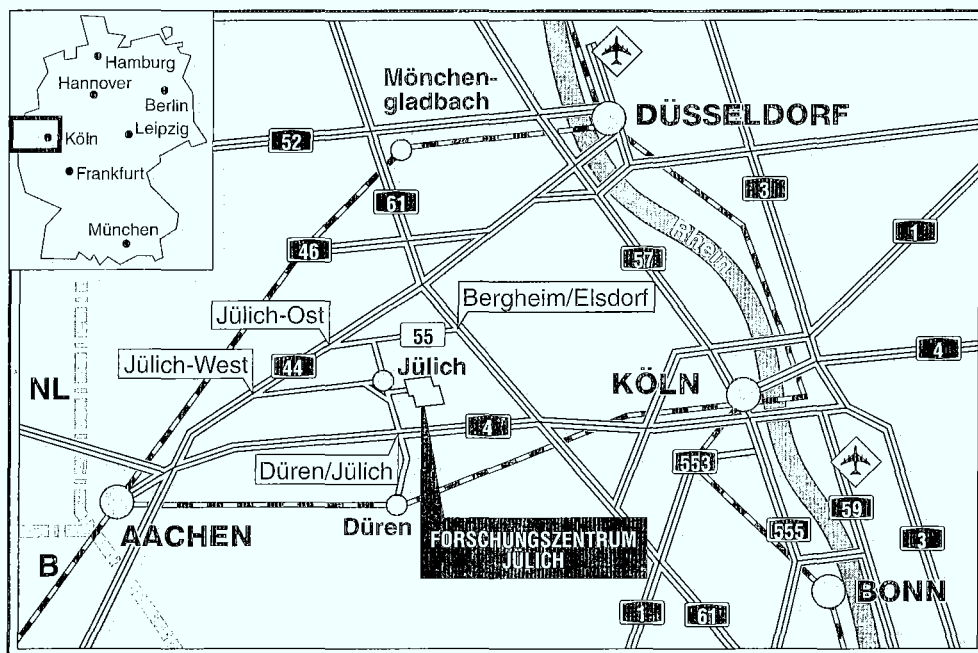


Institut für Schicht- und Ionentechnik

**Experimentelle Untersuchungen zur
Wechselwirkung von HTSL-Josephson-
Kontakten in kleinen Netzwerken**

Stephan Beuven



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3292

ISSN 0944-2952

Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-3292

D 468 (Diss. BUGH Wuppertal)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

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

Experimentelle Untersuchungen zur Wechselwirkung von HTSL-Josephson-Kontakten in kleinen Netzwerken

Stephan Beuven

Abstract

The mutual interactions of high- T_c grain boundary Josephson junctions in different types of small arrays have been investigated experimentally. Among the different possible dynamical states in Josephson arrays, the totally phase locked state is the most interesting and, for high frequency oscillator applications, most important state.

The approach to use simple one-dimensional, antenna-coupled series arrays of up to 100 junctions was only partially successful, because of deficiencies of state-of-the-art high- T_c technology.

Two dimensional (2d) arrays have been shown theoretically to be most tolerant against spread in junction parameters. Therefore small 2d arrays of 4×4 junctions were fabricated and characterised via dc-measurements. The synchronisation of these arrays was extremely sensitive on external magnetic field. This might be a consequence of vortex motion in the arrays. Nevertheless, phase locking of up to 16 high- T_c junctions was demonstrated by dc-measurements for the first time.

Stimulated by previous numerical results, a new array type, i.e., the multi-junction superconducting loop (MSL), has been investigated as oscillator for the first time. In comparison to usual types of arrays, e.g. series arrays, the advantages of this type of circuit are the relatively high tolerable parameter spread and the possibility of stable in-phase locking. The simplest MSL consisting of 4 junctions was realised using different types of high- T_c grain boundary junctions. For full dc-characterisation of the circuits, a special setup was developed. Using this approach, the phase locking of 4 high- T_c junctions was observed directly via a dc-measurement for the first time. Phase locking was achieved up to 180 GHz on SrTiO_3 substrates and up to nearly 1 THz with the low-loss substrate LaAlO_3 . The experimental investigation confirmed various theoretical predictions about the proposed locking mechanism and the enhanced stability of the phase locked state. To relate the observed phase locking to in-phase or anti-phase synchronisation, the arrays were coupled to Josephson radiation detectors. The radiation coupled to the detectors (e.g. 1,3 nW at 60 GHz) was sufficient to investigate the radiation properties in detail. The unique measurement setup allowed to investigate the phase-coherence using both, dc measurement and on-chip radiation detection, at the same time. This way it was possible to compare between fully synchronised as well as unlocked states of the oscillator. The experiments showed clearly the in-phase nature of synchronisation in this type of array, i.e., that MSL are very promising for oscillator applications.

In conclusion, a clear picture of a new type of Josephson oscillator was developed in this work. Although the oscillator is not really application-ready, steps towards potential applications, e.g. integrated receivers, were made.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Josephson-Oszillatoren	5
2.1	Die Josephson-Effekte	5
2.2	Das RCSJ-Modell	7
2.2.1	Grundgleichungen	7
2.2.2	Strom-Spannungs-Kennlinien und dynamisches Verhalten	9
2.2.3	Eigenschaften der Josephson-Oszillationen	11
2.2.4	Mikrowellenabsorption	13
2.3	Phasensynchronisation in Arrays	14
2.4	Array-Varianten und Parameterstreuungen	15
3	Josephson-Kontakte in supraleitenden Schleifen	21
3.1	Quanteninterferometer (SQUIDs)	21
3.2	Arrays in supraleitenden Schleifen	24
3.2.1	Statische Eigenschaften	24
3.2.2	Dynamische Zustände und Phasensynchronisation	25
4	HTSL-Technologie und Messtechnik	35
4.1	HTSL-Materialien und Kontakttypen	35
4.1.1	Hochtemperatursupraleiter	35
4.1.2	Josephson-Kontakte aus Hochtemperatursupraleitern	37
4.2	Korngrenzenkontakte	39
4.2.1	Stufenkontakte	39
4.2.2	Bikristallkontakte	40
4.2.3	Herstellung	40
4.3	Aufbau des Messplatzes	46

INHALTSVERZEICHNIS

5	Konventionelle ein- und zweidimensionale Arrays	49
5.1	Serien-Arrays	49
5.1.1	Schaltungsbeschreibung und Meßaufbau	50
5.1.2	Charakterisierung	51
5.2	2d-Arrays	54
5.2.1	Schaltungsbeschreibung	54
5.2.2	dc-Messungen	56
6	dc-Messungen an Serienarrays in supraleitenden Schleifen	59
6.1	Charakterisierung der Arrays	59
6.1.1	Layout	59
6.1.2	Kennlinienfeld	61
6.1.3	Verhalten im Magnetfeld	62
6.2	Phasensynchronisation	64
6.2.1	Nachweis der Synchronisation	64
6.2.2	Synchronisation auf höchstfrequenztauglichen Substraten	72
7	hf-Messungen an Serienarrays in supraleitenden Schleifen	75
7.1	Kopplung an einen Detektorkontakt	75
7.1.1	Die Schaltung	76
7.1.2	Herstellung	78
7.2	Strahlung des Arrays	79
7.2.1	Strahlungsdetektion bei Synchronisation	80
7.2.2	Strahlung des nichtsynchronisierten Oszillators	82
7.2.3	Abstimmbarkeit	82
7.2.4	Rückschlüsse	84

Kapitel 1

Einleitung

Seit *B. D. Josephson* im Jahre 1962 die seitdem sogenannten Josephson-Effekte vorhersagte [1] faszinierte die Möglichkeit, mit Tunnelkontakten (oder anderen lokal schwach gekoppelten Supraleitern) Spannungen extrem linear in Frequenzen umsetzen zu können. Demnach sind Josephson-Kontakte, die mit einem Strom größer als ihrem kritischen Strom gespeist werden, spannungsabstimmbare Oszillatoren, welche mit etwa 483,6 GHz/mV oszillieren, unabhängig von Material oder Struktur des Kontaktes. Josephson-Kontakte, speziell die neuartigen, aus Hochtemperatursupraleitern hergestellten Kontakte, sind damit prinzipiell in der Lage, das gesamte Frequenzband, angefangen bei einigen Gigahertz (Satellitenkommunikation) bis hin zum fernen Infrarot (Molekülspektren), abzudecken. Sie stellen somit, vor allem für den mm- und sub-mm-Wellenbereich, die derzeit einzige Möglichkeit zur Realisierung kompakter und dazu noch abstimmbarer Strahlungsquellen dar. Gunn-Dioden, welche die früher oft benutzten Klystrons mehr und mehr ersetzen, können zwar sehr vielseitig bis zu Frequenzen von einigen hundert Gigahertz eingesetzt werden, sofern man Frequenzvervielfacher benutzt. Allerdings beträgt die Abstimmbarkeit in der Regel nur einige Prozent um die Mittenfrequenz herum, und der Wirkungsgrad sinkt mit der Frequenz bis unter 1 % bei 100 GHz, so daß nicht selten eine Verlustleistung von 10 W abgeführt werden muß. Im Frequenzbereich über 1 THz stehen derzeit lediglich „Backward-wave“-Oszillatoren oder Ferninfrarotlaser zur Verfügung, beides sehr unhandliche und energieintensive Lösungen. Die kompakten Josephson-Oszillatoren stellen hier eine vielversprechende Alternative dar.

