können. Vor dem Aufdampfen der Goldschicht wurde die degradierte Oberfläche mit der in der Aufdampfanlage eingebauten Ionenkanone für ca. 10 s gereinigt, wobei die Stromdichte der Ionen ca. 0,5 mA/cm^2 betrug.
Der fotolithografische Schritt zur Übertragung der $YBa_2Cu_3O_7$-Struktur ist sehr empfindlich, da sich der Lack ohne darunterliegende Niobschicht direkt auf dem Substrat befindet und das Licht an den Substratoberflächen reflektiert wird. Das führt bei auch nur geringfügig zu großer Belichtungszeit zu einem Ausfressen der Strukturen.

5.3. Elektrische Charakterisierung

5.3.1. Anforderungen an die Meßtechnik

Neben der Messung von Strom-Spannungs-Kennlinien sollen ebenfalls deren Ableitungen $\partial U/\partial I$ digital aufgenommen werden, um sie anschließend mit dem Computer auswerten und grafisch darstellen zu können. Was hier als erste Ableitung $\partial U/\partial I$ bezeichnet wird, ist das Ausgabesignal eines Lock-In-Verstärkers. Es ergibt sich aus der mathematischen Ableitung unter Berücksichtigung der Amplitude und der Form des Modulationssignals des Lock-In-Verstärkers. Dem Speisestrom wird ein Modulationsstrom mit einer konstanten Amplitude und einer Frequenz im Bereich von 1 Hz bis 1 kHz aufaddiert. Die dadurch hervorgerufene Spannungsoszillation wird über die Zeit gemittelt und als Signal ausgegeben. Das Ergebnis entspricht der mathematischen Ableitung der Kurve, die zusätzlich mit einer Wichtungsfunktion gefaltet wurde, die von der Signalform des Modulationsstromes abhängt. Alle Untersuchungen werden in Vierpunktmeßtechnik durchgeführt. Für die Ermittlung der Beeinflussung eines Einzelkontaktes durch ein benachbartes Array ist es notwendig, zwei unabhängige Stromquellen zur Stromeinspeisung und zwei Spannungsverstärker zur Verfügung zu haben.
Um eine möglichst hohe Flexibilität zu erzielen, sind alle Anschlüsse mit BNC-Stekkern und -Buchsen ausgeführt. Damit können beliebige Meßsignale auf dem Oszilloskop bzw. dem Computermonitor gegeneinander aufgetragen werden.

Messungen mit wenig Vorbereitung und zeitlichem Aufwand sind in der Heliumtransportkanne wegen der schnellen Einstellung der Arbeitstemperatur und dem zügigen Auftauen der Proben möglich. Allerdings hat diese Methode eine im Gegensatz zum Kryostaten schlechte Temperaturkonstanz zum Preis. Langwierige Messungen, wie z. B. die Abhängigkeit der Shapirostufen von der eingestrahlten Mikrowellenleistung, lassen sich daher nur in den Flüssigkeiten Helium oder Stickstoff mit guter Temperaturkonstanz durchführen.
Bei der Konzeption und Realisierung der Meßtechnik muß darauf geachtet werden, daß das Rauschen der Stromquelle und der Verstärker niedrig genug ist, um empfindlich Shapirostufen aufnehmen zu können.

5.3.2. Meßaufbau

Die Messungen der statischen Strom-Spannungs-Kennlinien sowie deren Ableitungen $\partial U/\partial I$ erfolgen mit Stromeinspeisung, wobei sich der Strom periodisch mit der Zeit dreiecksförmig ändert. Die Frequenz kann in einem breiten Spektrum von ca. 20 Hz bis hinab zu 0.005 Hz kontinuierlich geändert werden, so daß sowohl mit dem Oszilloskop wie auch mit dem Computer gemessen werden kann. Ebenso stehen unterschiedliche aktive Filter zwischen 2 und 300 ms zur Verfügung, um eine optimale Störungsunterdrückung bei der betreffenden Durchlaufgeschwindigkeit zu erzielen. Das Spannungssignal wird im Meßstab wahlweise 1, 10, 100 oder 1000-fach mit einem Differenzverstärker vorverstärkt, bevor es über ein Kabel zur Meßelektronik geführt wird, wo sich auch die Stromquelle mit dem Generator zur Ansteuerung befindet. Der Generator erzeugt zusätzlich eine Spannung, die dem ausgegebenen Strom proportional ist und als Monitorsignal verwendet wird. Der Strom durchläuft ein Tiefpaßfilter im Meßstab. In der Meßelektronik befindet sich ein Isolationsverstärker, mit dem sich die Signale galvanisch von den Ausgabegeräten Oszilloskop bzw. Computer und damit vom Netz trennen lassen um Störungen, die über diese Leitungen übertragen werden können, zu eliminieren, Bild 30. Vor allem bei der Messung mit dem Computer ist dieser Aspekt wichtig, da dort Rechteckimpulse im MHz-Bereich generiert werden, die z. B. die Messung von Shapirostufen stark stören.
Für die Messung der Ableitung der Strom-Spannungs-Kennlinie kann der Strom mit dem Oszillatorsignal des Lock-In-Verstärkers moduliert werden.
Darüber hinaus verfügt die Elektronik über einen regelbaren Eingang, um die Stromsteuerung mit dem Computer durchführen zu können und über eine interne und externe Einstellung des Offsetstroms. Die Elektronik ist modular aufgebaut und durchweg mit BNC-Buchsen bestückt. Dadurch ist ein flexibler Einsatz gewährleistet.
Die Meßwerterfassung mit dem Computer erfolgt über eine 12-bit AD-Wandler-Karte. Die Schalterstellungen der Verstärker und der Stromquelle werden über eine digitale Ein- und Ausgabe-Karte eingelesen, um die richtigen Verstärkungsfaktoren zu bestimmen. Das Meßwerterfassungsprogramm zeigt die anfallenden Daten kontinuierlich an und speichert auf Wunsch einen Durchlauf oder auch einen Hin- und Rücklauf ab, was für hysteretische Kennlinien nötig ist. Zusätzlich können noch die Einstellungen der in der Wandlerkarte eingebauten Verstärker festgelegt werden. Desweiteren wird automatisch die Temperatur erfaßt. Kalibriermessungen zur Bestimmung der Multiplikationsfaktoren für die Ermittlung der zu den

Ausgaben des AD-Wandlers gehörenden Ströme bzw. Spannungen können ebenfalls aufgenommen und ausgewertet werden.

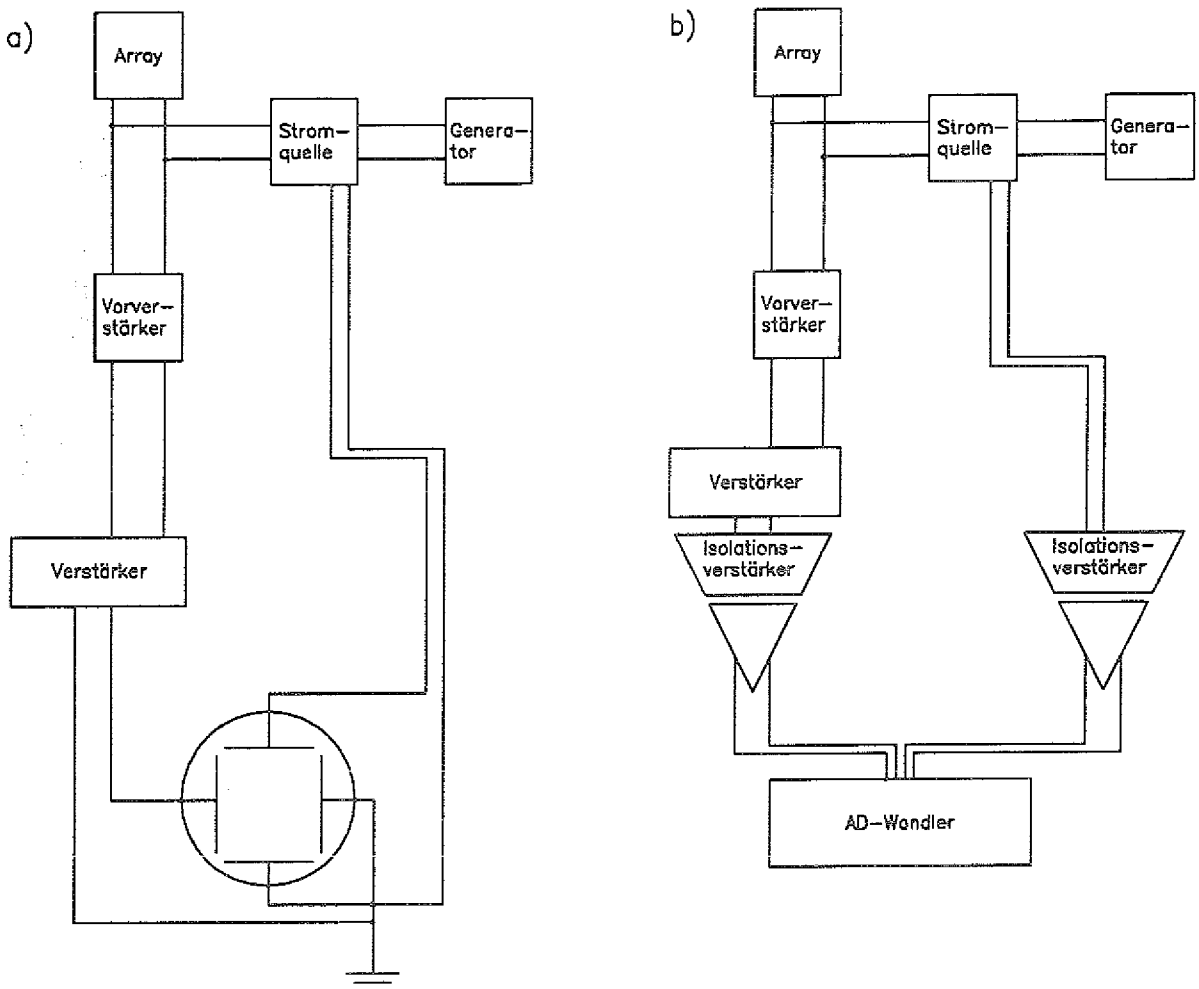


BILD 30: Meßaufbau a) mit dem Oszilloskop und b) mit dem Computer

KAPITEL 6

Ergebnisse und Diskussion

Den Ausgangspunkt der Untersuchungen stellen eindimensionale Serienschaltungen mit bis zu 600 Josephsonkontakten dar, mit deren Hilfe die Streuung der Parameter, vor allem der kritischen Ströme bestimmt werden sollen. Die Strom-Spannungs-Kennlinien der Reihenschaltungen werden mit dem RSJ-Modell simuliert. Anschließend folgen Gleichstrommessungen an verschieden aufgebauten zweidimensionalen Arrays. Direkte Messungen der Strahlungsemission an linearen und 2D-Arrays wurden von Dr. P. Müller am Walther-Meissner-Institut für Tieftemperaturforschung der Bayerischen Akademie der Wissenschaften und von Prof. Dr. J. Konopka an der Universität Duisburg durchgeführt. Die Bestimmung der lokalen kritischen Ströme einzelner Stufenkontakte in Arrays erfolgte mit dem Tieftemperaturrasterelektronenmikroskop (TTREM) durch K. D. Husemann an der Universität Tübingen.

6.1. Serienschaltungen

In Bild 31 ist die Strom-Spannungs-Kennlinie einer Serienschaltung von 600 Stufenkontakten zu sehen; der Einsatz zeigt in höherer Auflösung den Anfang des resistiven Zweiges. Die einzelnen Kontakte besitzen einen RSJ-förmigen Verlauf der Kennlinie, wobei die Annäherung an die Asymptote, deren Steigung der normalleitende Widerstand ist, nicht beobachtet werden kann, da bereits weitere

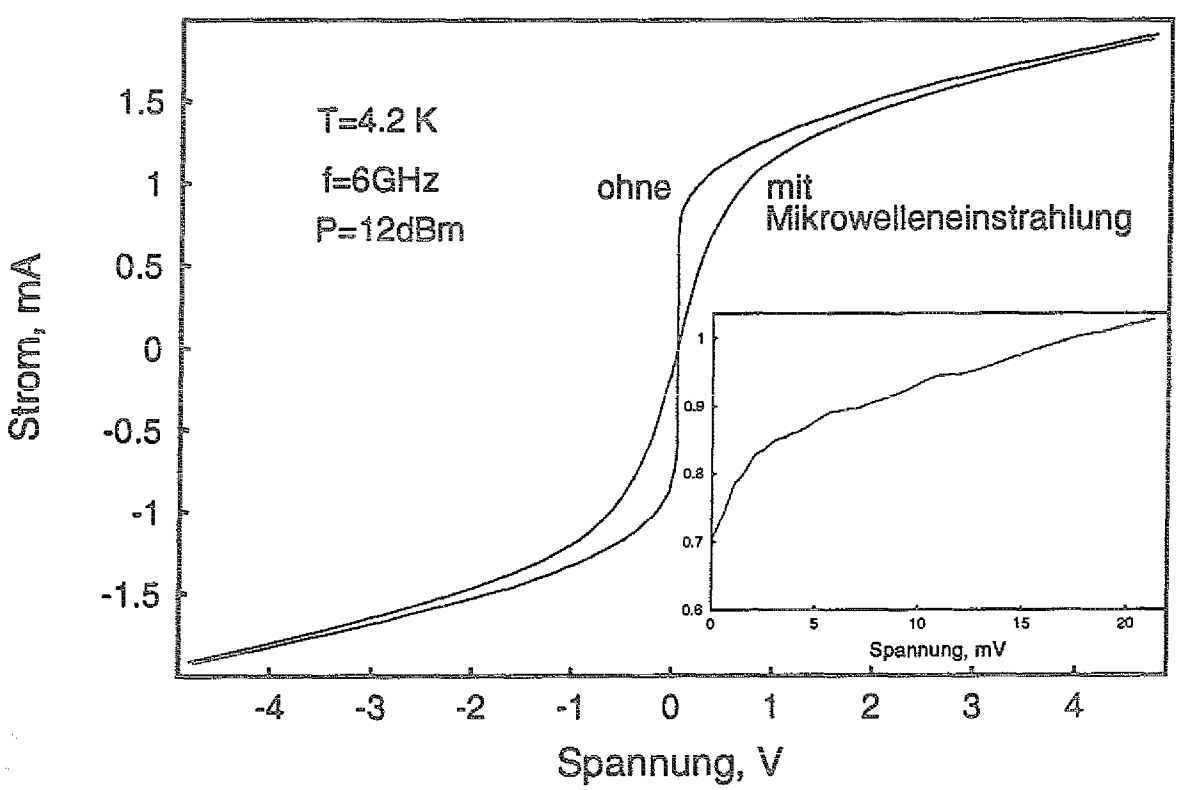


BILD 31: Strom-Spannungs-Kennlinie einer Serienschaltung von 600 Josephsonkontakten mit 5 µm Breite bei 4,2 K mit und ohne Mikrowelleneinstrahlung, der Einsatz zeigt einen Ausschnitt in der Nähe des kleinsten kritischen Stroms

Kontakte in den resistiven Zustand schalten. Deshalb können Aussagen über die Art der Kennlinie, ob der Kontakt ein reines RSJ-artiges Verhalten besitzt oder bei Strömen deutlich über I_C auch Flux-Flow-Verhalten vorliegt, mit hinreichender Sicherheit nur getroffen werden, wenn auf dem gleichen Substrat auch einige Einzelkontakte als Referenz vorhanden sind.
Die Rechtskrümmung der Kennlinie resultiert aus dem ständigen Übergang einzelner Josephsonkontakte in den spannungsbehafteten Zustand. Für große Stromwerte, wenn alle Kontakte resistiv sind, nähert sich die Kennlinie der ohmschen Geraden an, was einem RSJ-artigen Verhalten entspricht. Diesen Verlauf zeigt für eine Serienschaltung aus 100 Stufenkontakten Bild 32.