Die Realisierung solcher Oszillatoren ist einfach, glaubt man einem beliebigen Lehrbuch der Physik [2]. Dazu ein Zitat: „*Die Herstellung eines solchen Mikrowellengenerators ist im Prinzip spottbillig: Man dampft einen Metallstreifen auf ein Deckglas, läßt etwas Luft in die Aufdampfanlage, bis sich eine Oxidhaut gebildet hat, dampft dann kreuzweise einen anderen Streifen*

darüber, bringt Elektroden an, schirmt gegen das Erdmagnetfeld ab und steckt das ganze in flüssiges Helium. "Nun, „im Prinzip“ ist das nicht falsch, aber daß die Umsetzung grundlegender physikalischer Effekte in anwendbare Bauteile niemals so einfach ist, wie es in diesem Beispiel klingt, auch das ist beinahe ein Naturgesetz. Die Schwierigkeiten beginnen schon im Falle einzelner, kleiner Josephson-Kontakte. Es handelt sich um Bauelemente extrem niedriger Impedanz ($\approx 1 \Omega$), die zudem nur geringe Leistungen liefern (meist $< nW$). Die Linienbreite der Strahlung ist zu groß für die meisten praktischen Anwendungen, ganz zu schweigen davon, daß Stromversorgung sowie elektrisches und magnetisches Umfeld des Kontaktes extrem störungsfrei gehalten werden müssen.

Sehr bald wurde daher versucht, mehrere oder gar viele einzelne Kontakte in Netzwerken, sogenannten Arrays, zu verschalten und gemeinsam zu betreiben. Man versprach sich davon höhere Leistungen und geringere Linienbreiten. Ersten Versuchen mit zusammengepreßten Zinn-Kugeln [3] folgten im Verlauf der letzten zwei Jahrzehnte zahlreiche, darunter manche erfolgreiche Ansätze in Dünnschichttechnik unter Verwendung der klassischen, metallischen Supraleiter. Dabei tauchten neue Probleme auf, das gravierendste vielleicht die Streuungen der Kontaktparameter kritischer Strom und Normalleitungswiderstand. Außerdem war es notwendig, entsprechende Rückkoppelschleifen zu entwerfen, die zu einer gegenseitigen Wechselwirkung der Kontakte führen sollten. Meist konnte nur auf diese Weise eine Synchronisation aller einzelnen Oszillatoren eines Arrays erreicht werden. Nur durch Synchronisation ist eine Steigerung der Leistung und eine Verringerung der Linienbreite möglich.

Heute, nach fast 20 Jahren weltweit intensiver Forschungs- und Entwicklungsarbeit, ist man dank einer ausgereiften und reproduzierbaren Technologie in der Lage, mit Kontakten aus dem metallischen Supraleiter Niob ($Nb-Al-AlO_x-Nb$ -Kontakte) phasensynchrone Arrays aus bis zu mehreren hundert Kontakten herzustellen [4, 5, 6], deren Leistung und Linienbreiten für erste Anwendungen ausreichend erscheinen. Diese Oszillatoren können aufgrund der Begrenzung durch die Energielücke des supraleitenden Grundzustandes prinzipiell nur bis zu Frequenzen um 750 GHz genutzt werden.

Mit Entdeckung der keramischen Hochtemperatursupraleiter (HTSL) vor nunmehr 10 Jahren bot sich wegen der deutlich größeren Energielücke dieser Materialien die Chance, die Betriebsfrequenzen solcher Oszillatoren bis in den Terahertzbereich auszudehnen, bei Betriebstemperaturen, die deutlich über der des flüssigen Heliums liegen. Dieser Frequenzbereich gewinnt zunehmend an Bedeutung, z.B. bei der Erkundung der Atmosphäre unseres eigenen Planeten (Umweltanalytik), aber auch der weit entfernter Himmelskörper (Radioastronomie). Es braucht fast nicht erwähnt werden, daß man ebenfalls im Bereich Telekommunikation auf lange Sicht eine Ausweitung der Bänder zu

höheren Frequenzen anstrebt. Auch im Falle der HTSL ging man sehr bald daran, die bis dahin entwickelten HTSL-Josephson-Kontakte zu Arrays zu verschalten. Man begann mit bereits bekannten Schaltprinzipien, stellte aber schnell fest, daß die Parameterstreuungen dieser neuen Technologie viel zu hoch lagen. So folgte ersten optimistischen Versuchen mit zweidimensionalen Arrays [7] und Serienarrays [8] Ernüchterung.

In der Folgezeit beschränkte man sich daher vorwiegend auf die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen HTSL-Kontakten in sehr einfachen Schaltungen aus zwei Kontakten [9, 10, 11]. Eine der mittlerweile klassischen Arrayschaltungen konnte für die Verwendung mit HTSL-Kontakten angepaßt werden, so daß Synchronisation von bis zu zehn HTSL-Kontakten erreicht werden konnte [9, 12]. Ein wirklich drastischer technologischer Fortschritt, vor allem im Hinblick auf die Reproduzierbarkeit, ist derzeit jedoch nicht in Sicht. Es muß daher schon jetzt verstärkt auch an neuen Schalt- und Koppelprinzipien gearbeitet werden, um auch in Zukunft den technologischen Gegebenheiten der HTSL besser gerecht zu werden.

Einer der vielversprechendsten theoretischen Ansätze in den letzten Jahren wurde von *Darula et al.* mit dem Schaltprinzip der Serienarrays in supraleitenden Schleifen gemacht [13, 14, 15, 16]. Bei diesem Schaltprinzip, das zuvor noch nicht für eine Anwendung als Oszillator in Betracht gezogen wurde, handelt es sich um einen supraleitenden Ring, in den eine bestimmte Anzahl von Josephson-Kontakten integriert wird. Das Schaltprinzip birgt einige Vorteile. Die Schaltungen sind so einfach, daß sich dynamische Eigenschaften und Synchronisation sowohl theoretisch als auch experimentell relativ leicht und mit vertretbarem Aufwand analysieren lassen. Die Synchronisation der Kontakte in der Schleife beruht auf zwei physikalischen Effekten (Flußquantisierung und Hochfrequenzwechselwirkung), die beide gleichzeitig zu einer Kopplung der Kontakte führen. Dies hat zur Folge, daß die Synchronisation im Vergleich mit einfachen Serienarrays deutlich stabiler ist und auch noch bei etwa doppelt so hoher Parameterstreuung wie im Falle der Serienarrays erreicht wird. Es ist also damit zu rechnen, daß bei sukzessiver Verbesserung der HTSL-Technologie dieser Arraytyp deutlich eher zur Anwendung kommen kann als konventionelle Serienarrays. Es wurde daher im Rahmen dieser Arbeit erstmals die experimentelle Realisierung und Charakterisierung dieses neuen Schaltungsprinzips für Josephson-Oszillatoren in Angriff genommen.

Hauptziel der Arbeit war es, einfache Serienarrays in supraleitenden Schleifen aus nur wenigen HTSL-Josephson-Kontakten zu realisieren und deren Eigenschaften möglichst umfassend, d.h. mittels dc-Messungen und Hochfrequenzexperimenten, zu charakterisieren. Parallel dazu sollten experimentelle Untersuchungen an kleinen ein- und zweidimensionalen Arrays aus HTSL-Kontakten Aufschluß über deren technologische Realisierbarkeit geben.

Die Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut:

Kapitel 2 beschreibt die für diese Arbeit relevanten Grundlagen des Josephson-Effektes und stellt das RCSJ-Modell zur Beschreibung der dynamischen Eigenschaften der Kontakte vor. Verschiedene klassische Möglichkeiten zur Verschaltung von Einzelkontakten in Netzwerken (Arrays) werden vorgestellt und diskutiert.

In Kapitel 3 werden die theoretischen Grundlagen supraleitender Schleifen, die Josephson-Kontakte enthalten, dargelegt. Davon ausgehend werden anhand der Ergebnisse numerischer Berechnungen die spezifischen dynamischen Eigenschaften von Serienarrays in supraleitenden Schleifen beschrieben, dies mit besonderem Gewicht auf den in diesem Schaltungstyp auftretenden Synchronisationseffekten.

Kapitel 4 ist der Technologie der Hochtemperatursupraleiter gewidmet. Es werden die Besonderheiten der Realisierung von Josephson-Kontakten mit HTSL beschrieben und die Herstellung der für diese Arbeit bevorzugt verwendeten Kontakttypen beschrieben. Den Abschluß des Kapitels bildet die Beschreibung des für diese Arbeit erstellten Meßaufbaus.

In Kapitel 5 werden experimentelle Ergebnisse mit einfachen Serienarrays und 2d-Arrays aus HTSL vorgestellt. Aus den Ergebnissen können Aussagen über die derzeitige Realisierbarkeit solcher Schaltungen abgeleitet werden.

Kapitel 6 beschäftigt sich mit der experimentellen Realisierung der in Kapitel 3 vorgestellten Serienarrays in supraleitenden Schleifen. Es werden dc-Messungen vorgestellt, anhand derer sich das Synchronisationsverhalten der Schaltungen detailliert untersuchen läßt. Das Verhalten der Schaltungen wird bezugnehmend auf numerische Berechnungen interpretiert.

Den Abschluß der Arbeit bildet Kapitel 7. Es werden Hochfrequenzexperimente mit Serienarrays in supraleitenden Schleifen, die gleichzeitig mit dc-Messungen durchgeführt wurden, vorgestellt. Die Ergebnisse geben weiteren Aufschluß über die Synchronisationseigenschaften des untersuchten neuen Schaltungstyps.

Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse und einem Ausblick auf zukünftige Arbeiten.

Kapitel 2

Josephson-Oszillatoren

In diesem Kapitel werden die grundlegenden dynamischen Eigenschaften von Josephson-Kontakten beschrieben. Anhand des RCSJ-Modells wird die Eignung dieser Kontakte für Hochfrequenzoszillatoren diskutiert. Die Vorteile der Verschaltung mehrerer und vieler Kontakte zu Josephson-Arrays werden dargelegt sowie einige der klassischen Arrayschaltungen vorgestellt.

2.1 Die Josephson-Effekte

Trennt man zwei supraleitende Elektroden durch eine hinreichend dünne, nicht supraleitende Barriere, dann koppeln die Cooper-Paarsysteme beider Elektroden schwach aneinander. Das elektrische Verhalten solcher schwachen Koppelstellen (*engl.*: „weak links“) wird von der Quantenmechanik bestimmt. Die auftretenden Quanteneffekte sind makroskopisch beobachtbar und werden gemeinhin als die Josephson-Effekte bezeichnet [1]. Diese Effekte bilden die Basis der meisten kryoelektronischen Anwendungen supraleitender Materialien. dazu gehören die Messung kleinster magnetischer Felder, die Detektion aber auch die Generation elektromagnetischer Strahlung, metrologische Anwendungen (z.B. Spannungsnormale) sowie neue Familien digitaler Schaltungen (z.B. Rapid Single Flux Quantum Electronics, RSFQ).

Den Schlüssel zur Beschreibung der Josephson-Effekte bilden die Phasen ϕ_1 , ϕ_2 der makroskopischen Cooper-Paar-Wellenfunktionen in beiden Elektroden. Im Bereich der schwachen Koppelstelle ist die Phasenkohärenz gestört. Die Wellenfunktionen beider Cooper-Paarsysteme sind dann jedoch weiterhin, wenn auch schwach, gekoppelt. Das bemerkenswerte Koppelverhalten kann durch die Phasendifferenz $\varphi = \phi_2 - \phi_1$ der beiden Wellenfunktionen beschrieben werden. So kann, auch wenn über einem solchen Josephson-Kontakt keine Spannung abfällt, dennoch ein Cooper-Paarstrom I_s über die

Barriere fließen, der 2π -periodisch und meist sinusförmig von φ abhängt. Dieses oft als Gleichstrom- oder auch DC-Josephson-Effekt bezeichnete Verhalten wird von der ersten Josephson-Gleichung beschrieben:

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

Hier ist I_c der maximal mögliche Suprastrom, welcher auch als kritischer Strom bezeichnet wird. Er hängt wesentlich von Art und Geometrie des Kontaktes ab. Die Abhängigkeit des kritischen Stromes I_c vom angelegten Magnetfeld H ist sehr ausgeprägt, da Magnetfelder die Phasendifferenz über dem Kontakt räumlich modulieren. Im Falle einer homogenen Stromverteilung im Kontakt folgt $I_c(H)$ der Fraunhofer-Beziehung:

$$I_c(H) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\pi \Phi(H)/\Phi_0)}{\pi \Phi(H)/\Phi_0} \right|, \quad (2.2)$$

wo $\Phi(H)$ der in den Kontaktbereich eindringende magnetische Fluß und $\Phi_0 = h/2e$ das magnetische Flußquant ist. Bei räumlich inhomogenen Stromverteilungen und durch Eigenfeldeffekte kann es zu verschiedenen Abweichungen von diesem Verhalten kommen.

Ströme, die größer sind als der kritische Strom, werden nicht mehr allein von Cooper-Paaren, sondern auch von Quasiteilchen (Elektronen) getragen. Dies führt zum Abfallen einer Spannung U am Kontakt. In diesem Fall ist die Phasendifferenz φ des Kontaktes nicht mehr konstant, sondern ändert sich zeitlich gemäß der zweiten Josephson-Gleichung:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{2e}{\hbar} \cdot U \quad (2.3)$$

Kombiniert mit 2.1 bedeutet das für den Suprastrom I_s :

$$I_s(t) = I_c \sin \left(\varphi_0 + \frac{2e}{\hbar} U \cdot t \right) \quad (2.4)$$

d.h. im Falle einer konstanten Spannung oszilliert der Suprastrom mit der Frequenz:

$$\omega = 2\pi f = \frac{2e}{\hbar} \cdot U \quad (2.5)$$

Diese Erscheinung wird als Wechselstrom- oder AC-Josephson-Effekt bezeichnet. Besonders hervorzuheben ist an dieser Stelle, daß durch Gleichung 2.5 die Gleichspannung am Kontakt und die Frequenz der Josephson-Oszillation ausschließlich über Naturkonstanten in ein-eindeutige Beziehung zueinander gesetzt werden. Die Proportionalitätskonstante ist demnach:

$$\frac{f}{U} = \frac{2e}{h} \cong 483 \frac{\text{GHz}}{\text{mV}} \quad (2.6)$$

Die Frequenz der Josephson-Oszillation ist also über die Spannung abstimmbar. Die Relation ist universell, d.h. sie ist unabhängig vom verwendeten Supraleiter, vom Kontakttyp sowie von der konkreten Kontaktgeometrie. Es existiert lediglich eine Begrenzung zu hohen Frequenzen hin, die durch die Energielücke Δ_g des supraleitenden Grundzustandes gegeben ist. Diese Frequenzgrenze liegt für die klassischen metallischen Supraleiter bei einigen hundert Gigahertz, für die neuartigen keramischen Hochtemperatur-Supraleiter (HTSL) jedoch bei einigen Terahertz.

Die elektrischen Eigenschaften eines bestimmten Josephson-Kontaktes werden nicht allein durch die Josephson-Gleichungen bestimmt. Wesentlichen Einfluß haben die Eigenschaften der supraleitenden (S) Elektroden und der in irgendeiner Weise nicht supraleitenden Barriere (X) einer SXS-Struktur. Für die Elektroden sind die wichtigsten Parameter die kritische Temperatur T_C , die Energielücke Δ_g , die London-Eindringtiefe λ_L sowie die supraleitende Kohärenzlänge ξ_S . Das Barrierenmaterial kann isolierend (SIS), halb- (SSeS) oder normalleitend (SNS), ein Bereich unterdrückter Supraleitung (SS*S) oder eine Kombination verschiedener Leitungstypen sein. Dabei hängen die genauen Eigenschaften der Barriere von deren Mikrostruktur, dem Leitungsmechanismus, der Zustandsdichte sowie dem Grenzflächenwiderstand ab. Zur detaillierten Beschreibung der Transport- sowie der dynamischen Eigenschaften eines bestimmten Josephson-Kontaktes ist daher eine exakte mikroskopische Theorie notwendig, die all diese Umstände in Rechnung zieht. Solch komplizierte Theorien wurden für verschiedene Kontakttypen entwickelt, z.B. für SIS-Kontakte [17] und SNS-Kontakte [18, 19]. Die Theorien sind allerdings sehr komplex und in der Regel für ein grundlegendes Verständnis der Dynamik von Josephson-Kontakten und -Schaltkreisen nicht notwendig. Zu diesem Zweck können einfache, phänomenologische Modelle herangezogen werden.

2.2 Das RCSJ-Modell

2.2.1 Grundgleichungen

Eines der einfachsten und gleichzeitig das meist benutzte Modell zur Beschreibung der elektrischen und hier vor allem dynamischen Eigenschaften von Josephson-Kontakten ist das Resistively and Capacitively Shunted Junction (RCSJ) Modell, daß ursprünglich von Stewart [20] und McCumber [21]

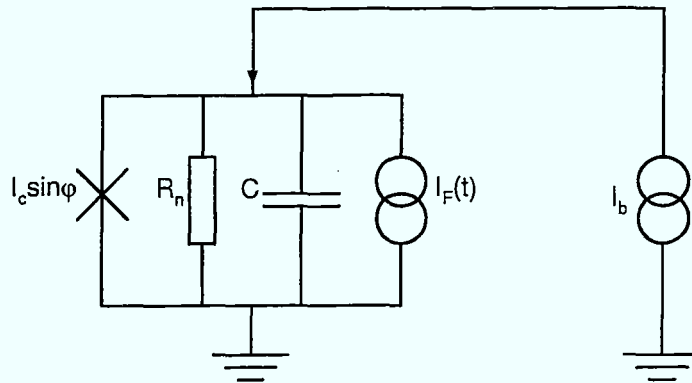


Abbildung 2.1: Ersatzschaltbild eines Josephson-Kontaktes nach dem RCSJ-Modell

vorgeschlagen wurde. Das Modell macht an sich keinen konkreten Gebrauch von den mikroskopischen Eigenschaften des Kontaktes und Details des Transportmechanismus, läßt sich aber als Grenzfall mikroskopischer Theorien herleiten. Es ist vor allem deshalb so beliebt, weil es den Josephson-Kontakt als einen Kontakt ohne räumliche Struktur annimmt. Weiter werden Cooperpaar- und Quasiteilchenstrom als unabhängig voneinander betrachtet, so daß nicht-lineare Effekte durch Wechselwirkung der beiden Ladungsträgerarten in diesem Modell nicht berücksichtigt werden. Das RCSJ-Modell betrachtet den Transportstrom durch den Kontakt als aus den folgenden Stromkomponenten zusammengesetzt:

- aus dem Josephson-Suprastrom I_s , definiert durch 2.1
- aus einem Quasiteilchenstrom, der bei endlichen Temperaturen immer fließt und in der Regel über einen ohmschen Widerstandes R_n definiert wird
- aus einem Verschiebungsstrom, der durch eine intrinsische oder parasitäre Kapazität C erzeugt wird
- aus einem Fluktuationsstrom $I_F(t)$, der meist thermisch bedingt ist

Das sich hieraus ergebende Ersatzschaltbild für einen RCSJ-Kontakt ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Durch den gesamten Josephson-Kontakt soll ein Strom I fließen. Für diesen Strom gilt nach dem Kirchhoff-Gesetz folgende Bilanzgleichung:

$$I = I_s + \frac{U}{R_n} + C \frac{dU}{dt} + I_F(t) \quad (2.7)$$

Vernachlässigt man den Fluktuationsstrom, so erhält man unter Verwendung der beiden Josephson-Gleichungen 2.1 und 2.3 folgende nichtlineare Differentialgleichung zweiter Ordnung für die Phase φ :

$$I = I_c \sin \varphi + \frac{\hbar}{2eR_n} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\hbar C}{2e} \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (2.8)$$

Diese Gleichung läßt sich durch Normierung von Strom und Zeit in eine dimensionslose Form bringen:

$$i = \sin \varphi + \frac{d\varphi}{d\tau} + \beta_C \frac{d^2\varphi}{d\tau^2} \quad (2.9)$$

$$\text{dabei ist : } i = \frac{I}{I_c}, \quad \tau = 2\pi f_c \cdot t, \quad f_c = \frac{2e}{h} \cdot I_c R_n, \quad \beta_C = \frac{2e}{h} \cdot I_c R_n^2 C \quad (2.10)$$

Die Frequenz f_c wird als charakteristische Frequenz des Josephson-Kontaktes mit der äquivalenten charakteristischen Spannung $U_c = I_c R_n$ bezeichnet. Der McCumber-Parameter β_C beschreibt den Einfluß des Verschiebungsstromes.