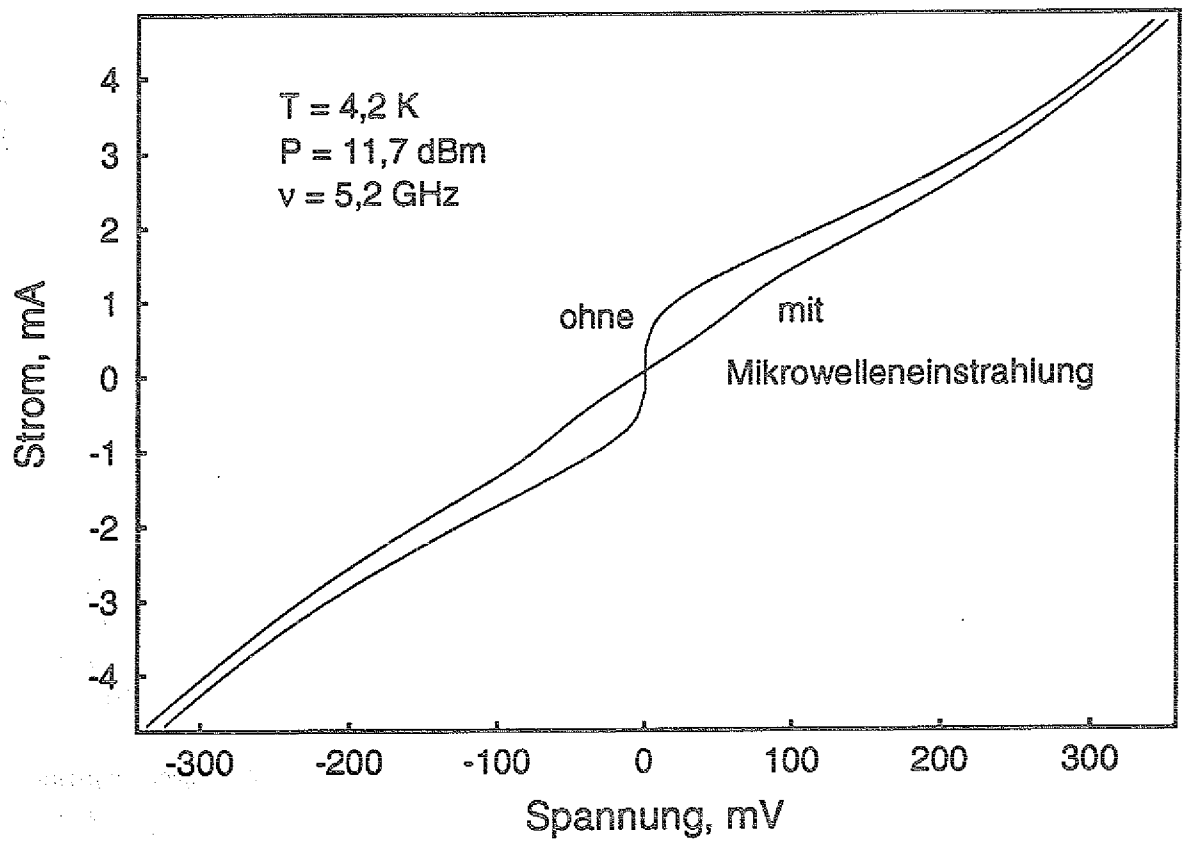


BILD 32: Serienschaltung von 100 Stufenkontakten bei 4,2 K unter Mikrowelleneinstrahlung von 11,7 dBm bei 5,2 GHz

Sobald einer der Josephsonkontakte keine RSJ-förmige Kennlinie besitzt, wird oben erörterter Verlauf nicht beobachtet. Gleichzeitig ist an diesem Beispiel erkennbar, daß die Asymptote an die Kennlinie im Unendlichen, deren Steigung im Idealfall mit dem Widerstand R_N identisch ist, nicht durch den Nullpunkt läuft, wie es nach dem RSJ-Modell der Fall sein müßte. Dieses Verhalten kann durch einen negativen Exzeßstrom I_{Exz} beschrieben werden. Das bedeutet, daß der Stromwert I_R, bei dem der Kontakt in den resistiven Zustand schaltet, nicht der wahre für den Spannungsverlauf verantwortliche kritische Strom ist, der den Wert $I_C=I_R-I_{Exz}$ besitzt. Sowohl positive als auch negative Exzeßströme sind an den verwendeten Stufenkontakten nachgewiesen worden [33]; für die Interpretation obiger Kennlinie müßte er allerdings in der Größenordnung des kritischen Stroms liegen, was unwahrscheinlich ist. Eine andere Erklärung für das gezeigte Verhalten liegt derzeit nicht vor.

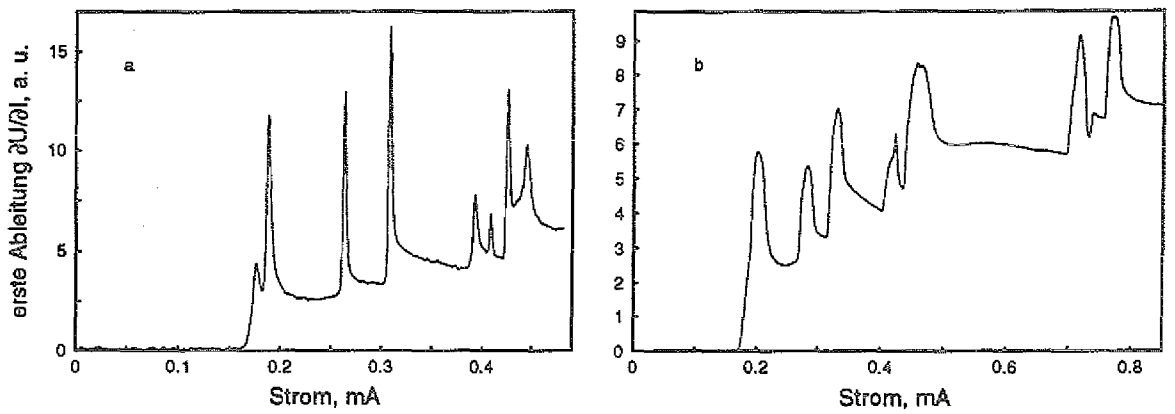


BILD 33: Erste Ableitung $\partial U/\partial I$ einer Serienschaltung von 10 Stufenkontakten bei 4,2 K in den Strombereichen 0,1 mA/V (a) und 1 mA/V (b)

In Bild 33a ist die Ableitung $\partial U/\partial I$ einer Serienschaltung von 10 Stufenkontakten mit 5 µm Breite dargestellt. Damit alle Kontakte erfaßt werden können, wurde Kurve b in einem 10-fach größeren Strombereich aufgenommen. Damit erhöhte sich dann auch der Hub des zusätzlichen Modulationsstroms, der am Lock-In-Verstärker eingestellt werden kann. Aber auch mit dem kleinsten zur Verfügung stehenden Modulationshub können nicht alle Kontakte eindeutig aufgelöst werden, wie ein Vergleich der beiden Kennlinien im Bereich unterhalb von 0,5 mA zeigt. Auf alle Fälle sind in der Reihenschaltung von 10 Stufenkontakten insgesamt eindeutig mehr als 10 Josephsonkontakte identifizierbar. Das paßt zu der im Abschnitt über die Stufenkontakte geäußerten Vermutung, daß ein Stufenkontakt aus zwei Weak-Links besteht, die allerdings nicht immer beobachtet werden. Als Josephsonkontakt werden diejenigen Spitzen gezählt, die auf einem höheren als dem Ausgangsniveau enden, da sich mit jedem resistiven Josephsonkontakt der Gesamtwiderstand erhöht. Charakteristisch ist auch der vom Modulationshub abhängige sehr steile Anstieg, der dem waagerechten Knick in der Strom-Spannungs-Charakteristik entspricht, und das langsame Abklingen des Widerstandes.

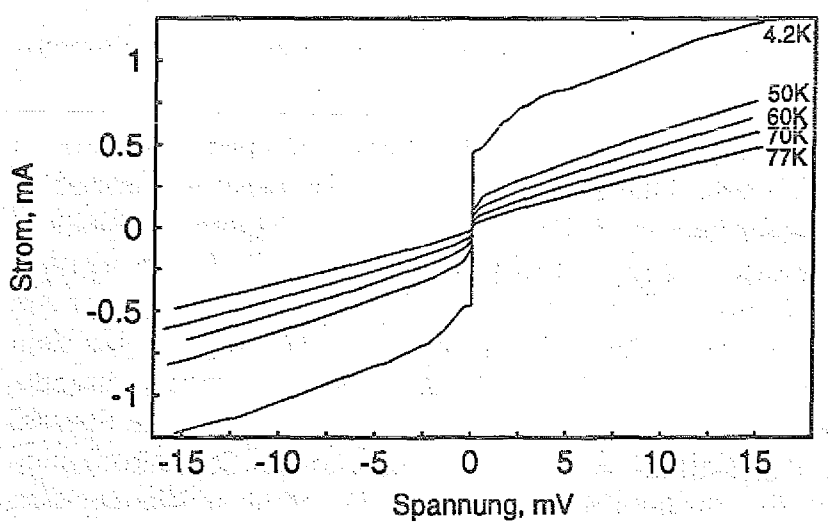


BILD 34: Strom-Spannungs-Kennlinien einer Serienschaltung von 10 Stufenkontakten bei verschiedenen Temperaturen

Die Temperaturabhängigkeit der Strom-Spannungs-Kennlinie einer Serienschaltung von 10 Stufenkontakten im Bereich 4,2 bis 77 K ist in Bild 34 zu sehen. Bei Stickstofftemperatur betragen die kritischen Ströme durchschnittlich nur noch 10% des Wertes bei Heliumtemperatur. Im Bereich von 4,2 K bis 35 K verändern sich die kritischen Ströme nur sehr wenig, danach setzt dann eine

allmählich zunehmende Verringerung ein und bei 77 K ist die Abnahme so stark, daß kleine Temperaturschwankungen, die im Heliumgas in der Transportkanne immer vorhanden sind, eine Aufnahme der Meßkurve fast unmöglich machen.
Serienschaltungen mit sehr vielen Stufenkontakten verfügen meistens über Mittelabgriffe, so daß auch Teile des gesamten Arrays ausgemessen werden können. Dabei hat sich gezeigt, daß die kritischen Ströme in verschiedenen Zweigen einer Serienschaltung deutlich voneinander abweichen, was die Vermutung nahe legt, daß die $YBa_2Cu_3O_7$-Schicht räumlich inhomogen ist und sich über die Dimension des Arrays von ca. 600×150 μm^2 ändert.

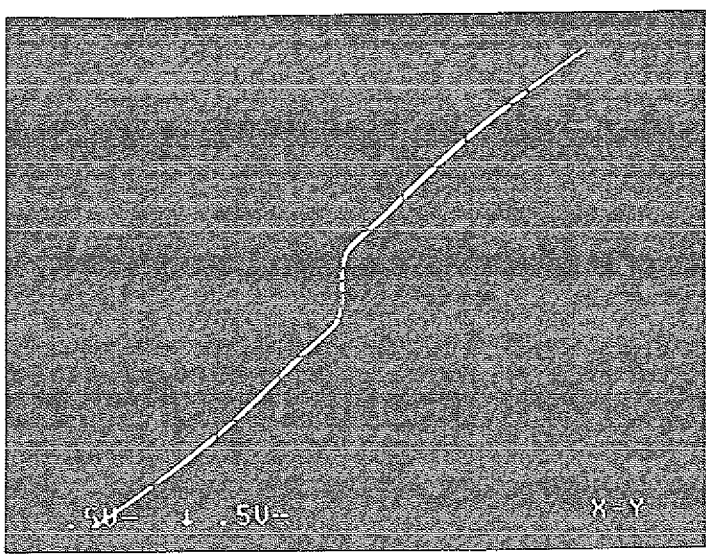


BILD 35: I-U-Kennlinie einer Serienschaltung von 600 Stufenkontakten, Spannung1-fach, Strom 1 mA/V

In Bild 35 ist die Strom-Spannungs-Kennlinie einer Serienschaltung von 600 Stufenkontakten in einem großen Strombereich bei 4,2 K zu sehen. Die Breite der Stufenkontakte beträgt 5 µm ebenso wie der Abstand voneinander. Die Spannung ist nicht verstärkt und der Strom beträgt 1 mA/V. Bis zu einer Spannung von ca. 0,5 V verläuft die Kennlinie RSJ-förmig. Danach ändert sich jedoch die Krümmung der Kurve. Das kann z. B. daran liegen, daß in der Serienschaltung ein Kontakt mit einem kritischen Strom von ca. 1 mA existiert, der Flux-Flow-Verhalten zeigt. Es besteht aber auch die Möglichkeit, daß in dem ca. 1 mm langen $YBa_2Cu_3O_7$-Streifen an einer Stelle die Stromtragfähigkeit stark reduziert ist, so daß dort die Supraleitung zusammenbricht. Der Grund dafür kann eine Schädigung des Supraleiters bei der Herstellung sein oder eine fehlerhafte Kristallstruktur an dieser Stelle.
Wegen der großen Anzahl an Stufenkontakten, die man für ein Array hoher Leistung benötigt, werden sehr schmale und auch lange $YBa_2Cu_3O_7$-Bahnen benötigt. Neben der anfälligen Lithografie besteht dann auch die Gefahr, daß im Film gewachsene Korngrenzen auch als Josephsonkontakt arbeiten, was nicht gewünscht wird, da die Funktion des Arrays gestört wird. Ein Beispiel für einen solchen unerwünschten Kontakt ist in Bild 36 zu sehen. Der Verlauf der Kennlinie eines Einzelkontaktes bei 77 K ist mit hoher Wahrscheinlichkeit auf Korngrenzen in den langen und mit 10-100 µm relativ schmalen Zuleitungen zurückzuführen. Der kritische Strom des Einzelkontaktes beträgt ca. 2 mA, der Verlauf ist in der Mitte bis 300 mV zu sehen. Anschließend erfolgt ein Bereich starker Hysterese, der durch die breiten Korngrenzen verursacht wird und in einen asymptotischen Widerstandsverlauf übergeht. Unterhalb der Stickstofftemperatur erhöht sich der kritische Strom des stark hysteretischen Kontaktes rascher als derjenige des Stufenkontaktes. Das

läßt sich dadurch erklären, daß neue Strompfade supraleitend werden und zum Gesamtstrom durch die Korngrenze beitragen können.

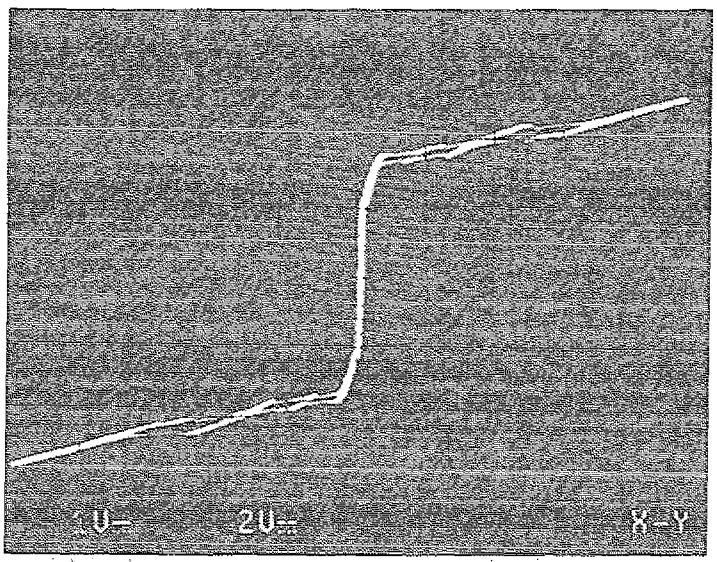


BILD 36: I-U-Kennlinie eines Einzelkontaktes mit Korngrenzen in den Anschlußleitungen, Spannung: 1-fach, Strom 2 mA/V

6.2. Verteilung der kritischen Ströme

Trägt man die Ableitung $\partial U/\partial I$ einer Serienschaltung gegen den Strom I auf, so können aus dieser Darstellung die einzelnen kritischen Ströme der Josephsonkontakte bestimmt werden, da durch alle Kontakte der gleiche Strom I fließt. In Bild 37 ist die erste Ableitung $\partial U/\partial I$ einer Serienschaltung von 30 Josephsonkontakten gegen den Strom für 4,2 und 77 K dargestellt.

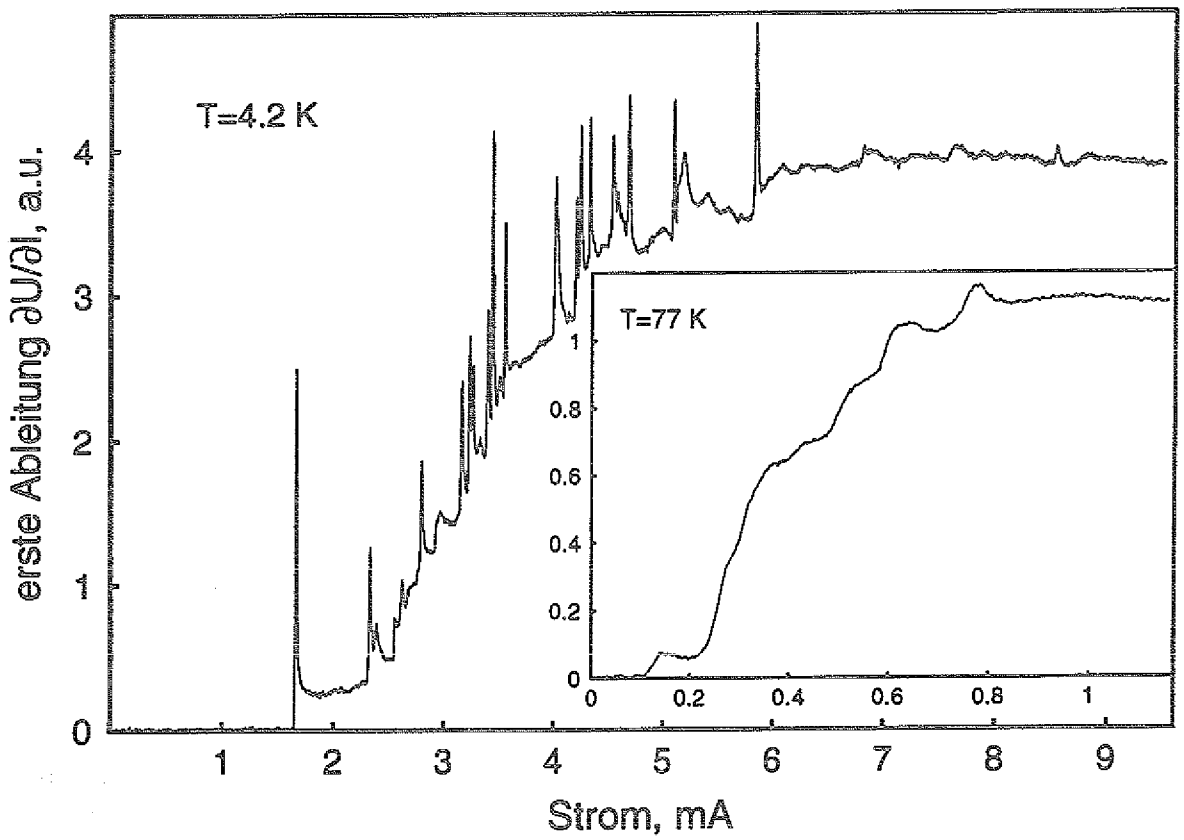


BILD 37: Erste Ableitung $\partial U/\partial I(I)$ einer Serienschaltung von 30 Josephsonkontakten in Abhängigkeit vom Speisestrom bei 4,2 K, der Einsatz zeigt die Kurve bei 77 K

Bei der Temperatur des flüssigen Heliums können 32 Spitzen identifiziert werden, die die Bedingung für einen Josephsonkontakt erfüllen. Bei 77 K dagegen sind die Spitzen durch das höhere Rauschen stark verbreitert und flacher, und es können nur 12 Josephsonkontakte identifiziert werden. Dadurch ist die Statistik bei Stickstofftemperatur mit einem relativ großen Fehler behaftet.
In Bild 38 ist die Verteilung der kritischen Ströme für 4,2 und 77 K zu sehen. Auf der Abszisse ist der Strom aufgetragen, der auf das Minimum zwischen den beiden Maximalwerten normiert ist. Dadurch ist die Verbreiterung der Verteilung mit zunehmender Temperatur gut sichtbar. Die Breite der Streuung auf halber Höhe beträgt für das Maximum mit dem kleineren Wert ±30% und für das andere ±20%. Zwei Maxima deuten darauf hin, daß zwei Gruppen von Josephsonkontakten vorliegen, die sich in ihrer Natur und ihren kritischen Strömen prinzipiell voneinander unterscheiden und jeweils um einen eigenen Mittelwert streuen. Eine naheliegende Erklärung für die Existenz zweier Maxima, um die die kritischen Ströme streuen, sind die beiden durch unterschiedliche Korngrenzen an einer Stufe gebildeten Josephsonkontakte. Bisher ist es anderen Gruppen noch nicht gelungen,

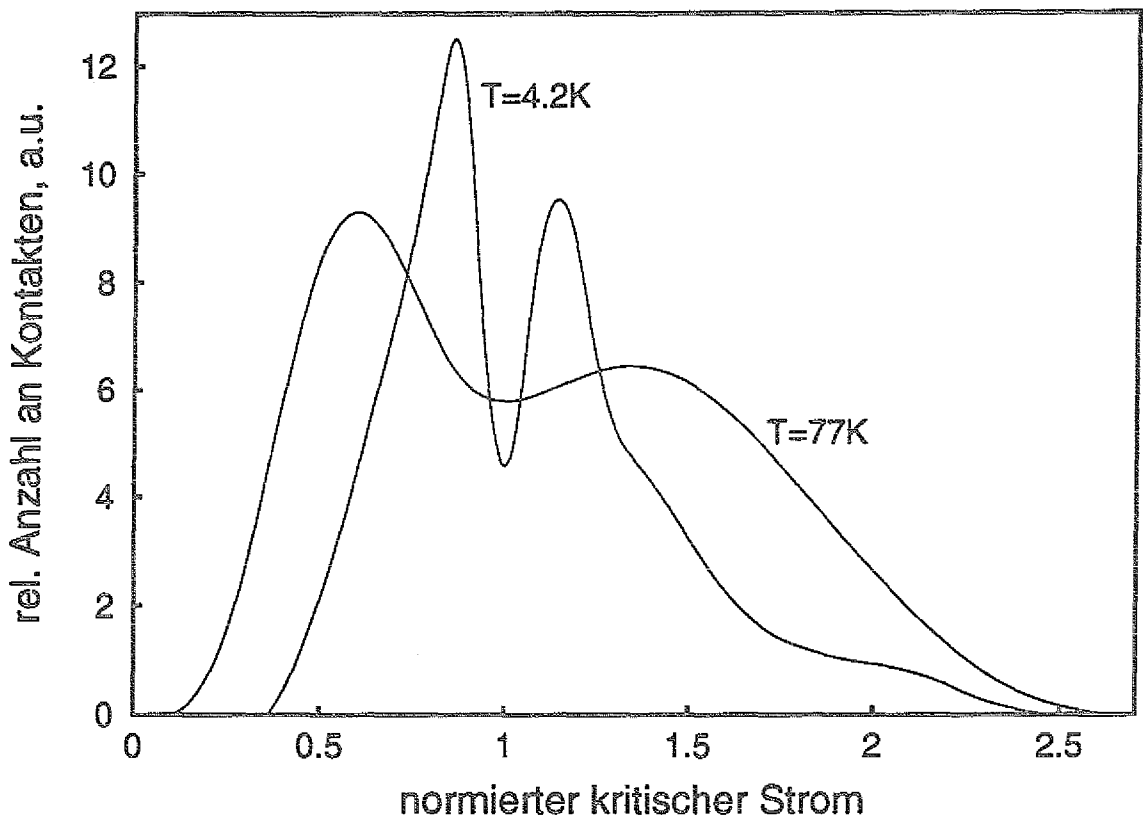


BILD 38: Verteilung der kritischen Ströme bei 4,2 und 77 K, ermittelt aus einer Serienschaltung von 30 Stufenkontakten

eine der beiden Korngrenzen zu isolieren und separat zu untersuchen, um einen Zusammenhang zwischen der Art der Korngrenze und der Höhe sowie der Breite der Streuung des kritischen Stroms herzustellen.

Eine andere Erklärung ergibt sich aus Untersuchungen an zweidimensionalen 10× 20-Gitterarrays mit dem Tieftemperaturrasterelektronenmikroskop der Universität Tübingen, die später im Detail beschrieben werden. Die Messungen zeigen, daß die kritischen Ströme derjenigen Stufenkontakte, die auf der einen Seite des Grabens liegen prinzipiell verschieden sind von denen auf der anderen Seite des gleichen Grabens (vgl. Aufbau des Gitterarrays in Bild 26).

Gegenüberliegende Josephsonkontakte existieren in allen verwendeten Serien- und Parallelschaltungen. Um diese Vermutung weiter zu untersuchen ist es notwendig, auch an Serienschaltungen die räumliche Verteilung der kritischen Ströme zu bestimmen und zusätzlich die Verteilungsfunktion einer Serienschaltung von Josephsonkontakten an nur einer Stufe zu bestimmen. Die Entwicklung von Layouts für zweidimensionale Arrays mit nur einer Stufe ist nicht möglich; bei eindimensionalen Schaltungen stellt diese Vorgabe eine sehr starke Einschränkung dar, die im Hinblick auf spätere Anwendungen nicht akzeptabel ist.

In Bild 39 sind zwei weitere Verteilungsfunktionen für Serienschaltungen von 30 und 100 Stufenkontakten bei Heliumtemperatur zu sehen. In diesen beiden Fällen sind, wie auch in allen anderen bestimmten Verteilungsfunktionen, zwei deutliche Maxima in der Häufigkeit zu sehen, die im einen Fall um den Faktor 2, im anderen um den Faktor 4 auseinander liegen. Sämtliche kritische Ströme liegen entsprechend in einem Bereich, dessen obere Grenze den 10- bzw. 20-fachen Stromwert der unte-

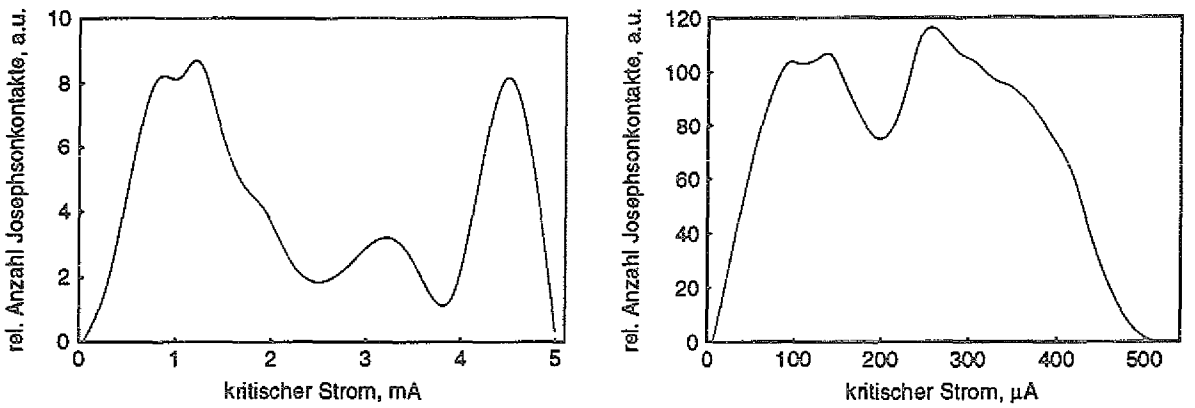


Bild 39: Verteilungsfunktionen einer Serienschaltung von 30 (links) und 100 (rechts) Stufenkontakten bei einer Temperatur von 4,2 K

ren Grenze besitzt. Der Abstand vom kleinsten zum größten kritischen Stromwert wird maßgeblich durch Ausreißer, vor allem am unteren Rand, bestimmt. Bei kurzen Serienschaltungen kann es daher vorkommen, daß alle kritischen Stromwerte in einem kleinen Intervall liegen.

6.3. Simulation einer Serienschaltung

Wie bereits im Kapitel über die Serienschaltungen erwähnt wurde, wird die Verrundung der Kennlinie durch die Verteilung der kritischen Ströme hervorgerufen. Mit den aus dem vorangegangenen Kapitel gewonnenen Informationen über die I_C-Verteilung kann nun versucht werden, die Strom-Spannungs-Kennlinie einer Serienschaltung von 100 Stufenkontakten bei 4,2 K durch eine Simulation anzunähern, die von RSJ-artigen Josephsonkontakten ausgeht und der eine vorgegebene Verteilung zugrunde liegt.