2.2.2 Strom-Spannungs-Kennlinien und dynamisches Verhalten

In der Praxis sind die Impedanzen der benutzten Stromquellen meist sehr viel größer als der Normalwiderstand R_n . Die Kontakte werden dann von einem konstanten Strom durchflossen (Stromspeisung). In diesem Fall erhält man eine analytische Lösung von Gleichung 2.9 nur bei vernachlässigbarer Kapazität, d.h. $\beta_C=0$ (überdämpfter Fall). Die I-U-Kennlinie für diesen Fall wird durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$\bar{U} = R_n \cdot \sqrt{I^2 - I_c^2} \quad \text{wenn } I \geq I_c, \quad \bar{U} = U(t) = 0 \quad \text{wenn } I \leq I_c \quad (2.11)$$

Dabei ist $\bar{U}$ die über eine Zeit T viel größer als die Periodendauer der Josephson-Oszillationen gemittelte Spannung über dem Kontakt (auf den Überstrich wird in Folge verzichtet, zeitabhängige Größen werden explizit gekennzeichnet). Die I-U-Kennlinie ist in Abbildung 2.2 dargestellt für einen Kontakt mit $I_c = 1 \text{ mA}$ und $R_n = 1 \Omega$. Die charakteristische Spannung U_c ist also 1 mV.

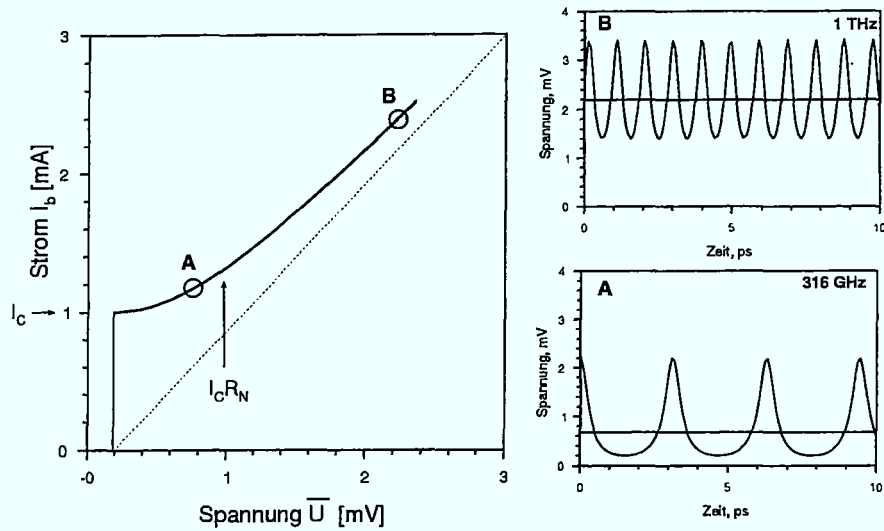


Abbildung 2.2: Kennlinie eines Josephson-Kontaktes im RCSJ-Modell für $\beta_C = 0$ (RSJ-Kontakt). A und B zeigen den Zeitverlauf der Spannung für Arbeitspunkte unterhalb und oberhalb $I_c R_n$.

Für $I \leq I_c$ ist der Kontakt im supraleitenden Zustand, die Phase φ ist also konstant und es liegt keine Spannung an. Ist $I \geq I_c$, muß der Gesamtstrom I durch den Kontakt weiterhin konstant sein. Der nunmehr oszillierende Josephson-Strom muß durch einen Normalanteil (charakterisiert durch R_n) kompensiert werden. Dies führt zu einer ebenfalls oszillierenden Spannung $U(t)$ über dem Kontakt. Oszillierender Suprastrom I_s und oszillierende Spannung $U(t)$ überlagern sich auf komplizierte Weise, die Schwingung des Kontaktes ist nicht mehr monochromatisch, sondern besitzt ein reiches Oberwellenspektrum. In Abbildung 2.2 ist der zeitliche Verlauf der Spannung für zwei verschiedene Werte des Speisestromes dargestellt. Für Ströme wenig größer als I_c , d.h. $U \ll U_c$, oszilliert die Spannung pulsförmig. Bei Erhöhung des Stromes wird die Pulsfolge dichter und die Schwingung nähert sich einem sinusförmigen Verlauf, dargestellt für einen Arbeitspunkt $U \gg U_c$. In jedem Fall entspricht das zeitliche Mittel der oszillierenden Spannung $U(t)$, d.h. die im Experiment gemessene Gleichspannung U , gemäß Gleichung 2.3 der Grundfrequenz der Oszillation. Die Messung der Spannung ist also ein wichtiges experimentelles Werkzeug, welches es erlaubt, die Schwingungsfrequenzen verschiedener Kontakte unabhängig voneinander zu bestimmen und zu vergleichen.

Für steigende Speiseströme nimmt der Anteil des Suprastromes am Gesamtstrom stetig ab und die Kennlinie schmiegt sich allmählich der durch R_n gegebenen Ohmschen Geraden an.

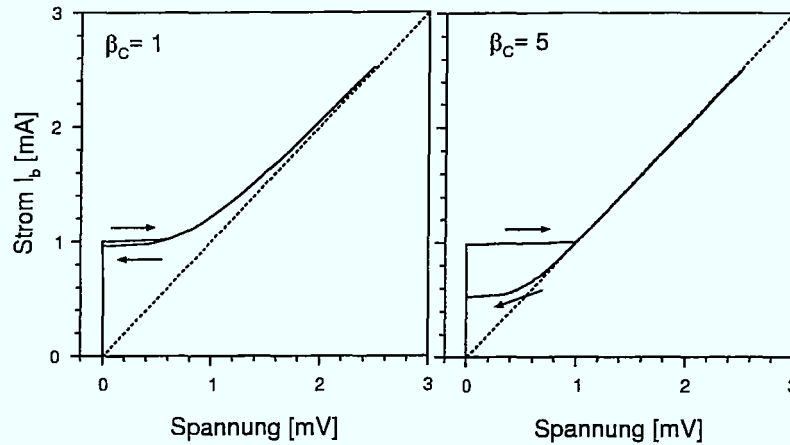


Abbildung 2.3: I-U-Kennlinien für RCSJ-Kontakte mit $\beta_c=1$ und $\beta_c=5$

Im Falle nicht verschwindender Kapazität C ist Gleichung 2.9 nicht mehr analytisch lösbar, und die Form der Kennlinie ändert sich mit zunehmendem McCumber-Parameter β_c drastisch. Abbildung 2.3 verdeutlicht dies anhand der I-U-Kennlinien für Kontakte mit $\beta_c=1$ und $\beta_c=5$. Für Spannungen $U \leq U_c$ ist der Verlauf der Kennlinie von der Vorgeschichte abhängig. Wird der Strom I von Null auf I_c erhöht, schaltet der Kontakt, sobald I_c erreicht ist, abrupt in einen Zustand mit $U > 0$, den resistiven Zustand. Bei weiterer Erhöhung des Stromes nähert sich die Kennlinie rasch der Ohmschen Geraden. Wird der Strom in umgekehrter Richtung durchgeföhren, so bleibt der Kontakt auch für Stromwerte innerhalb eines von β_c abhängigen Intervalles unterhalb I_c im resistiven Zustand. Es tritt also eine Hysteresis auf. Diese wird mit steigendem β_c ausgeprägter. Es kann daher aus der Sprungweite bei I_c bzw. aus der Größe der Hysteresis der McCumber-Parameter β_c eines Kontaktes abgeschätzt werden.

2.2.3 Eigenschaften der Josephson-Oszillationen

Aufgrund ihrer besonderen Eigenschaften eignen sich Josephson-Kontakte zur Erzeugung höchstfrequenter Spannungsozillationen und damit auch zur Emission entsprechender Strahlung. Dabei sind in erster Linie die Leistung, welche ein Kontakt abzugeben vermag, sowie das Strahlungsspektrum und die Linienbreite der Emission von großem Interesse.

Ein RCSJ-Kontakt schwingt für $U \gg U_c$ praktisch rein sinusförmig, während im Falle $U \ll U_c$ auch höhere Harmonische der Grundschwingung an Bedeutung gewinnen. Das Verhalten der Spannungsamplituden U_n der Harmonischen wird nach *Jain et al.* im Grenzfall $\beta_c \approx 0$ beschrieben durch

[22]:

$$U_n = \frac{2U}{(I/I_c + U/U_c)^n}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.12)$$

Die Spannungsamplitude der Grundschiwingung ($n = 1$) strebt also für $U \gg U_c$ (d.h. $I \approx U/R_n$) gegen den konstanten Wert U_c , d.h. die Amplitude wird frequenzunabhängig. Die Amplituden der Harmonischen nehmen entsprechend ihrer Ordnung ab und streben gegen null. Verfügt der Kontakt über eine parasitäre Kapazität, d.h. ist sein $\beta_C > 0$, dann nimmt oberhalb U_c auch die Amplitude der Grundschiwingung ab. Die Kapazität schließt die Spannungsozillationen mit zunehmender Frequenz immer effektiver kurz (kapazitiver Hochpaß). Die Leistung $P_{Kontakt}$, die ein einzelner überdämpfter Josephson-Kontakt bei seiner Grundschiwingung an eine angepaßte Last $R_L = R_n$ für $U > U_c$ liefern kann, ist gegeben durch [22]:

$$P_{Kontakt} = \frac{1}{8} I_c^2 R_n \quad (2.13)$$

Demnach würde ein Kontakt mit $I_c = 1$ mA und $R_n = 1 \Omega$ bei Spannungen über 1 mV eine Leistung von $0,125 \mu\text{W}$ an eine angepaßte Last liefern können. Die real auskoppelbare Leistung dürfte jedoch vor allem aufgrund der extremen Fehlanpassung des niederohmigen Josephson-Oszillators an Antennen bzw. Wellenleiterstrukturen sehr viel kleiner sein, im Realfall < 1 nW. Das ist für praktisch alle in Frage kommenden Anwendungen wie z.B. Lokaloszillatoren für mm-Wellenempfänger um mindestens 1 bis 2 Größenordnungen zu wenig.

Die Linienbreite der Oszillationen wird nach [23] durch das niederfrequente Spannungsrauschen bestimmt. Berücksichtigt man lediglich thermisches Rauschen, so ist die Linienbreite Δf für $U > U_c$ gegeben durch:

$$\Delta f = \frac{4\pi}{\Phi_0^2} \frac{R_d^2}{R_n} k_B T \quad (2.14)$$

Dabei ist R_d der differentielle Widerstand im Arbeitspunkt. Für $U > U_c$ kann in guter Näherung $R_d = R_n$ angenommen werden. Für den zuvor betrachteten Beispielkontakt bedeutet dies eine Linienbreite von ca. 40 MHz/K, bei 4 K also 160 MHz und bei 77 K etwa 3 GHz. Berücksichtigt man, daß im Realfall noch weitere Rauschbeiträge, z.B. frequenzkonvertiertes hochfrequentes Spannungsrauschen oder intrinsische Fluktuationen, eine Rolle spielen, so ist auch die erreichbare Linienbreite für viele sinnvolle Anwendungen nicht ausreichend. Einzelne RCSJ-Kontakte spielen daher, im Gegensatz zu Netzwerken aus solchen Kontakten, als Oszillatoren keine Rolle.

2.2.4 Mikrowellenabsorption

Koppelt man in einen Josephson-Kontakt hochfrequente, im Idealfall monochromatische elektromagnetische Strahlung ein, so können die Josephson-Oszillationen durch diese externe Strahlung der Frequenz f_{ext} teilweise synchronisiert werden. In diesem Fall wird die Strombilanzgleichung 2.7 um einen hochfrequenten Wechselstrom der Amplitude I_ω erweitert und man erhält unter Vernachlässigung der Fluktuationen:

$$I + I_\omega \cos(2\pi f_{ext}t) = I_c \sin \varphi(t) + \frac{U(t)}{R_n} + C \frac{dV(t)}{dt} \quad (2.15)$$

Dies hat zur Folge, daß sich in der Kennlinie des Kontaktes Stufen konstanter Spannung ausbilden, da der Kontakt sowohl bei der Grundfrequenz als auch bei höheren harmonischen synchronisieren kann. Die Spannungswerte entsprechen dann ganzzahligen Vielfachen von f_{ext} :

$$U = n \cdot \left(\frac{h}{2e} \right) f_{ext}, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.16)$$

Die Stufen werden gewöhnlich Shapiro-Stufen genannt [24], wobei der Parameter n für die n -te Shapiro-Stufe steht. Die nullte Stufe ist dabei der jeweilige kritische Strom I_c . Das Stromintervall, über das der Kontakt an der n -ten Stufe synchronisiert, wird als Höhe der n -ten Stufe bezeichnet. Die Höhen der einzelnen Shapiro-Stufen hängen entscheidend ab von:

- der eingekoppelten Hochfrequenz-(hf) Leistung.
- $\Omega = f_{ext}/f_c$, d.h. dem Verhältnis der eingestrahlten Frequenz zur charakteristischen Frequenz des Kontaktes.

Ein charakteristisches Merkmal ist, daß die Shapiro-Stufenhöhen $I_{s,n}$ mit steigender hf-Leistung oszillieren. Im Grenzfall $\Omega \geq 1$ kann diese Leistungsabhängigkeit durch Besselfunktionen $J_n(x)$ beschrieben werden [23]:

$$I_{s,n} = 2I_c \left| J_n \left(\frac{I_{hf}}{\Omega} \right) \right| \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.17)$$

Andersherum kann aus den Höhen der erzeugten Shapiro-Stufenhöhen auch auf den im Kontakt erzeugten Hochfrequenzstrom I_ω und damit auf die in den Kontakt eingekoppelte Leistung zurückgeschlossen werden. Im Grenzfall kleiner Leistungen, d.h. schwacher Signale, können lineare Näherungen angegeben werden. Nach [23] gilt dann für die Höhe der ersten Stufe $\Delta I_{s,1}$:

$$\Delta I_{s,1} \approx \frac{I_c I_\omega}{I} \quad (2.18)$$

Dabei ist I_c der kritische Strom des Kontaktes, I der mittlere Speisestrom im Bereich der ersten Stufe und I_ω der im Kontakt induzierte hf-Strom. Für die Höhe der 0-ten Stufe $\Delta I_{s,0}$ gilt nach [23] analog:

$$\Delta I_{s,0} \approx I_c - \frac{I_\omega^2 \omega_c^2}{4I_c \omega^2} \quad (2.19)$$

wobei $\omega_c = 2\pi f_c$ die charakteristische Frequenz des Kontaktes mit Normalwiderstand R_n ist. Zu Abweichungen von diesem Verhalten kann es für $\Omega \ll 1$ sowie für den Fall $\beta_c > 0$ kommen.

Aufgrund all dieser Eigenschaften eignet sich ein Josephson-Kontakt bei entsprechenden Kontaktparametern hervorragend als äußerst empfindlicher Hochfrequenzdetektor.

2.3 Phasensynchronisation in Arrays

Dem Problem geringer Strahlungsleistung und großer Linienbreite einzelner Josephson-Kontakte kann prinzipiell mit der Integration mehrerer bzw. vieler Kontakte in Netzwerken, sogenannten Arrays, begegnet werden. Ziel dabei ist die Synchronisation der Oszillationen aller Kontakte, so daß es zu einer kohärenten Überlagerung kommt. Besonders interessant sind dabei synchrone Zustände, die durch gegenseitige Wechselwirkung (*engl.*: „mutual phase locking“) der Kontakte eines Arrays entstehen. Die Josephson-Kontakte eines Arrays sind nichtlineare Oszillatoren, die alle und alle gleichzeitig ihre Oszillationen auf ein externes Hochfrequenzsignal synchronisieren können. Es kann daher bei entsprechender Kopplung der Kontakte dazu kommen, daß alle Kontakte eines Arrays ihre Oszillationen gegenseitig synchronisieren. Solch phasensynchrone Zustände können z.B. durch geeignete elektromagnetische Kopplung der einzelnen Oszillatoren untereinander erreicht werden. Auf diesen Effekt wird in dieser Arbeit näher eingegangen. Weitere Synchronisationsmechanismen, die jedoch in Arrays aus diskreten Kontakten, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden, keine Rolle spielen, da es sich hier um sehr kurzreichweitige Wechselwirkungen handelt [22], sind die Kopplung durch Variation des Ordnungsparameters oder Quasiteilcheninjektion.

Nach [23] sind im Falle gegenseitiger Phasensynchronisation die über lange Zeit gemittelten Josephson-Frequenzen (Grundschwingung) eines Arrays aus N Kontakten gleich:

$$\bar{f}_i = \bar{f}_j \quad i, j = 1, 2, 3, \dots, N \quad (2.20)$$

Dies ist als notwendige Bedingung für Synchronisation zu verstehen und macht sich makroskopisch durch Gleichheit der DC-Spannungen an allen

Kontakten bemerkbar. Der Einfluß von Fluktuationen, durch den die unmittelbaren Frequenzen der Kontakte voneinander abweichen könnten, ist im phasensynchronen Zustand unterdrückt, so daß für kurze Zeitintervalle Δt auch die unmittelbaren Frequenzen aller Kontakte gleich sind. Für Δt gilt mit der Linienbreite Δf der Oszillationen [23]:

$$\frac{1}{f} \ll \Delta t \ll \frac{1}{\Delta f} \quad (2.21)$$

Dies führt zu einer starren Phasenbeziehung aller Kontakte des Arrays, wobei die Phasenlage aller Einzeloszillatoren bezüglich einer extern angebrachten Last von Bedeutung ist. So kann es je nach Phasenlage zu konstruktiver aber auch destruktiver Überlagerung der Oszillationen aller Kontakte kommen. Dies ist wesentlich abhängig vom konkreten Schaltungstyp des Arrays und den Betriebsbedingungen (z.B. externe Magnetfelder). Mehr dazu im nächsten Abschnitt. Für die Anwendung als Oszillator ist es offenbar wichtig, daß sich die Schwingungen der Einzelkontakte an der Last konstruktiv überlagern. Man spricht in diesem Fall von gleichphasiger Synchronisation, im Gegensatz zu gegenphasiger Synchronisation bei destruktiver Überlagerung. Die Leistung P_{Array} , die das Array bei gleichphasiger Synchronisation an eine angepaßte Last abzugeben vermag, skaliert mit der Zahl N der integrierten Kontakte:

$$P_{Array} = N \cdot P_{Kontakt} \quad (2.22)$$

Anpassung an übliche $50 \, \Omega$ Wellenleiterstrukturen oder Antennen ist bei geeigneter Anordnung der Kontakte einfacher möglich als mit den meist niederohmigen Einzelkontakten. Weiterhin sinkt die Linienbreite Δf_{Array} eines phasensynchronisierten Arrays mit der Zahl der integrierten Kontakte [25]:

$$\Delta f_{Array} = \frac{1}{N} \cdot \Delta f_{Kontakt} \quad (2.23)$$

Eine alternative Möglichkeit der Reduktion der Linienbreite ist die Integration resonanter Strukturen in das Array [4, 9], was in der Regel jedoch den Verlust der Abstimmbarkeit des Josephson-Oszillators zur Folge hat.