Unter Verwendung einer gaußförmigen Verteilungsfunktion mit nur einem Maximum konnte keine befriedigende Übereinstimmung erzielt werden. Für eine zu schmale Verteilung erfolgt Anstieg der Spannung zu scharf und verläuft oberhalb der realen Meßkurve, die sie im Unendlichen annähert, was lediglich bedeutet, daß die Summe der normalleitenden Widerstände der berechneten Kontakte mit dem Gesamtwiderstand des Arrays übereinstimmt. Wählt man dagegen eine zu breite Verteilung, so verläuft die simulierte Kennlinie zuerst oberhalb der realen, schneidet diese dann und verläuft anschließend unterhalb weiter. Eine gute Übereinstimmung konnte dagegen mit einer Verteilungsfunktion mit zwei gaußförmigen Maxima erreicht werden, Bild 40. Die gemessene Kennlinie ist in Bild 41 durchgezogen dargestellt und die simulierte mit Punkten. Zur Verdeutlichung wurde auch noch die ebenfalls durchgezogen dargestellte Kennlinie unter Mikrowelleneinstrahlung mit einer Leistung von 12 dBm bei 5 GHz

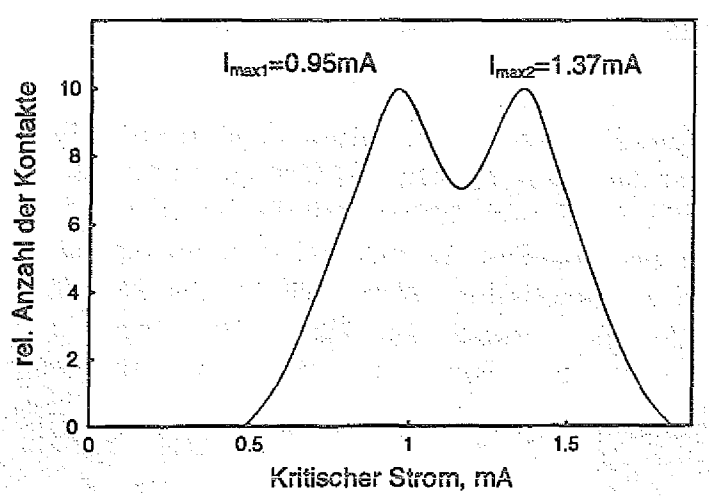


BILD 40: angenommene Verteilungsfunktion der kritischen Ströme

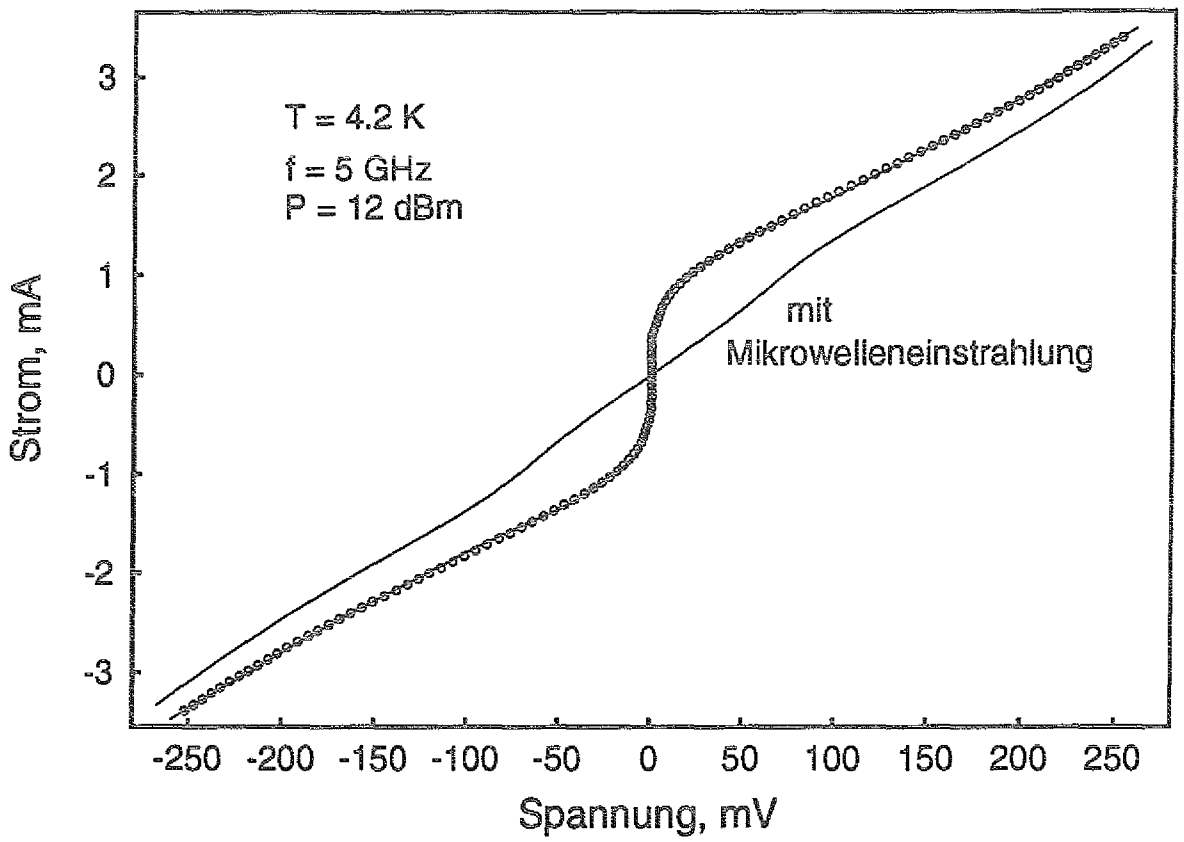


BILD 41: Simulation einer Serienschaltung von 100 Stufenkontakten, die Daten der Simulation sind als Punkte dargestellt, die Kennlinien mit und ohne Mikrowelleneinstrahlung als durchgezogene Linien

eingezeichnet, aus der sich der Gesamtwiderstand zu 75 Ω ergibt.
Es wird angenommen, daß in dieser Serienschaltung 200 Josephsonkontakte vorhanden sind, entsprechend den zwei Weak-Links an einer Stufe. Allerdings kann eine Anpassung auch für eine andere Anzahl erreicht werden, wodurch sich lediglich der mittlere normalleitende Widerstand pro Josephsonkontakt entsprechend ändert. Die anzupassenden Parameter sind die beiden Maxima I_{C1} und I_{C2} und die beiden zugehörigen Breiten der Verteilung sowie der mittlere Widerstand R_m pro Josephsonkontakt. Die beste Anpassung wird mit den beiden Maxima I_{C1}=(0,95±0,3) mA, I_{C2}=(1,37±0,3) mA und dem mittleren Widerstand R_m=0,38 Ω erzielt.

6.4. Zweidimensionale Arrays

Bild 42 zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinie und die Ableitung eines 10×10-Gitterarrays bei 4,2 K. Für große Ströme ist das asymptotische RSJ-förmige Verhalten zu sehen, das sich in der Ableitungsmessung dadurch äußert, daß das Signal mit steigendem Strom einen Maximalwert bei ungefähr 12 mA erreicht, anschließend wieder kleiner wird und sich dem asymptotischen Wert nähert, der mit dem normalleitenden Widerstand des Arrays identisch ist. Der Einsatz zeigt die Kennlinie bei 77 K. Vergleichsmessungen an Einzelkontakten ergaben eine Abnahme des kritischen Stromes bei der Erhöhung der Temperatur von 4,2 K auf 77 K um den Faktor 10. Bei dem zweidimensionalen Array dagegen beträgt der Faktor ungefähr 100. Die stärkere Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms kann durch magnetischen Fluß in den neun Schleifen mit jeweils 20 Stufenkontakten, die die

kleinste Einheit in einem Gitterarray darstellen, erklärt werden. Der durch das Erdmagnetfeld induzierte Ringstrom ist konstant und bei steigender Temperatur stellt er einen immer größeren Anteil vom Gesamtstrom durch einen Kontakt dar, was schließlich zu einer stärkeren Reduktion des kritischen Stroms führt. Bei Heliumtemperatur beträgt der kritische Strom des Arrays ungefähr das Zehnfache des kritischen Stroms eines Einzelkontaktes, wie aufgrund der Geometrie auch zu erwarten ist, bei 77 K dagegen sind beide ungefähr gleich groß.
In der Ableitung sind mehrere deutlich ausgeprägte Spitzen zu sehen, die man durch die Geometrie erklären kann. Das Array bleibt so lange supraleitend, bis der Speisestrom so groß ist wie die Summe der kleinsten kritischen Ströme jedes Zweiges. Diese zehn minimalen kritischen Ströme streuen dann nicht mehr so stark wie zehn beliebig ausgewählte I_C-Werte. Die normalleitenden Widerstände der Kontakte sind ebenfalls nicht sehr verschieden, so daß zu erwarten ist, daß durch jeden Zweig ungefähr der gleiche Strom fließt, wobei die Spannungen wegen der Kirchhoffschen Regeln ohnehin gleich sein müssen. Wird der Strom weiter sukzessive erhöht, wiederholt sich der Vorgang, jetzt werden in jedem Zweig die Josephsonkontakte mit dem zweitkleinsten kritischen Strom resistiv. Dieser Prozeß dauert, bis sich alle Kontakte im spannungsbehafteten Zustand befinden. Insgesamt kommt es zu zehn Übergangsprozessen, was mit der Kennlinie gut übereinstimmt.

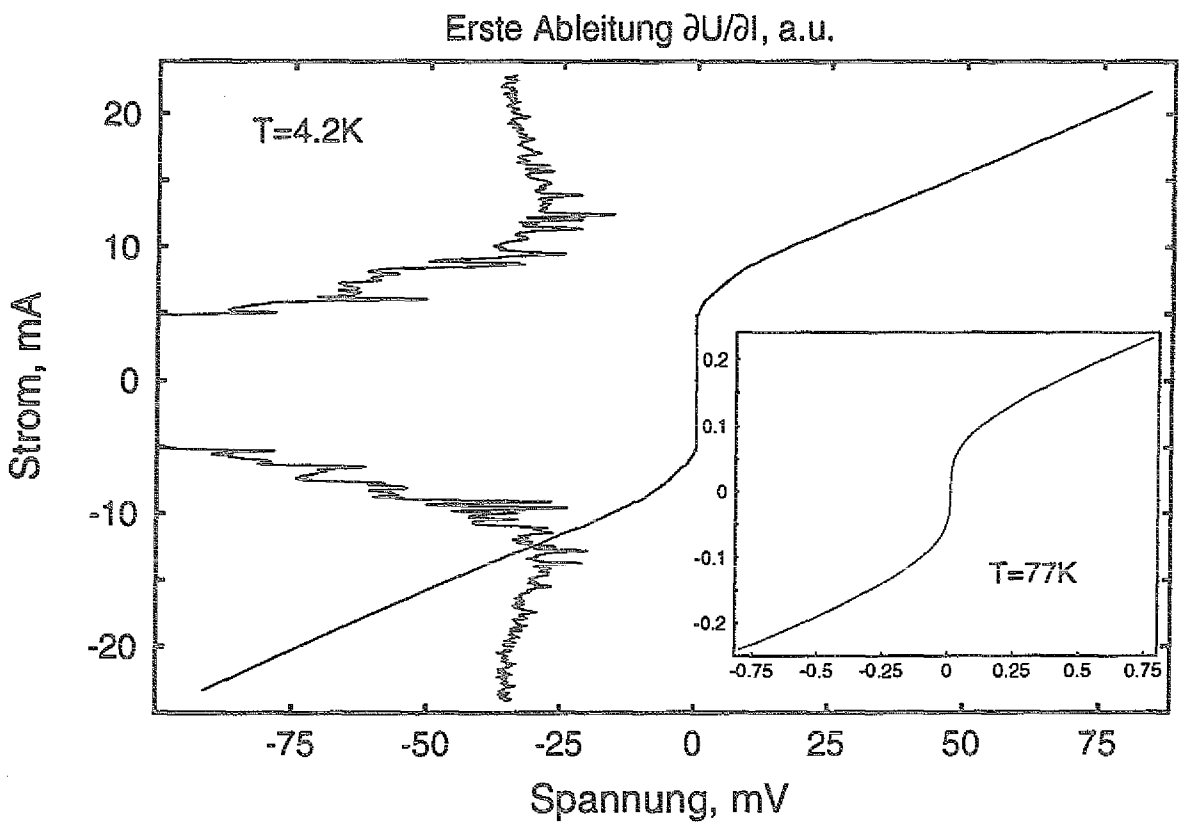


BILD 42: I-U-Kennlinie und Ableitung eines zweidimensionalen 10×10-Gitterarrays bei 4,2 K, der Einsatz zeigt die Kennlinie bei 77 K

Die kritischen Ströme beliebiger Einzelkontakte streuen ungefähr um den Faktor 10, bei mit dem Inhibitverfahren hergestellten Kontakten ungefähr zwischen 0,5 und 5 mA bei 77 K. Durch den oben beschriebenen Schaltprozeß kommt es zu einer Mittelung über den kritischen Strom, wodurch sich die Streubreite der Statistik um

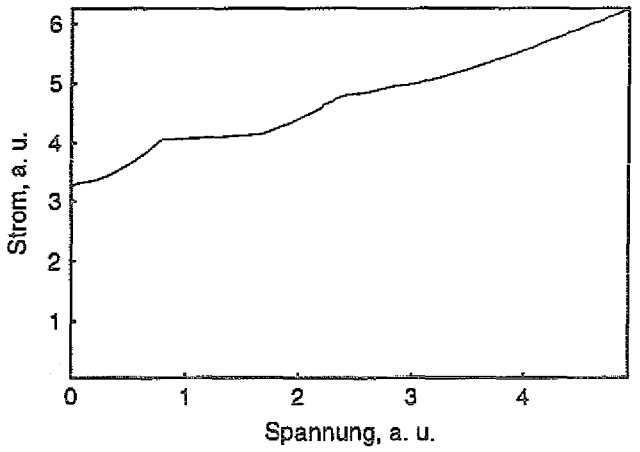


BILD 43: Simulation der I-U-Kennlinie eines 3×3-Gitterarrays

den Faktor $N^{-1/2}$ verkleinert. Bei einer Anzahl von zehn Kontakten, die jedesmal resistiv werden, sollte sich die Breite um ca. den Faktor 3 auf ungefähr 3 verkleinern, was mit der Kennlinie in Übereinstimmung steht, da die Spitzen zwischen 5 mA und 15 mA liegen.

Bei den Schachbrettarrays wird vermutlich immer eine ganze Zeile resistiv, was ebenfalls zu einer Mittelung über die kritischen Ströme führt und waagerechte Knicke in der Strom-Spannungs-Kennlinie erzeugt.

Simulationen kleinerer zweidimensionaler Arrays in Gitter- und Schachbrettanordnung mit PSCAN belegen dieses Verhalten. Bild 43 zeigt die I-U-Kennlinie eines 3× 3-Gitterarrays, in der deutlich drei waagerechte Knicke zu sehen sind. Diese Aussage gilt allerdings nur, falls die kritischen Ströme stark streuen, was im betrachteten Fall erfüllt ist. In der Transientenanalyse ist zu erkennen, daß bei einem definierten Stromwert alle Josephsonkontakte in einer Reihe eines Schachbrettarrays beginnen, Josephsonoszillationen durchzuführen. Es sind daher ebenso viele Knicke in der Kennlinie zu erwarten, wie Josephsonkontakte in Stromrichtung vorhanden sind.

6.5. Untersuchung elektromagnetischer Strahlungsemission

Eine direkte Messung emittierter elektromagnetischer Strahlung im Mikrowellenbereich ist im Institut erst seit November 1992 möglich, bis zu diesem Zeitpunkt wurden die Untersuchungen an anderen Instituten durchgeführt. Die an dieser Stelle gezeigten Messungen an eindimensionalen Arrays stammen von Dr. P. Müller, Garching, und von Prof. J. Konopka, Duisburg, die an zweidimensionalen Arrays wurden von G. Kunkel, ISI, durchgeführt.

6.5.1. Eindimensionale Arrays

In Bild 44 ist die spektrale Leistungsdichte der Mikrowellenemission sowie die Strom-Spannungs-Kennlinie einer Serienschaltung von 100 Stufenkontakten bei einer Temperatur von 4,2 K zu sehen [62, 63]. Die Kennlinie wurde mit einem Empfänger bei 11.4 GHz mit einer Bandbreite von 30 MHz aufgenommen. Die Stufenkontakte sind 5 µm breit und befinden sich in 5 µm Abstand in einer Mäanderstruktur angeordnet, die in eine Schmetterlingsantenne, Bild 22, integriert ist. Diese Probe wurde nach dem konventionellen Ionenstrahlätzverfahren hergestellt.

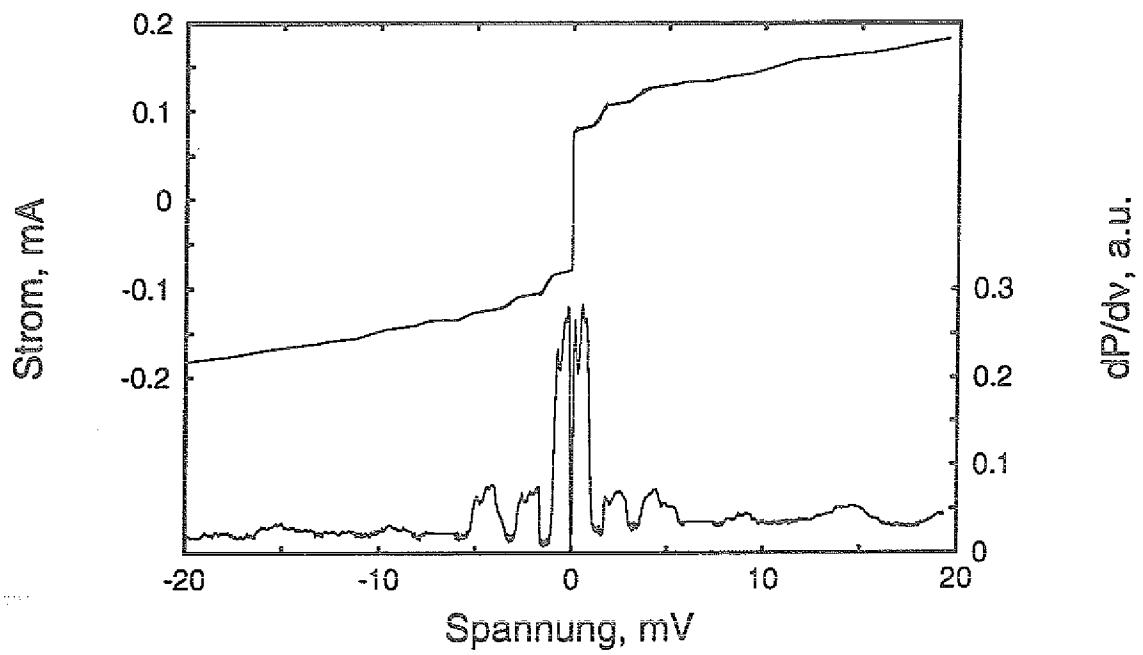


BILD 44: Mikrowellenemission an einer Serienschaltung von 100 Stufenkontakten in einer Schmetterlingsantenne bei 4,2 K (P. Müller)

Während der Messung befindet sich die Probe in einem Horn, das am Ende eines X-Band-Hohlleiters befestigt ist. Die Signale werden vorverstärkt und mit einem Lokaloszillator der Frequenz 10 GHz heruntergemischt. Anschließend erfolgt die Darstellung der Signale mit einem UHF-Empfänger bei einer festen Frequenz. Eine ausführliche Beschreibung des Meßaufbaus findet man in [64].

Das größte Emissionssignal ist bei einer kleinen Spannung zu sehen und mehrere kleinere Signale erscheinen bei höheren Spannungen. Die Strom-Spannungs-Kennlinie zeigt steile Anstiege, die nicht durch ein einfaches Modell für in Serie geschaltete Josephsonkontakte erklärt werden können. Solche Anstiege, die vollständig mit

den Emissionssignalen korrelliert sind, stellen einen starken Hinweis auf partielle Phasensynchronisation einiger Josephsonkontakte in der Schaltung dar. Die Kennlinie c in Bild 17 aus dem Kapitel über die Simulationen zeigt einen ähnlichen Verlauf im Bereich gleicher Spannungen für beide Josephsonkontakte. Auch in der Literatur werden vergleichbare Kennlinien für das Auftreten einer Phasensynchronisation mehrerer Kontakte gezeigt [39]. An den Endpunkten der steilen Anstiege verläuft die Kennlinie fast waagerecht, über den Kontakten fällt dann nicht mehr die gleiche Spannung ab und die Gesamtspannung nimmt den Wert an, der sich ohne Synchronisation ergäbe.
Die Abstrahlung der Mikrowellenleistung erfolgt im beschriebenen Fall in den freien Raum, d. h. es liegt eine erhebliche Fehlanpassung vor. Daher kann die maximale spektrale Leistungsdichte nicht als Maß für die abgestrahlte Leistung verwendet werden. Die Maximalwerte für dP/dv liegen in den Arrays mit 5-10 fW/MHz ungefähr eine Größenordnung höher als bei Einzelkontakten.

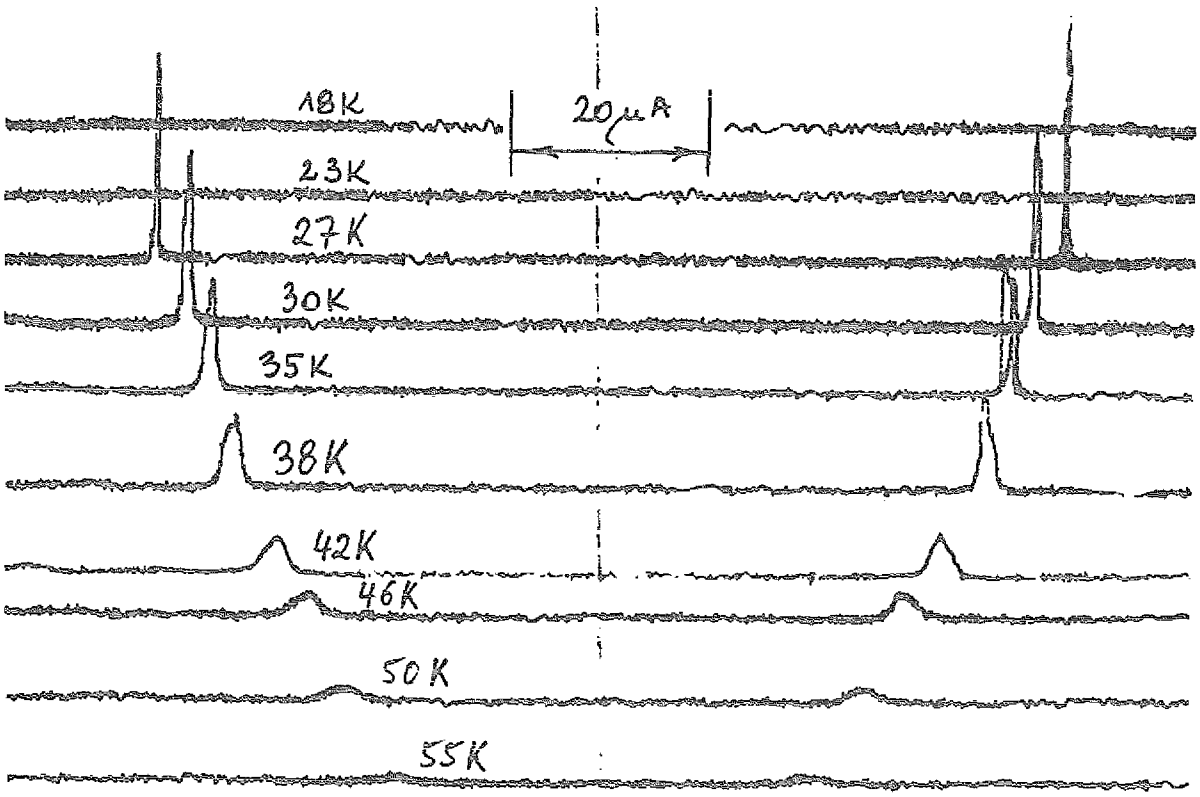


BILD 45: Mikrowellenemission einer Serienschaltung von 100 Stufenkontakten bei v =11,7 GHz für verschiedene Temperaturen (J. Konopka)

Die Temperaturabhängigkeit der Strahlungsemission einer Serienschaltung von 100 Stufenkontakten bei v=11,7 GHz ist in Bild 45 dargestellt. Die Probe ist gleich aufgebaut und hergestellt wie diejenige, an der oben vorgestellte Messung durchgeführt wurde. Zu höheren Temperaturen hin nimmt die Linienbreite der Strahlung zu. Die Signale verschieben sich zu kleineren Strömen, da der dynamische Widerstand des Arrays größer wird und somit die der Detektionsfrequenz entsprechende Spannung schon früher erreicht wird. Die höchste Amplitude entspricht ungefähr einer Leistung von P≈0,1 nW/MHz; die Linienbreite beträgt in diesem Fall weniger als 500 MHz. Außerhalb des hier gezeigten Bereiches finden sich Emissionslinien weiterer Josephsonkontakte mit größerem kritischen Strom.

An der gleichen Probe sind Shapirostufen bei einer Frequenz von ν=40 GHz zu beobachten. Die eingestrahlte Mikrowellenleistung liegt zwischen -6 dBm und 0 dBm bei Temperaturen von 18 K, 23 K und 33 K. Nach der Frequenz-Spannungs-Relation

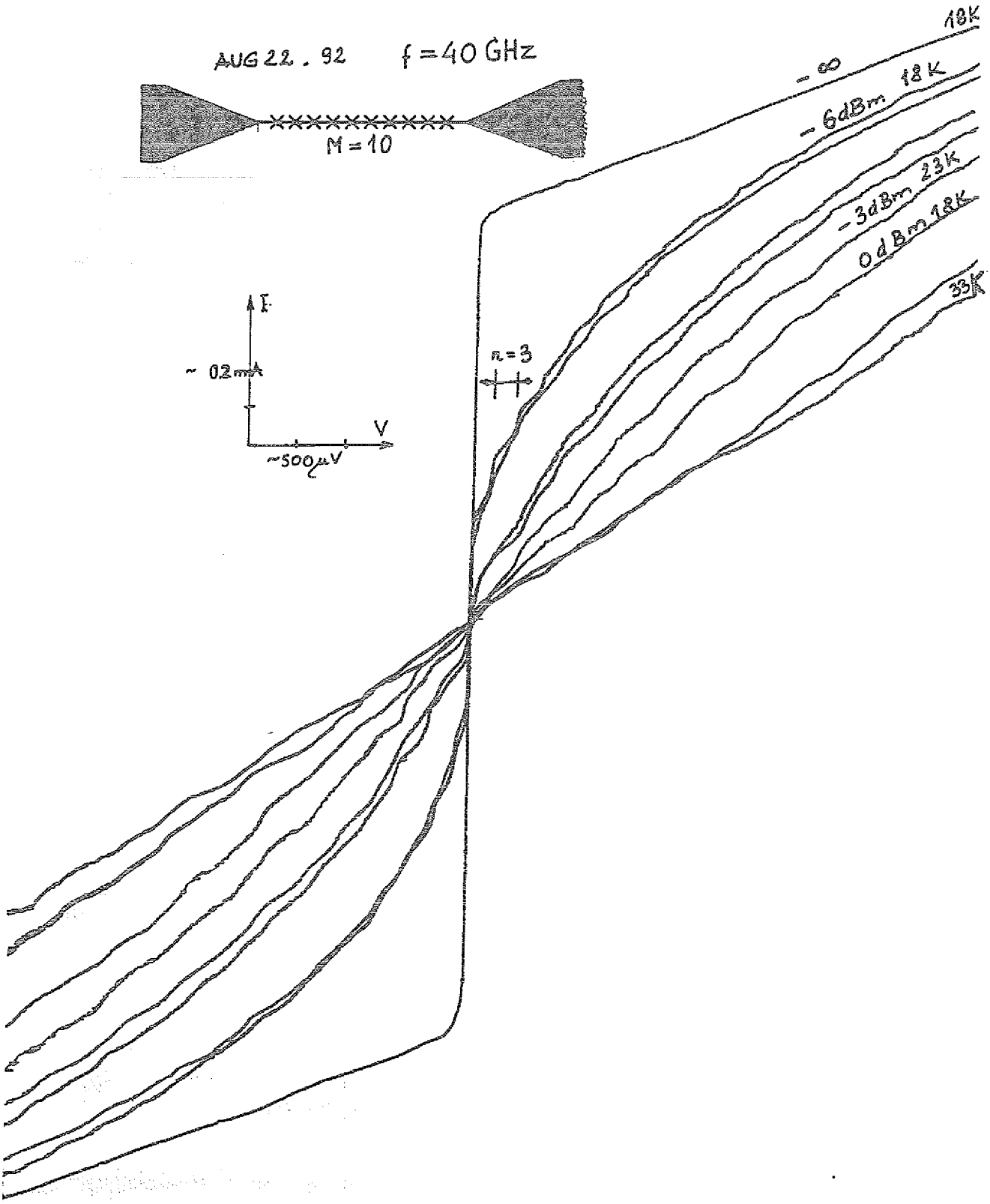


BILD 46: Shapirostufen an einer Serienschaltung von 100 Stufenkontakten bei ν=40 GHz (J. Konopka)

sind bei Vielfachen der Spannung U=82,8 µV Stromstufen zu erwarten. Im Experiment dagegen erscheinen die Stufen immer bei dem dreifachen Spannungswert, d. h. es liegt eine induzierte Synchronisation von drei Josephsonkontakten vor. Nach erneuter Behandlung der Probe im Sauerstoffplasma wird induzierte Synchronisation von vier Josephsonkontakten beobachtet. Dieser Effekt tritt in einer Serienschaltung dann auf, wenn innerhalb einer Shapirostufe eines Josephsonkontaktes kritische Stromwerte weiterer Kontakte liegen.

6.5.2. Zweidimensionale Arrays

Induzierte Synchronisation ist nicht prinzipiell auf eindimensionale Arrays beschränkt, sondern kann auch an zweidimensionalen Schaltungen beobachtet werden. Der Gruppe Satchell et al. [65] gelang es, an 100×100-Schachbrettarrays Shapirostufen bei T=82,2 K nachzuweisen, die beim 100-fachen des zur Frequenz gehörenden Spannungswertes erschienen und als giant shapiro-steps bezeichnet werden. An einem im Rahmen dieser Arbeit hergestellten 10×10-Schachbrettarray werden ebenfalls bei Temperaturen um 80 K ähnliche Kennlinien beobachtet. Bei niedrigeren Temperaturen sind die kritischen Ströme zu groß, um effektiv durch die in einem Hohlleiter übertragene Mikrowellenstrahlung unterdrückt zu werden.