2.4 Array-Varianten und Parameterstreuungen

Zur Realisierung von Arrays aus diskreten Josephson-Kontakten wurden in der Vergangenheit verschiedene Kopplungsschemata entwickelt, wobei sich

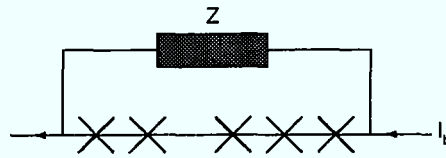


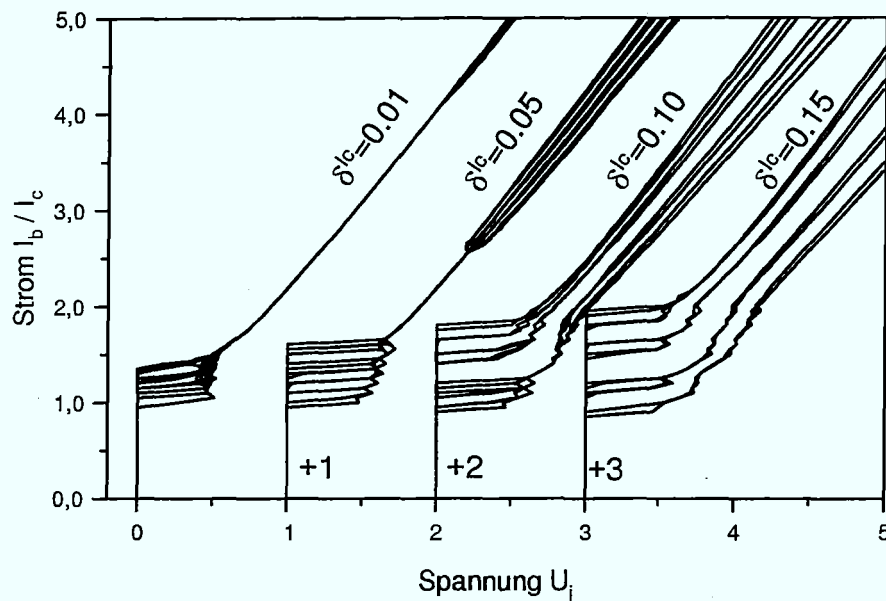
Abbildung 2.4: Serienarray aus Josephson-Kontakten mit allgemeiner, komplexer Rückkoppelimpedanz Z (schematisch).

eine grobe Unterteilung in eindimensionale (Serien-) Arrays und zweidimensionale (2d-) Arrays vornehmen läßt. Die nächsten Abschnitte sollen die Möglichkeiten und Grenzen verschiedener gebräuchlicher Schaltungstypen kurz darstellen.

Serienarrays

Die einfachste Anordnung eines Arrays stellt die Serienschaltung mehrerer Josephson-Kontakte dar. Die Phasenkopplung in solchen Strukturen wird durch eine im allgemeinen komplexe Impedanz Z vermittelt, schematisch dargestellt in Abbildung 2.4. In der Praxis ist diese Koppelimpedanz meist zugleich die, oft nicht supraleitende, Last. Theoretisch konnte gezeigt werden, daß sowohl die Koppelimpedanz als auch bestimmte Kontaktparameter das Synchronisationsverhalten solcher Schaltungen beeinflussen. So ist im Grenzfall stark überdämpfter Kontakte, d.h. $\beta_C = 0$, stabile gleichphasige Synchronisation nur möglich, wenn Z induktiv ist [22]. Ist Z rein resistiv, d.h. $Z = R$, so ist Synchronisation zwar möglich, aber instabil gegenüber Störungen des Systems. Man spricht in diesem Fall von neutraler Stabilität. Anzumerken ist hier, daß rein resistive Kopplung experimentell nicht realisierbar ist. *Hadley et al.* konnten die Ergebnisse für den Fall $\beta_C > 0$ verallgemeinern und zeigen, daß dann auch im Falle rein resistiver Kopplung stabile gleichphasige Synchronisation möglich ist [26]. Ohne externe (Rück-)Kopplung ist Synchronisation in Serienarrays nicht möglich.

Für die konkrete Realisierung phasensynchronisierter Serienarrays ist es wichtig, daß die Kontakte des Arrays zumindest einander ähnlich sind, d.h. die Streuung der Kontaktparameter sollte eine bestimmte Toleranzschwelle nicht überschreiten. Bestimmenden Einfluß haben dabei die Streuungen der kritischen Ströme I_c und Normalleitungswiderstände R_n [22, 26, 13]. Beide Größen sind aber für viele Kontakttypen durch ein konstantes $I_c R_n$ -Produkt gekoppelt, weshalb in aller Regel nur I_c -Streuungen betrachtet werden. An dieser Stelle ist anzumerken, daß es sich bei den in dieser Arbeit genannten I_c -Streuungen (bezeichnet mit δ_{I_c}) immer um Abweichungen des Minimal- bzw. Maximalwertes vom Mittelwert und nicht um Standardabweichungen



Abbildungung 2.5: Simulation der I-U-Kennlinien der Einzelkontakte eines Serienarrays aus 8 Kontakten für verschiedene I_c -Streuungen. Die Kennlinienseitenfelder für verschiedene Streuungen wurden entlang der Spannungsachse verschoben.

handelt, sofern dies nicht anders vermerkt ist. Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 2.5 die Ergebnisse von Simulationen mit dem Programm PSCAN [27] eines Serienarrays aus 8 Josephson-Kontakten für verschiedene Streuungen der kritischen Ströme δI_c dargestellt. Zu erkennen sind jeweils die I-U-Kennlinien aller 8 Einzelkontakte. Für kleine δI_c , d.h. praktisch gleiche Kontakte, existiert ein Stromintervall oberhalb I_c , in dem an allen Kontakten die gleiche Spannung abfällt, in dem die Kontakte also mit derselben Frequenz oszillieren. In diesem Intervall, dem sogenannten Synchronisationsintervall I_L , ist das Array vollständig phasensynchronisiert. Berücksichtigt man geringe Differenzen der kritischen Ströme der einzelnen Kontakte, so wird I_L kleiner, solange, bis bei $\delta I_c = 8\%$ keine Synchronisation mehr auftritt. Dieser Wert der erlaubten I_c -Streuung ist typisch für alle Serienarrays mit allgemein komplexer Last. Er ist ausreichend, um z.B. mit konventionellen Tieftemperatursupraleitern phasensynchronisierte Serienarrays aus etwa 2000 Josephson-Kontakten zu fertigen, die Leistungen im mW-Bereich generieren [4]. Er erweist sich jedoch als große Hürde, will man solche Arrays mit dem derzeitigen Stand der Hochtemperatursupraleiter-(HTSL-) Technologie realisieren. Die erreichbaren Streuungen δI_c liegen hier in aller Regel, auch für Arrays aus nur wenigen Kontakten, oberhalb 20 %. So ist z.B. bei

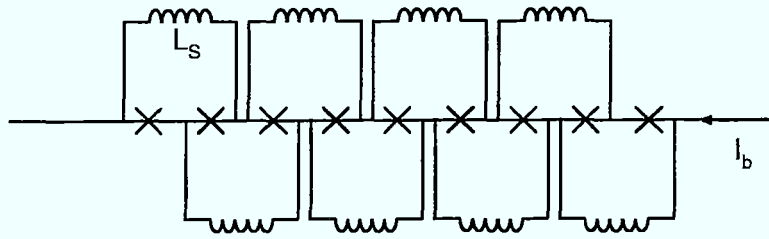


Abbildung 2.6: Parallel gespeistes Serienarray nach [22] mit Schleifeninduktivitäten L_S .

durch Antennenstrukturen gekoppelten Serienarrays aus 10 und 100 Kontakten vollständige Synchronisation bislang nicht beobachtet worden [28].

Parallel gespeiste Serienarrays

Eine Schaltungsvariante eindimensionaler Arrays, bei der Streuungen der kritischen Ströme weitestgehend kompensiert werden, ist die des parallel gespeisten Serienarrays (Abbildung 2.6) [22, 29]. Hier werden die Kontakte des Serienarrays paarweise zu SQUID-Schleifen großer Induktivität L_S zusammengefaßt, wodurch über allen Kontakten die gleiche Spannung abfällt. Gleichstrommäßig kommt dies einer Parallelspeisung gleich, während die hochfrequenten Anteile sich aufgrund der induktiven Tiefpässe L_S in Serie aufaddieren. Daß die Selbstkompensation realer Streuungen tatsächlich funktioniert, konnte auch mit HTSL verschiedentlich unter Beweis gestellt werden [9, 12]. Allerdings ist der direkte Nachweis der Synchronisation durch Messung der Spannungen an allen Einzelkontakten, wie er bei normalen Serienarrays prinzipiell möglich ist, bei diesem Schaltungstyp nicht durchführbar. Der Nachweis erfolgte bislang, auch schon bei HTSL, indirekt mittels Strahlungsdetektion. Die Strahlung wurde dabei direkt radiometrisch [9] aber auch mit Hilfe von Detektorkontakten [9, 12] gemessen. Eine Aussage über die gegenseitige Phasenlage der einzelnen Oszillatoren des Arrays sollte dann durch eine Leistungsabschätzung getroffen werden, da der Schaltungstyp sowohl gleich- als auch gegenphasige Zustände erlaubt. Dies war jedoch in beiden Fällen aufgrund nicht genau bekannter Kopplungsfaktoren nicht exakt möglich.