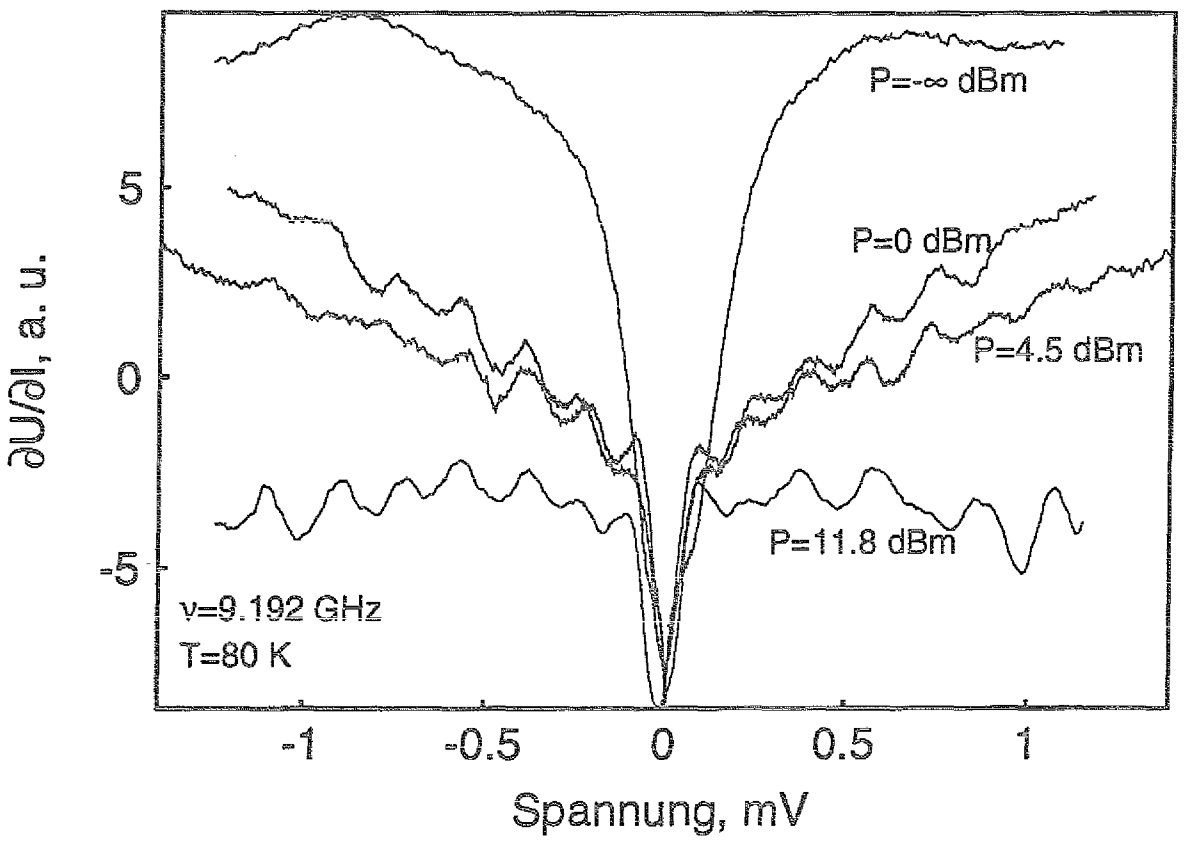


BILD 47: Ableitung der I-U-Kennlinie eines 10×10-Schachbrettarrays unter Mikrowelleneinstrahlung bei ν=9,192 GHz und T=80 K für unterschiedliche Leistungen (G. Kunkel)

Die äquidistanten Spitzen in der gegen die Spannung aufgetragenen Ableitung mit einem Abstand von ca. 170 µV und deren Korrelation zwischen den verschiedenen Leistungen der Mikrowellenstrahlung legen die Vermutung nahe, daß es sich um Shapirostufen handelt. Der eingestrahlten Frequenz entspricht eine Spannung von

U_e=19 µV, die beobachtete Periode liegt also ungefähr beim neunfachen Wert. Die Kennlinien sind asymmetrisch aufgrund des in den Schleifen eingefangenen Flusses. Die Vermutung, daß es sich um Shapirostufen handelt, wird dadurch noch erhärtet, daß bei der Leistung von 11,8 dBm im rechten Ast die Abstände zum Teil den doppelten Wert besitzen, was bedeutet, daß die ausgelassene Stufe vollständig unterdrückt ist. Die Spannungsabstände ergeben sich aus den Fourieranalysen der drei Ableitungen der I-U-Kennlinien unter Mikrowelleneinstrahlung.

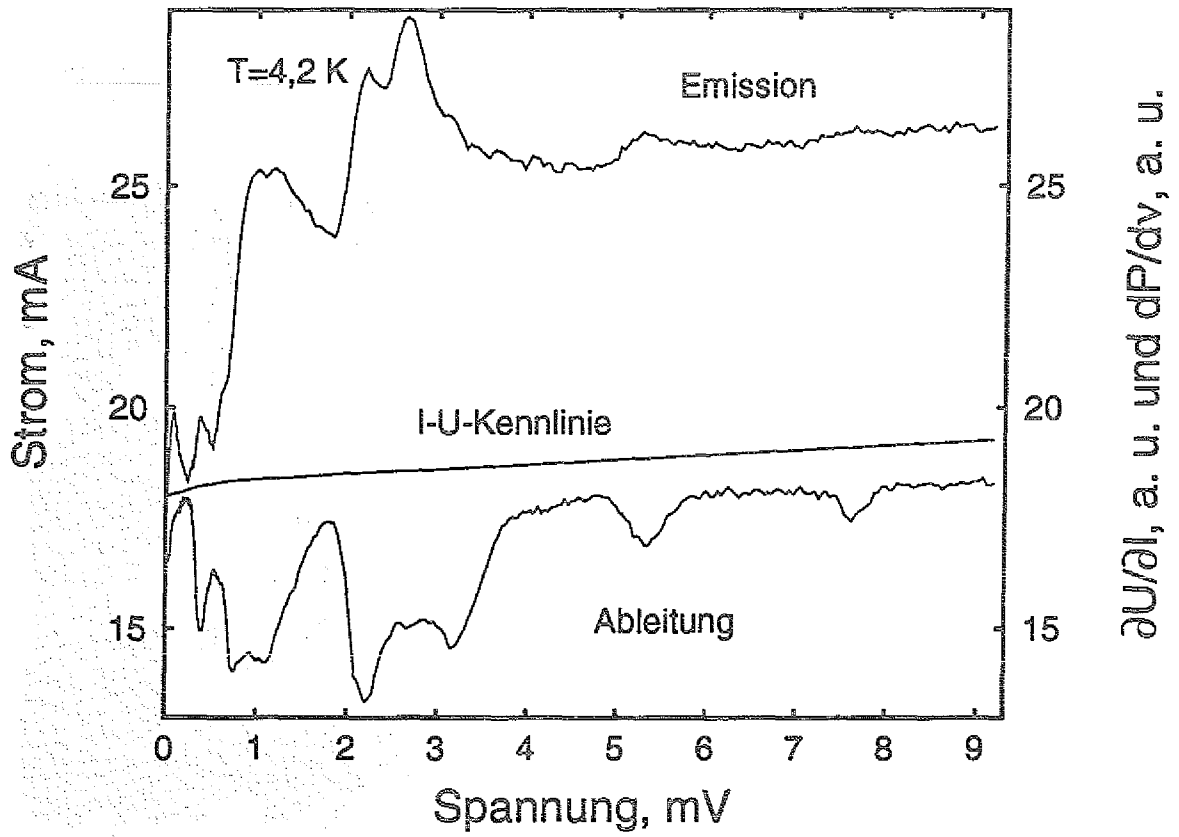


BILD 48: Emission und Ableitung eines 10×10-Schachbrettarrays bei 4,2 K (G. Kunkel)

In Bild 48 sind neben der Strom-Spannungs-Kennlinie eines 10×10-Schachbrettarrays auch noch Ableitung und Emission bei 4,2 K und ν=11 GHz eingezeichnet. Gehen Josephsonkontakte in den resistiven Zustand über, so macht sich das durch einen Knick in der I-U-Kennlinie bemerkbar. In der Ableitung wird daraus in der Auftragung gegen die Spannung eine Spitze nach unten, der differentielle Widerstand nimmt ab. In der Emission erscheint eine Spitze nach oben, d. h. die Leistung wird größer. Zwischen den Strukturen in den beiden Kennlinien besteht eine hohe Korrelation.

6.6. Lokale kritische Ströme

Aus Messungen mit dem Tieftemperaturrasterelektronenmikroskop an der Universität Tübingen [66] können Aussagen über den kritischen Strom eines bestimmten Stufenkontaktes in einer Serienschaltung erhalten werden, ohne diesen mit einer Vierpunktmessung einzeln kontaktieren zu müssen. Dazu wird die Schaltung mit verschiedenen konstanten Strömen betrieben. Mit dem Rasterelektronenmikroskop wird dann eine ganzflächige Aufnahme des Arrays erstellt. Der Elektronenstrahl erwärmt die Oberfläche lokal und reduziert den

kritischen Strom eines Stufenkontaktes, wenn dieser getroffen wird. Dabei wird den räumlichen Koordinaten ein Helligkeitswert zugeordnet, der sich aus der mit einem Lock-In-Verstärker bestimmten Widerstandsänderung ergibt, die auftritt, sobald der Elektronenstrahl den Kontakt trifft und dessen kritischer Strom herabgesetzt wird. Auf diese Weise erhält man dann für einen bestimmten Stufenkontakt aus den Aufnahmen bei unterschiedlichen Speiseströmen ein Helligkeitssignal, das in der Nähe des kritischen Stroms am größten ist, da dort I_C mit dem Elektronenstrahl am effektivsten unterdrückt werden kann. Somit läßt sich die räumliche Variation der kritischen Ströme bestimmen.
Bei den bisher untersuchten zweidimensionalen Arrays aus Bild 21a läßt sich dieses Verfahren auch anwenden, indem man sich auf einen Arbeitspunkt oberhalb des kri-

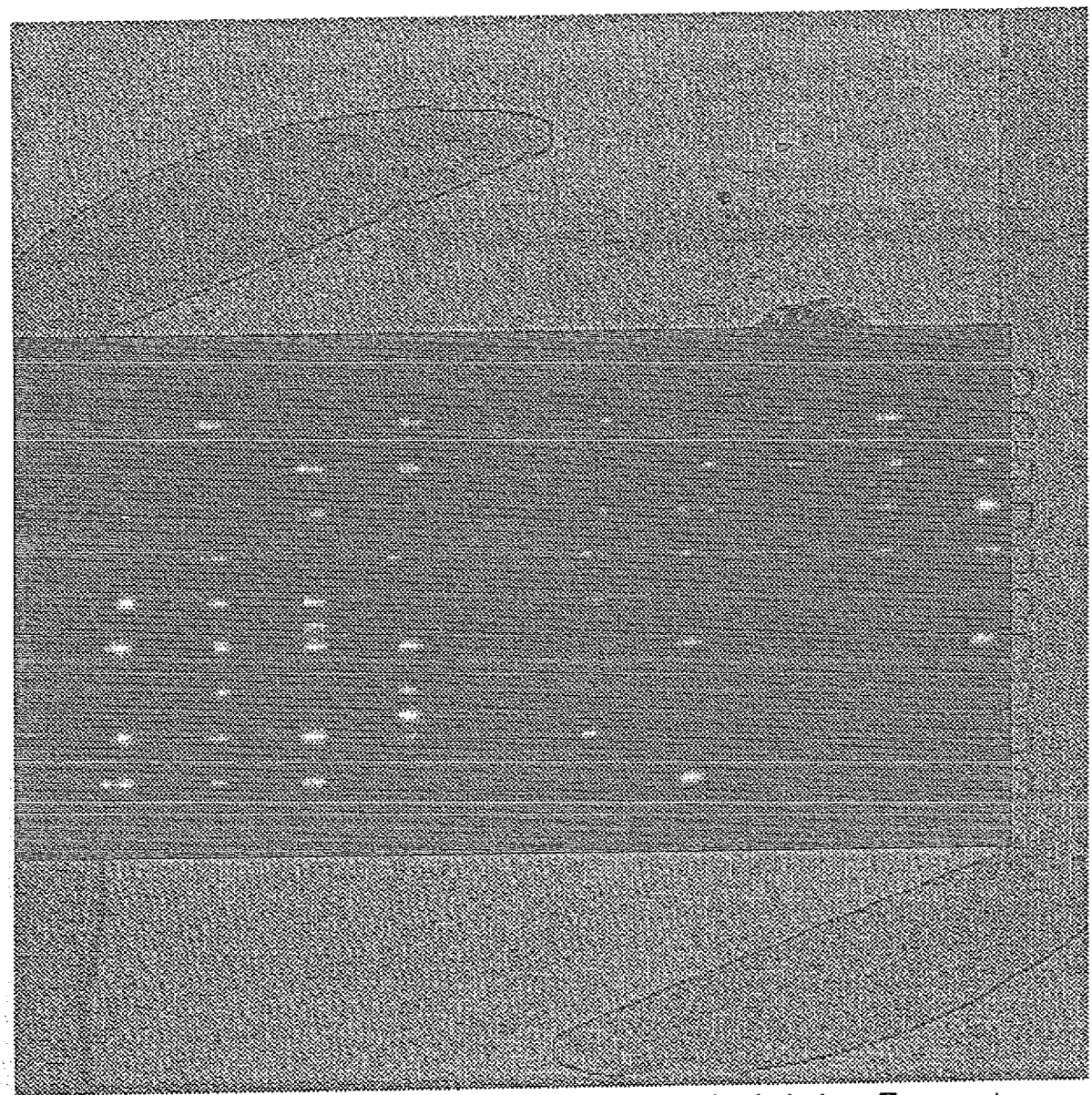


Bild 49: TTREM-Aufnahme eines 10×20-Gitterarrays, das bei einer Temperatur von 77 K mit einem Strom von 2 mA gespeist wird. Dem Oberflächenbild ist die Graustufendarstellung überlagert, die ein Maß für die Widerstandsänderung der Gesamtschaltung bei lokaler Aufheizung mit dem Elektronenstrahl ist. Am rechten Rand sind die 10 Gräben mit 5 µm Breite zu erkennen. (K. D. Husemann)

tischen Stromes setzt und dann ebenfalls die Widerstandsänderung der Gesamtkennlinie durch den Elektronenstrahl bestimmt. Die daraus gewonnenen Bilder sind allerdings nicht so einfach zu interpretieren wie bei der Serienschaltung. Der Übergang eines Stufenkontaktes in den resistiven Zustand führt zwangsläufig zu einer Umverteilung des Stromes auf die parallelen Stränge, wodurch die Spannung über den Kontakten in den parallelen Zweigen erhöht wird. Gleichzeitig verringern sich die Spannungen der restlichen Stufenkontakte in diesem Strang wegen des reduzierten Stromes. Über die Bedingung, daß die Spannungen über allen parallelgeschalteten Zweigen gleich sein müssen, bestehen komplizierte Wechselwirkungen zwischen den Kontakten. Wird ein Weak-Link vom Elektronenstrahl getroffen, so reduziert sich sein kritischer Strom und bei ausreichend hohem Speisestrom kann es in den resistiven Zustand übergehen. Das Signal, das sich aus der Spannungsänderung pro Stromänderung ergibt, ist wegen der Parallelschaltung aber kleiner als im eindimensionalen Fall und hängt außerdem noch vom Zustand der anderen Kontakte ab. Eine solche Aufnahme eines zweidimensionalen 10×20-Gitterarrays bei 77 K ist in Bild 49 zu sehen. Der Speisestrom beträgt 2 mA. Am rechten Rand sind die 5 µm breiten Gräben zu erkennen. Bis auf eine Ausnahme zeigen nur die Stufenkontakte an den oberen Kanten der Gräben ein Signal. In der fünften Spalte von links sind keine Signale zu erkennen, die Leiterbahn ist an einer Stelle durchtrennt. Bei einem sehr viel höheren Speisestrom von 9 mA sind Signale von allen Stufenkontakten zu sehen, diejenigen mit den größten kritischen Strömen erscheinen am hellsten.

Die gleichen Messungen wurden mit dem um 180° gedrehten Array wiederholt, damit überprüft werden kann, ob der Elektronenstrahl aufgrund seiner Einfallsgeometrie gegenüberliegende Substratstufen unterschiedlich stark erwärmt. Da sich jedoch die Ergebnisse nicht änderten, kann die Meßapparatur als Ursprung für die unterschiedliche Höhe des kritischen Stromes der Stufenkontakte an gegenüberliegenden Stufen ausgeschlossen werden.

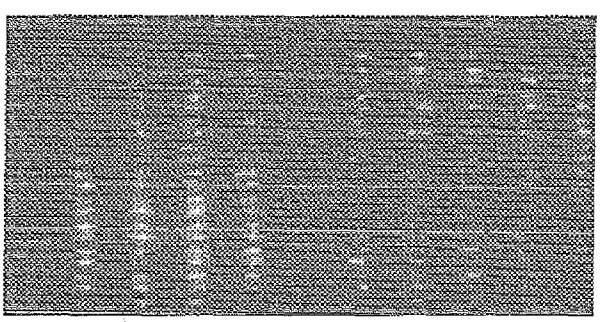


Bild 50: TTREM-Aufnahme bei 77 K und einem Speisestrom von 9 mA (K. D. Husemann)

Die Ursache für die unterschiedlichen kritischen Ströme an gegenüberliegenden Kanten kann nur in der Schichtdeposition liegen, da die Stufenherstellung und die dafür benötigten Lithografieschritte symmetrisch sind und keine Vorzugsrichtung besitzen. Je nach Position der Substrate auf dem Probenheizer trifft das $YBa_2Cu_3O_7$ aus unterschiedlichen Winkeln auf die Oberfläche. Dadurch ändert sich an der Stufe die Menge des pro Zeiteinheit antransportierten Materials und damit die Aufwachsgeschwindigkeit. Die Arbeit von Luine et al. [67] untersucht die Abhängigkeit der Streuungen der kritischen Ströme vom Einfallswinkel des Materials und kommt zu dem Ergebnis, daß bei der Deposition auf die Flanke der Stufe die Streuungen kleiner sind als im entgegengesetzten Fall oder wenn entlang der Stufe deponiert wird. Außerdem skalieren die kritischen Ströme annähernd mit der Filmdicke. Befinden sich nun beim verwendeten Layout Gräben

im Substrat, so existieren beide Arten von Stufenkontakten oder es wurde entlang der Stufe abgeschieden.
Die Existenz zweier Gruppen von Stufenkontakten, die einen prinzipiell unterschiedlich großen kritischen Strom besitzen, erklärt das Auftreten zweier Maxima in der gewonnenen Verteilungsfunktion. Daraus kann jedoch nicht geschlossen werden, daß nicht auch die beiden Korngrenzen in einem Stufenkontakt um zwei Maxima streuen. Die beobachtbare Gesamtverteilungsfunktion ergibt sich aus einer Faltung der Verteilungsfunktion zweier einzelner Korngrenzen an gegenüberliegenden Stufen mit der Verteilungsfunktion der beiden Josephsonkontakte an einer Stufe. Die beiden letzten Verteilungsfunktionen sind allerdings momentan nicht einzeln beobachtbar, da keine isolierten Korngrenzen an Stufen hergestellt werden können. Faltet man nun eine Verteilungsfunktion mit einem Maximum mit einer solchen mit zwei Maxima, so erhält man wieder eine Verteilungsfunktion mit zwei Maxima. Die Breiten der Streuungen werden dabei aufaddiert. Entsprechend ergibt sich bei der Faltung zweier Funktionen mit jeweils zwei Maxima eine Funktion mit vier Maxima, wo jeweils zwei eng beieinander liegen. Bei entsprechender Entfernung der beiden Paare und großem statistischem Fehler ähnelt diese Verteilungsfunktion einer mit zwei Maxima.

KAPITEL 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die elektrischen Eigenschaften ein- und zweidimensionaler Arrays aus Josephsonstufenkontakten auf $YBa_2Cu_3O_7$-Basis untersucht. Serienschaltungen mit bis zu 600 Stufenkontakten aus $YBa_2Cu_3O_7$, deren Breiten typischerweise 2 und 5 µm betrugen, wurden hergestellt. Alle Stufenkontakte in der Serienschaltung arbeiteten, keiner davon besaß einen Restwiderstand. Die höchste bisher erzielte Integrationsdichte an Josephsonkontakten besitzt ein Schachbrettarray, bei dem die Stufenkontakte 10 µm voneinander entfernt sind. Auf dem 10×10 mm^2 $LaAlO_3$-Substrat befanden sich insgesamt 2912 Stufenkontakte in mehreren Schaltungen, die alle bis zu Temperaturen von über 81 K arbeiteten. Zur Untersuchung der Mikrowellenemission wurden Serienschaltungen mit 1, 10 und 100 Stufenkontakten und zweidimensionale Arrays mit 10×10 und 18×18 Stufenkontakten in Schachbrett- oder Gitteranordnung sowohl in Schmetterlingsantennen als auch in logarithmische Spiralantennen integriert.
In Kooperation mit der elektronischen und der mechanischen Werkstatt wurde ein Meßwerterfassungssystem aufgebaut, das die Aufnahme von I-U-Kennlinien und deren Ableitungen mit dem Computer ermöglicht. Die Steuerung erfolgt vom Computer aus über eine graphische Bedienoberfläche, wobei sämtliche Einstellungen an der Meßapparatur sowie die Temperatur der Probe automatisch erfaßt werden.
Mit dem Inhibitverfahren zur Mikrostrukturierung werden die größten kritischen Ströme und die höchste Zuverlässigkeit in der Herstellung erzielt. Die technologische Realisierbarkeit komplexer Schaltungen mit diesem Verfahren sowie die Grenzen der Integrationsdichte wurden gezeigt.
Es wurden niederohmige und bondfähige Goldkontaktierungsflächen hergestellt, indem vor dem Aufdampfen die Oberfläche des Hochtemperatursupraleiters mit dem Ionenstrahl gereinigt und anschließend in-situ Gold aufgedampft wurde. Durch eine anschließende Nachbehandlung der Proben in einem Mikrowellensauerstoffplasma erhöhte sich die Haftfestigkeit der Goldschicht weiter. Außerdem steigen die kritischen Ströme und die kritische Temperatur der Stufenkontakte aufgrund der Verbesserung der Sauerstoffstöchiometrie.
Die Untersuchung der Streuung der kritischen Ströme erfolgte mittels Serienschaltungen von 10 bis 100 Stufenkontakten, aus deren Ableitungen der I-U-Kennlinien eine Verteilungsfunktion für die kritischen Ströme bestimmt wurde. Es sind zwei Maxima in der Verteilung sichtbar, wobei der größere Wert des kritischen Stroms ungefähr 40% über dem kleineren liegt. Der Ursprung der beiden Maxima, denen zwei Gruppen von Josephsonkontakten entsprechen, ist nicht vollständig geklärt. Die Ursache dafür können einerseits die beiden Kontakte an der oberen und unteren Kante der Substratstufen sein, andererseits zeigen Messungen mit dem TTREM, daß sich die kritischen Ströme der Stufenkontakte an den beiden Stufen eines Grabens prinzipiell voneinander unterscheiden.
An ein- und zweidimensionalen Arrays wurde Emission von Mikrowellenstrahlung bei Temperaturen bis 81 K gemessen. Anzeichen für Phasensynchronisation wurden in der I-U-Kennlinie und der Emissionsmessung einer Serienschaltung von 100 Josephsonkontakten gefunden. Messungen der Emission an zweidimensionalen

Arrays zeigen, daß keine Phasensynchronisation aller Elemente vorliegt, da mehrere Signale beobachtet werden, deren Linienbreiten mit denjenigen von Einzelkontakten vergleichbar sind. Induzierte Synchronisation bei Einstrahlung eines externen Mikrowellenfeldes wurde für bis zu vier Elemente in einer Serienschaltung von 100 Josephsonkontakten und für ein zweidimensionales 10×10-Schachbrettarray beobachtet.
Mittels numerischer Simulationen wurden die Bedingungen für Phasensynchronisation in ein- und zweidimensionalen Arrays untersucht. Die Berechnung der Josephsonoszillationen der Kontakte in Gitter- und Schachbrettarrays dienen zur Erklärung ihrer Strom-Spannungs-Kennlinien. Für eine Zweikontaktzelle wurden die Josephsonoszillationen für Speiseströme inner- und außerhalb des Synchronisationsbereiches ermittelt. Gundvoraussetzung für Phasensynchronisation ist die Uniformität der Josephsonkontakte. Die Parameter der Rückkopplungsschleife, die bei einer Streuung der kritischen Ströme von mehr als 5% unerläßlich ist, müssen ebenfalls exakt an die Schaltung angepaßt werden. Die kritischen Ströme dürfen bei annähernd gleichem normalleitenden Widerstand nur um etwa 20-30% vom Mittelwert streuen, damit gleichförmige Schwingungen stabil sind. Die Simulationen zeigen, daß bei Schachbrettarrays immer eine ganze Zeile in den resistiven Zustand schaltet. Bei Gitterarrays geht bei einer großen Parameterstreuung immer ein Josephsonelement pro Spalte in den spannungsbehafteten Zustand über. Dieses Verhalten steht in Übereinstimmung mit den beobachteten Strom-Spannungs-Kennlinien und deren Ableitungen.

KAPITEL 8
Ausblick

Die Phasensynchronisation der Josephsonkontakte in den Arrays kann durch unterschiedliche Mechanismen hervorgerufen werden, aber nur die hochfrequente elektromagnetische Kopplung ist ausreichend stark, um Phasensynchronisation in realen Arrays liefern zu können, wo Parameterstreuungen und zeitabhängige Fluktuationen dem entgegenwirken. Durch eine langreichweitige Wechselwirkung, die von der gegenseitigen Position der Josephsonkontakte nahezu unabhängig ist, kann eine Synchronisation begünstigt werden. Sind diese Voraussetzungen für Phasensynchronisation erfüllt, sind Parameterstreuungen bis zu 30% tolerierbar.
Für die erfolgreiche Konzeption und Herstellung phasensynchronisierter Arrays aus Josephsonkontakten auf der Basis von Hochtemperatursupraleitern ist es daher Grundvoraussetzung, reproduzierbare Josephsonkontakte mit niedriger Parameterstreuung herstellen zu können. Als erschwerende Tatsache kommt hinzu, daß deren Herstellungstechnologie keine gravierenden Einschränkungen bezüglich des Layouts beinhalten darf.
Auch wenn noch keine anderen Arten von Josephsonkontakten zur Verfügung stehen, kann die Untersuchung der Arrays mit Stufenkontakten fortgeführt werden. Dazu ist es allerdings notwendig, den Herstellungsprozeß besser reproduzierbar zu gestalten und mögliche Quellen der Parameterstreuung zu eliminieren.
Durch ein optimiertes Verfahren zur Stufenherstellung ist eine definiertere Ausbildung der Korngrenzen an der Stufe als im momentanen Fall unter Umständen erreichbar. Die Form der Stufe kann durch das Material der Maske sowie durch den Winkel des einfallenden Ar^+-Ionenstrahls während des Ätzprozesses beeinflußt werden. Diese beiden Parameter bestimmen dann den Stufenwinkel und die Form der oberen und unteren Kante. Es existieren noch keine ausreichenden Untersuchungen über die Ausbildung der Korngrenze entlang der Stufe, die den Kristallwachstum analysieren und mit elektrischen Eigenschaften verbinden; daher können nur Vermutungen über den Einfluß auf die Parameterstreuung geäußert werden. Der gegenwärtige Prozeß liefert annähernd senkrechte Winkel, was nicht notwendigerweise eine homogen ausgebildete Korngrenze erwarten läßt, da der Prozeß des Wachstums sehr komplex und im Detail nicht bekannt ist.
Wie die Arbeit von Luine et al. [67] belegt, beeinflußt auch der Winkel, unter dem das Supraleitermaterial während der Filmdeposition auf das Substrat trifft, die Streuung der kritischen Ströme der Stufenkontakte. Allerdings sind diese Ergebnisse nicht notwendigerweise auf den Herstellungsprozeß der $YBa_2Cu_3O_7$-Schichten im ISI übertragbar, da die Abscheidung maßgeblich von der Geometrie der Depositionsanlage abhängt.
Bei beiden Prozessen besteht die Möglichkeit und die Notwendigkeit, Veränderungen derart durchzuführen, daß die Reproduzierbarkeit und die Parameterstreuung deutlich verbessert werden.
In weiterführenden Arbeiten müssen noch zahlreiche Detailprobleme, meist technologischer Art, gelöst werden, um einen funktionstüchtigen Oszillator auf Basis von Arrays herstellen zu können. Dazu gehören im Wesentlichen:

1. Optimierung der elektrischen Eigenschaften der Stufenkontakte, solange noch keine Alternativen existieren
2. endgültige Klärung des Ursprungs der beiden Maxima in den Verteilungsfunktionen, Messungen mit dem TTREM an Serienschaltungen. Da bisher nur an zweidimensionalen Gitterarrays TTREM-Messungen durchgeführt wurden, kann Klarheit nur durch zusätzliche Messungen an Serienschaltungen erhalten werden.
3. Test der Verwendung von Stufenkontakten aus anderen Hoch-T_C-Materialien
4. Test der Verwendung von Biepitaxie- und Bikristallkontakten aus $YBa_2Cu_3O_7$
5. Herstellung von niederohmigen Parallelwiderständen aus Normalmetallen zur Verringerung des normalleitenden Widerstandes der Josephsonkontakte und der charakteristischen Frequenz
6. Herstellung von nieder- und hochohmigen Widerständen aus Normalmetallen und Perovskiten als Rückkopplungsschleife und zum Aufbrechen supraleitender Schleifen
7. Etablierung der Dreifachschichttechnologie und dem damit verbundenen Problem der schrägen Kanten
8. Entwurf, Berechnung und Test von Mikrowellenlayouts
9. Messung der Strahlungsemission bei höheren Frequenzen als 12 GHz