In [9] konnte durch Ausnutzung eines eigentlich parasitären Effektes die gleichphasige Synchronisation begünstigt und gleichzeitig die Linienbreite verkleinert werden. Dazu wurden die Zuleitungsinduktivitäten als koplanare Resonatoren ausgeführt, wodurch es im Bereich der Fundamentalresonanz zu einem Leistungsanstieg und einer Verringerung der Linienbreite kam. Es konnten aus einem 5-Kontaktarray etwa 4 nW in einen Detektorkontakt ein-

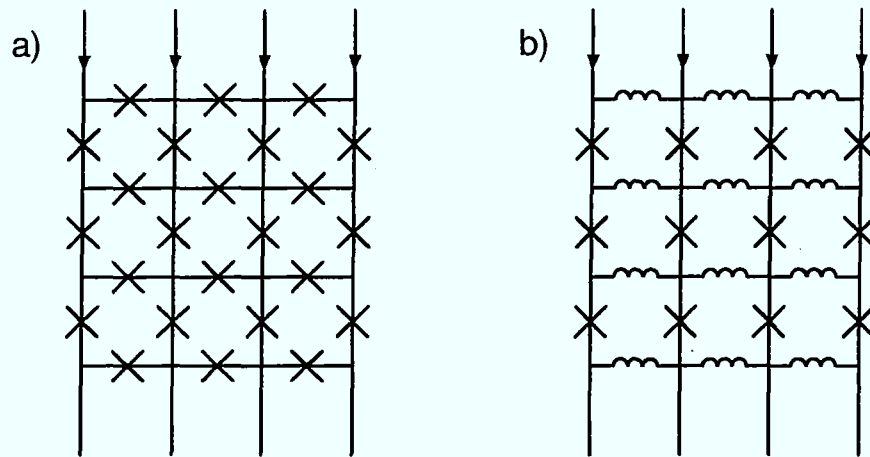


Abbildung 2.7: Zwei Möglichkeiten der zweidimensionalen Vernetzung: a) zweidimensionales x-y-Array, b) „shorted“ 2d-Array

gekoppelt werden. Nachteilig bei diesem Verfahren ist der Verlust der breitbandigen Abstimmbarkeit der Josephson-Oszillatoren. Weiter gab es Anzeichen für eine Leistungsabsorption der Resonatoren im Resonanzfall, so daß hier wahrscheinlich ein Kompromiß zwischen erreichter Linienbreite und auskoppelbarer Leistung geschlossen werden muß. Unklar ist das Verhalten der Schaltung in höheren Resonanzmoden.

2d-Arrays

Intensiv theoretisch sowie experimentell untersucht werden Anordnungen zweidimensional vernetzter Josephson-Kontakte, sogenannte 2d-Arrays [4, 5, 30, 31, 32]. Einige mögliche Anordnungen sind in Abbildung 2.7 dargestellt. In zweidimensionalen Netzwerken können sich die eingespeisten Ströme so umverteilen, daß Variationen der Kontaktparameter, z.B. Streuungen der kritischen Ströme, bis zu einem gewissen Grad kompensiert werden. Daher besitzen 2d-Arrays eine im Vergleich zu eindimensionalen Arrays größere Toleranz gegenüber I_c -Streuungen [33, 34]. Es wurde nachgewiesen, daß in Arrays mit 2-dimensionaler Topologie gleichphasige Synchronisation möglich aber lediglich neutral stabil ist [35]. Um einen stabilen phasensynchronen Zustand aller Kontakte eines Arrays zu erreichen, ist daher eine externe Kopplung ähnlich zu Serienarrays notwendig [30, 34].

Experimentelle Untersuchungen konzentrieren sich zur Zeit noch im Bereich der Tieftemperatursupraleiter. So wurde die Vortexdynamik zweidimensionaler Arrays mit stark und schwach überdämpften Kontakten umfassend untersucht [31]. Die Leistungsemission aus 2d-Arrays, die mit konventioneller

Nb-Technologie hergestellt waren, konnte eindrucksvoll nachgewiesen werden [4, 5, 6]. Die aufgrund der höheren Toleranz gegenüber Streuungen erwartete einfache Übertragung geeigneter 2d-Arrayschaltungen auf HTSL ist offenbar schwierig. An von *Reintsema* hergestellten kleinen HTSL-2d-Arrays aus bis zu 24 Kontakten konnte keinerlei kohärente Emission nachgewiesen werden [36]. Dies wurde im wesentlichen der unzureichenden Herstellungstechnologie zugeschrieben. *Ovsyannikov et al.* berichten eine komplizierte Abhängigkeit der Strahlungscharakteristik ihrer HTSL-2d-Arrays vom externen Magnetfeld [37]. Anzeichen kohärenter Strahlung gab es allerdings nicht. Von *Reuter et al.* wird ebenfalls kein kohärentes Verhalten berichtet [7]. Die Gründe für diese Situation sind hauptsächlich technologischer Natur. So fehlt z.B. eine Mehrlagentechnologie, mit der supraleitende Grundplatten zur effektiven Abschirmung der Oszillatoren hergestellt werden können. Es liegen daher derzeit keinerlei experimentelle Ergebnisse vor, die phasenkohärente Oszillation und Leistungsemission von HTSL-2d-Arrays eindeutig nachweisen.

Zusammenfassend kann an dieser Stelle gesagt werden, daß es bislang im wesentlichen technologische Schwierigkeiten waren, die eine erfolgreiche Realisierung der klassischen Arraykonzepte mit HTSL verhinderten. Da ein grundlegender technologischer Fortschritt derzeit nicht in Sicht ist, müssen neue, über die klassischen Konzepte hinausgehende Ansätze zur Realisierung von Josephson-Oszillatoren gemacht werden. Ein solcher bislang nicht in Betracht gezogener Ansatz wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

Kapitel 3

Josephson-Kontakte in supraleitenden Schleifen

Die Idee vieler der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen 2d-Arrayschaltungen, aber auch die des parallel gespeisten Serienarrays, ist es, die Kontakte des Arrays in supraleitenden Schleifen gruppenweise zusammenzufassen. Dies bindet aufgrund der Flußquantisierung die Phasen der Kontakte fest aneinander. Allerdings sind diese Schaltungen aufgrund der Vielzahl supraleitender Schleifen kompliziert und zeigen daher oft ein sehr kompliziertes dynamisches Verhalten. Die einfachste Schaltung, die vom Effekt der Flußquantisierung Gebrauch macht, ist eine supraleitende Schleife mit mehreren Kontakten. Überraschenderweise besitzen gerade solche Schaltungen sehr interessante dynamische Eigenschaften und eignen sich zudem hervorragend zur Untersuchung von Synchronisationseffekten.

Im folgenden werden kurz die grundlegenden physikalischen Effekte beschrieben, die in geschlossenen, supraleitenden Schleifen mit einer bestimmten Anzahl von Josephson-Kontakten auftreten. Ausgehend von einem der einfachsten Fälle, dem dc-SQUID mit zwei Kontakten, wird die Betrachtung auf eine beliebige, aber gerade Anzahl von Kontakten ausgedehnt. Die in solchen Strukturen auftretenden, neuartigen Synchronisationseffekte werden anhand analytischer Rechnungen und von Ergebnissen numerischer Simulationen beschrieben und diskutiert. Die Anwendbarkeit solcher Strukturen als Oszillatoren wird erörtert.

3.1 Quanteninterferometer (SQUIDs)

In supraleitenden Schleifen, die einen oder mehrere Josephson-Kontakte enthalten, treten interessante Quanteninterferenzeffekte auf. Man bezeichnet

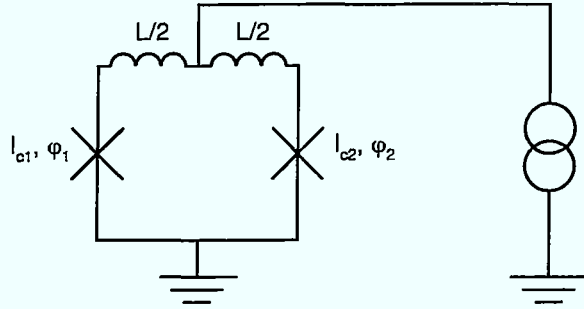


Abbildung 3.1: dc-SQUID: die Kontakte sind durch ihre kritischen Ströme $I_{c,i}$ und Phasen φ_i bestimmt

ein solches Objekt daher als Superconducting QUantum Interference Device (SQUID). Mit SQUIDs lassen sich so empfindlich wie mit keinem anderen Bauelement kleinste Änderungen von Magnetfeldern messen. Damit sind auch alle in Magnetfeldänderungen transformierbare Größen wie Magnetfeldgradienten, Ströme, Suszeptibilitäten etc. präzise mit solchen Sensoren erfaßbar. Man macht sich dabei einen einfachen Zusammenhang zwischen den Phasen der Josephson-Kontakte und dem in der Schleife eingeschlossenen magnetischen Fluß zunutze, der in der Quantisierung des magnetischen Flusses in supraleitenden Schleifen begründet ist. Die Flußquantisierungsbedingung für eine supraleitende Schleife ohne Josephson-Kontakte lautet:

$$\Phi = n \cdot \frac{h}{2e} = n \cdot \Phi_0 \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.1)$$