Bildverzeichnis

Weak-Link 4
Josephsonkontakt im Magnetfeld 5
Modulation des kritischen Stromes 5
Shapirostufen am Einzelkontakt 7
Ersatzschaltbild eines Josephsonkontaktes 7
Simulierte Kennlinie eines Josephsonkontaktes 8
Simulierte Josephsonoszillationen 8
Aufbau eines Stufenkontaktes 10
Korngrenze an einer Stufe 10
Temperaturabhängigkeit der charakteristischen Spannung 11
Ersatzschaltbild eines Josephsonkontaktes mit Störung 13
Einfache Serienschaltung 15
Wechselwirkungsbereiche in linearen Arrays 17
Parallele Stromeinspeisung 18
Zweidimensionale Arrays 21
Zweikontaktzelle mit Parallelimpedanz 25
Phasensynchronisation in Zweikontaktzelle 25
Stromabhängigkeit der Josephsonoszillationen 26
Zweikontaktzelle ohne Synchronisation 26
Test-Chip-Layout 28
zweidimensionale Arrays in Gitter- und Schachbrettanordnung 29
Schmetterlingsantenne 31
Substrat mit einem 2D-Array in einer TALSA 31
Realisierung eines Schachbrettarrays 31
Ausschnittsvergrößerung des Schachbrettarrays 32
Realisierung eines zweidimensionalen Gitterarrays 32
REM-Aufnahme einer Leiterbahn über den Steg zwischen zwei Gräben 33
Inhibitstrukturierung 36

Strukturierung mit Ionenstrahlätzen 36
Meßaufbau mit Oszilloskop und Computer 39
I-U-Kennlinie einer Serienschaltung von 600 Josephsonkontakten 40
Serienschaltung von 100 Stufenkontakten mit Exzeßstrom 41
Ableitung einer Serienschaltung von 10 Stufenkontakten in zwei Bereichen 42
I-U-Kennlinien einer Serienschaltung bei verschiedenen Temperaturen 42
I-U-Kennlinie einer Serienschaltung von 600 Stufenkontakten 43
Einfluß von Korngrenzen in den Anschlußleitungen eines Einzelkontaktes 44
Ableitung einer Serienschaltung 45
Verteilung der kritischen Ströme 46
Verteilungsfunktionen für zwei Serienschaltungen bei 4,2 K 47
Verteilungsfunktion der kritischen Ströme in der Simulation 47
Simulation einer Serienschaltung 48
I-U-Kennlinie und Ableitung eines 2D-Schachbrettarrays 49
Simulation der I-U-Kennlinie eines Gitterarrays 50
Mikrowellenemission an einer Serienschaltung 51
Temperaturabhängigkeit der Mikrowellenemission einer Serienschaltung 52
Shapirostufen an einer Serienschaltung 53
Ableitung der Kennlinie eines Schachbrettarrays unter Mikrowellen-einstrahlung 54
Emission und Ableitung eines Schachbrettarrays 55
TTREM-Aufnahme eines Gitterarrays bei 77 K 56
TTREM-Aufnahme bei einem höheren Speisestrom 57

Literaturverzeichnis

[1] Y. Zhang, H.-M. Mück, K. Herrmann, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski, C. Heiden, Appl. Phys. Lett. 60, 654(1992)

[2] V.N. Glyantsev, M. Siegel, J. Schubert, W. Zander, U. Poppe, H. Soltner, A. I. Braginski, C. Heiden, Proc. Applied Superconductivity Conference, Chicago, 24.-28. August, 1992

[3] T. D. Clark, Phys. Lett. A 27, 585 (1968)

[4] T. D. Clark, Phys. Rev. B 8, 137 (1973)

[5] A. K. Jain, K. K. Likharev, J. E. Lukens, and J. E. Savageau, Phys. Rep. 109, 309 (1984)

[6] J. Bindslev Hansen and P. E. Lindelof, Rev. Mod. Phys. 56, 431 (1984)

[7] S. P. Benz, C. J. Burroughs, Appl. Phys. Lett. 58, 2162 (1991)

[8] J. G. Bednorz, K. A. Müller, Z. Phys. B 64, 189 (1986)

[9] J. G. Bednorz, K. A. Müller, Nobel Prize Lecture, Rev. Mod. Phys. 60, 585 (1988)

[10] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, C. W. Chu, Phys. Rev. Lett. 58, 908 (1987)

[11] P. H. Hor, R. L. Meng, Phys. Rev. Lett. 58, 1891 (1987)

[12] J. M. Tarascon, W. R. McKinnon, Phys. Rev. B 35, 226 (1987)

[13] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, T. Asano, Jap. J. Phys. Lett. 27, L 209 (1988)

[14] S. S. P. Parkin, V. Y. Lee, E. M. Engler, A. I. Nazzal, T. C. Huang, G. Gorman, R. Savoy, R. Bayers, Phys. Rev. Lett. 60, 2539 (1988)

[15] A. Umezawa, G. W. Crabtree, J. Z. Liu, Physica C 153-155, 1461 (1988)

[16] B. D. Josephson, Phys. Lett. 1, 251 (1962)

[17] P. W. Anderson, J. M. Rowell, Phys. Rev. Lett. 10, 230 (1963)

[18] T. I. Smith, Phys. Rev. Lett. 15, 460 (1965)

[19] A. Barone, G. Paterno, Physics and Applications of the Josephson Effect, Wiley-Interscience, 1982

[20] B. D. Josephson, Rev. Mod. Phys. 36, 216 (1964)

[21] J. M. Rowell, Phys. Rev. Lett. 11, 200 (1963)

[22] S. Shapiro, Phys. Rev. Lett. 11, 80 (1963)

[23] I. Giaever, Phys. Rev. Lett. 22, 904 (1965)

[24] I. R. Yanson, V. M. Svistunov, V. M. Dmitrenko, Sov. Phys. JETP 20, 1404 (1965)

[25] A personal Superconductor Circuit Analyzer (PSCAN) Program, entwickelt an der Moscow State University, vgl. A. A. Odintsov, V. K. Semenov, S. V. Polonski, IEEE Trans. Magn. 23, 763 (1987)

[26] R. Gross, P. Chaudhari, M. Kawasaki, M. B. Ketchen, A. Gupta, Appl. Phys. Lett. 57, 727 (1990)

[27] K. Char, M. S. Colclough, S. M. Garrison, N. Newman, G. Zacharchuk, Appl. Phys. Lett. 59, 733 (1991)

[28] R. W. Simon, J. B. Bulman, J. F. Burch, S. B. Coons, K. P. Daly, W. D. Dozier, R. Hu, A. E. Lee, J. A. Luine, C. E. Platt, S. M. Schwarzbeck, M. S. Wire, M. J. Zani, IEEE Trans. Magn. 27, 3209(1991)

[29] K. Herrmann, Y. Zhang, H.-M. Mück, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski, Supercond. Sci. & Technol. 4, 583(1991)

[30] C. L. Jia, B. Kabius, K. Urban, K. Herrmann, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski, Physica C 196, 211 (1992)

[31] M. Vildic, G. Friedl, D. Uhl, G. Daalmans, H. Köhler, H. Meyer, F. Bömmel, G. Saemann-Ischenko, Proc. Applied Superconductivity Conference, Chicago, 24.-28. August, 1992

[32] P. Müller, K. Herrmann, M. Siegel, J. Schubert, W. Zander and A. I. Braginski, unveröffentlicht

[33] M. Siegel, K. Herrmann, C. Copetti, C.L. Jia, B. Kabius, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski, Proc. Applied Superconductivity Conference, Chicago, 24.-28. August, 1992

[34] M. Yu. Kuprianov, K. K. Likharev, IEEE Trans. Magn. 27, 2460 (1991)

[35] J. Halbritter, Phys. Rev. B 22, 14861 (1992)

[36] Yu. Ya. Divin, A. V. Andreev, G. M. Fischer, J. Mygind, N. F. Peterson, K. Herrmann, V.N. Glyantsev, M. Siegel, A. I. Braginski, eingereicht bei Appl. Phys. Lett.

[37] P. Müller, K. Herrmann, M. Siegel, J. Schubert, W, Zander, A. I. Braginski, unveröffentlicht

[38] J. E. Lukens, in: S. Ruggiero, D. Rudman, Superconducting Devices, Chapter 4, 135, Josephson Arrays as High Frequency Sources

[39] K. K. Likharev, Dynamics of Josephson Junctions and Circuits, Kapitel 13, New York: Gordon and Breach Science Publishers, 1986

[40] G. M. Daalmans, T. M. Klapwijk, J. E. Mooij, IEEE Trans. Magn. MAG-13, 719 (1977)

[41] J. Bindslev Hansen, T. F. Finnigan, P. E. Lindelof, IEEE Trans. Magn. MAG-17, 95 (1981)

[42] P. Hadley, M. R. Beasley, K. Wiesenfeld, Appl. Phys. Lett. 52, 1619 (1988)

[43] P. Hadley, M. R. Beasley, K. Wiesenfeld, Phys. Rev. B 38, 8712 (1988)

[44] P. Hadley, M. R. Beasley, Appl. Phys. Lett. 50, 621 (1987)

[45] R. D. Sandell, C. Varmazis, A. K. Jain, J. E. Lukens, IEEE Trans. Magn. MAG-15, 462 (1979)

[46] P. E. Lindelof, J. Bindslev Hansen, P. Jespersen, Future Trends in Superconductive Electronics, A. I. P. Conf. Proc. No. 44, 322, New York 1978

[47] A. K. Jain, P. M. Mankiewich, A. M. Kadin, R. H. Ono, J. E. Lukens, IEEE Trans. Magn. 17, 99 (1980)

[48] M. Octavio, C. B. Whan, C. J. Lobb, Appl. Phys. Lett. 60, 766 (1992)

[49] J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless, J. Phys. C 6, 1181 (1973)

[50] C. J. Lobb, D. W. Abraham, M. Tinkham, Phys. Rev. B 27, 150 (1983)

[51] Siyuan Han, A. H. Worsham, J. E. Lukens, Proc. Applied Superconductivity Conference, Chicago, 24.-28. August, 1992

[52] M. B. Ketchen, D. Pearson, A. Kleinsasser, C.-K. Hu, M. Smyth, J. Logan, K. Stawiasz, M. Jaso, K. Petrillo, M. Manny, S. Basavaiah, S. Brodsky, S. B. Kaplan, W. J. Gallagher, M. Bhusban, Appl. Phys. Lett. 59, 2609 (1991)

[53] A. K. Jain, P. Mankiewich, J. E. Lukens, Appl. Phys. Lett. 36, 774 (1980)

[54] K. Wan, B. Bi, A. K. Jain, L. A. Fetter, S. Han, W. H. Mallison, J. E. Lukens, IEEE Trans. Magn. 27, 3339 (1990)

[55] S. P. Benz, M. S. Rzchowski, M. Tinkham, C. J. Lobb, Phys. Rev. Lett. 64, 693 (1990)

[56] L. E. Amatuni, K. Y. Constantinian, R. M. Martirossian, K. Herrmann, A. I. Braginski, zur Veröffentlichung vorgesehen

[57] B. Stritzker, J. Schubert, U. Poppe, W. Zander, U. Krüger, A. Lubig, C. Buchal, Journal of the Less-Common Metals, 164&165, 279 (1990)

[58] U. Krüger, Diplomarbeit, Institut für Schicht- und Ionentechnik, Forschungszentrum Jülich GmbH, 1990

[59] M. F. Yan, R. L. Barns, Appl. Phys. Lett. 51, 532 (1987)

[60] C.A. Copetti, U. Gassig, W. Zander, J. Schubert, Ch. Buchal, Appl. Phys. Lett.61, 3041 (1992)

[61] Q. Y. Ma, E. S. Yang, G. V. Treyz, Chin-An Chang, Appl. Phys. Lett. 55, 896 (1989)

[62] W. Reuter, M. Siegel, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski, P. Müller, BMFT-Statusseminar, Potsdam 1992

[63] W. Reuter, M. Siegel, K. Herrmann, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginski, P. Müller, Appl. Phys. Lett. 62, 2280 (1993)

[64] R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel, P. Müller, Phys. Rev. Lett. 68, 2394 (1991)

[65] J. S. Satchell, R. G. Humphreys, J. A. Edwards, N. G. Chew, Proc. Applied Superconductivity Conference, Chicago, 24.-28. August, 1992

[66] K. D. Husemann, W. Reuter, M. Siegel, J. Schubert, A. I. Braginski, R. Gross, Abstract für DPG Frühjahrstagung 1993, Regensburg

[67] J. Luine, J. Bulman, J. Burch, K. Daly, A. Lee, C. Petitte-Hall, S. Schwarzbek, D. Miller, Appl. Phys. Lett. 61, 1128 (1992)

Danksagung

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

Mein besonderer Dank gilt

- Herrn Prof. Dr. Ch. Heiden für die Vermittlung der Arbeitsstelle und die Möglichkeit, die zahlreichen Einrichtungen des Forschungszentrums zu nützen sowie für die freundliche Unterstützung

- Herrn Prof. Dr. A. I. Braginski für das Thema der Arbeit, die Vermittlung mehrerer Kooperationen mit fremden Instituten sowie die zahlreichen Anregungen zu eingehenden Untersuchungen

- Herrn Dr. habil. M. Siegel für die intensive Betreuung der Diplomarbeit, die zahlreichen Vorschläge zur Realisierung einzelner Probleme und die vielen Anregungen zu deren Verbesserung, womit er maßgeblich am Gelingen der Arbeit beteiligt war

- Herrn Dr. J. Schubert und Herrn W. Zander für die zügige Herstellung der $YBa_2Cu_3O_7$-Schichten

- Herrn Dr. P. Müller, Garching, und Herrn Prof. Dr. J. Konopka, Duisburg, für die Anfertigung mehrerer Emissionsmessungen an ein- und zweidimensionalen Arrays und die Überlassung der Daten

- Herrn Dipl. Phys. G. Kunkel für die Anfertigung zahlreicher Emissionsmessungen an zweidimensionalen Arrays

- Herrn Dr. R. Groß und Herrn Dr. K. D. Husemann, Universität Tübingen, für die Untersuchungen mit dem Tieftemperaturrasterelektronenmikroskop

- Herrn Dr. H. Kohlstedt, Frau Dipl. Phys. R. Dömel und den Herren Dipl. Phys. K. Herrmann und M. Bode für viele anregende Diskussionen und ihre Hilfsbereitschaft, in neue Technologien einzuweisen und Sachprobleme zu lösen

- Herrn G. Hallmanns für die rasche Herstellung aller Niobschichten

- Frau K. Barthels für die Anfertigung zahlreicher fotografischer Arbeiten

- stellvertretend für die Werkstätten den Herren W. Klein, R. Otto und H. M. Schwan für die Anfertigung des Meßstabes, der Meßelektronik und diverser Einzelteile

- Herrn Dr. A. van der Hardt, Frau M. Nonn und Frau C. Flörke für die geduldige Konvertierung und Herstellung der Chrommasken

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

JÜL-2790
Juni 1993
ISSN 0944-2952