Hier ist Φ der durch die Schleife hindurchtretende magnetische Fluß und Φ_0 das magnetische Flußquant. Enthält die Schleife einen oder mehrere Josephson-Kontakte so müssen die Phasensprünge am Ort der Kontakte mitberücksichtigt werden. Für k Josephson-Kontakte mit Phasendifferenzen φ_i folgt dann:

$$\sum_{i=1}^k \varphi_i = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} + 2\pi \cdot n \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.2)$$

Sind zwei Kontakte wie in Abbildung 3.1 in einer supraleitenden Schleife zusammengefaßt, so stehen die Phasen der beiden Kontakte über den Fluß Φ in Beziehung. Berücksichtigt man die Induktivität L der Schleife, dann ist der Gesamtfluß durch die Schleife, falls beide Kontakte mit kritischen Strömen $I_{c,1}$ und $I_{c,2}$ im supraleitenden Zustand sind, gegeben durch:

$$\Phi = \Phi_{ext} + \frac{L}{2} \cdot I_{c1} \sin \varphi_1 - \frac{L}{2} \cdot I_{c2} \sin \varphi_2 \quad (3.3)$$

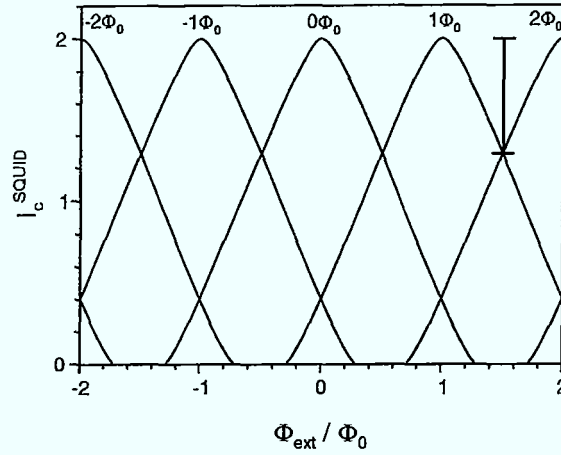


Abbildung 3.2: Statische Charakteristik eines dc-SQUID für $\beta_L = 5$. Der Balken gibt die Modulationstiefe an.

Aus der Flußquantisierung erhält man dann für $I_{c1} = I_{c2} = I_c$:

$$2\pi n = \varphi_1 - \varphi_2 \frac{\Phi_{ext}}{\Phi_0} + \beta_L \cdot (\sin \varphi_1 - \sin \varphi_2) \quad \text{mit:} \quad \beta_L = \frac{2\pi}{\Phi_0} L I_c \quad (3.4)$$

Der dimensionslose Parameter β_L wird auch SQUID- oder Induktivitätsparameter genannt. Der Gesamtstrom I durch die Schleife ist gegeben durch:

$$I = I_{c1} \sin \varphi_1 + I_{c2} \sin \varphi_2 \quad (3.5)$$

Aus den letzten beiden Gleichungen können Beziehungen für den maximal möglichen Suprastrom durch das SQUID I_c^{SQUID} in Abhängigkeit vom externen Magnetfluß Φ_{ext} abgeleitet werden [38]. Für $\beta_L=0$ ist die Lösung eindeutig und Φ_0 -periodisch in Φ_{ext} . Den maximalen Suprastrom erhält man bei ganzzahligen Vielfachen von Φ_0 als Summe der kritischen Ströme der Einzelkontakte, bei halbzahligen Werten ist kein Suprastrom mehr möglich. Für höhere β_L -Werte sind jeweils zwei Zustände möglich, und der Suprastrom durch das SQUID kann nicht mehr vollständig durch Φ_{ext} unterdrückt werden. Abbildung 3.2 zeigt diese sogenannte statische Charakteristik für $\beta_L=5$ und identische Kontakte ($I_{c1} = I_{c2}$). Die Differenz des maximal möglichen und des minimal möglichen kritischen Stromes des SQUID bezogen auf den maximalen kritischen Strom wird im allgemeinen Modulationstiefe genannt. Die Modulationstiefe für $\beta_L=0$ ist 1 und nimmt mit steigendem β_L stetig ab, so daß β_L aus der Modulationstiefe bestimmt, zumindest aber abgeschätzt werden kann.

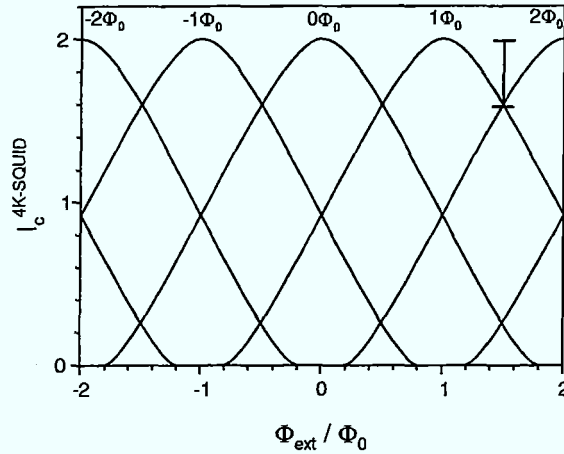


Abbildung 3.3: Statische Charakteristik einer 4-Kontaktschleife mit $\beta_L = 5$. Der Balken gibt die Modulationstiefe an (vergleiche dazu mit Abbildung 3.2).

An beiden Kontakten eines dc-SQUID fällt in jedem Arbeitspunkt und für jedes angelegte Magnetfeld im zeitlichen Mittel die gleiche Spannung ab. Beide Kontakte schwingen also im resistiven Zustand automatisch mit der gleichen Frequenz. Die Phasen beider Kontakte stehen über das externe Magnetfeld miteinander in Beziehung und sind somit synchronisiert. Dies wird in der Literatur auch als niederfrequente Kopplung bezeichnet [22], im Gegensatz zur im vorangegangenen Kapitel diskutierten Hochfrequenzkopplung. *Basler et al.* konnten zeigen, daß sich ein solches System für sehr kleine β_L , d.h. $\beta_L < 2$, nahezu wie ein Einzelkontakt verhält [39]. Derart kleine Induktivitätsparameter sind experimentell jedoch nur schwer zu realisieren. Weiter ist fraglich, ob Parallelschaltungen von Josephson-Kontakten praktische Bedeutung als Oszillatoren haben, da auf diesem Wege die Impedanzanpassung nur verschlechtert wird.

3.2 Arrays in supraleitenden Schleifen

3.2.1 Statische Eigenschaften

Befinden sich mehr als zwei Kontakte in einer supraleitenden Schleife, so kommt es im Vergleich mit dem dc-SQUID zu verschiedenen quantitativen Änderungen des statischen Verhaltens, qualitativ ist das Verhalten jedoch ähnlich. Die statischen Charakteristiken solcher Vielkontakt-SQUIDs wurden sowohl von *Meyer et al.* [40] als auch von *Darula et al.* [41] berechnet. Detaillierte Arbeiten über die statischen Eigenschaften von Vielkontakt-SQUIDs

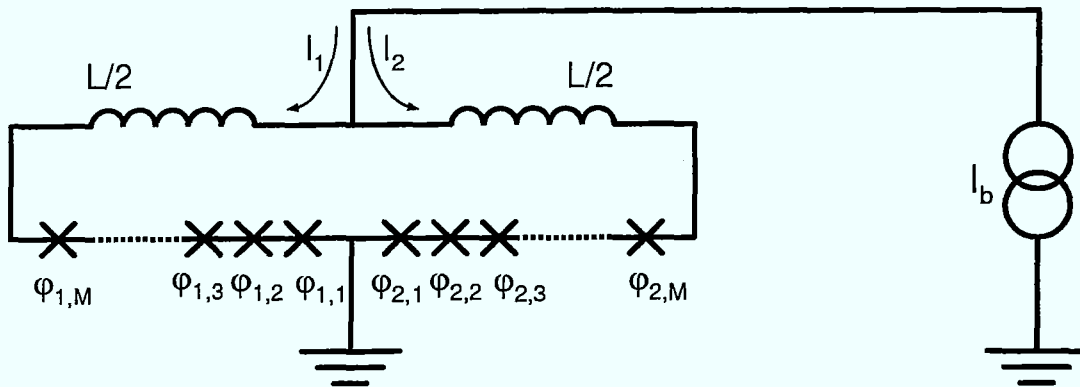


Abbildung 3.4: Schaltschema der Serienarrays in supraleitenden Schleifen. Die einzelnen Kontakte sind mit ihren Phasen $\varphi_{i,j}$ gekennzeichnet.

wurden auch von *Lewandowski* [42] und *Yamashita et al.* [43] durchgeführt.

In Abbildung 3.3 ist die statische Charakteristik einer Schleife mit vier identischen Kontakten und für einen β_L -Wert von 5 dargestellt. Die Periode entspricht, ebenso wie beim dc-SQUID, jeweils einem Flußquant Φ_0 . Auffallend im Vergleich mit Abbildung 3.2 ist die deutlich geringere Modulationstiefe. Mit weiterer Erhöhung der Kontaktanzahl nimmt die Modulationstiefe ab [40], das Interferometer wird immer unempfindlicher gegen Änderungen des externen Magnetfeldes.

Die im folgenden beschriebenen dynamischen Eigenschaften dieser Vielkontakt-SQUIDs bleiben von diesen Modulationseffekten nicht unberührt. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, daß das Synchronisationsverhalten der Kontakte in solchen Schleifen periodisch vom externen Magnetfeld abhängt.

3.2.2 Dynamische Zustände und Phasensynchronisation

Vielkontakt-SQUIDs sind aufgrund ihrer dynamischen Eigenschaften schon für die verschiedensten Anwendungen vorgeschlagen worden. *McDonald* schlug vor, die Synchronisationseigenschaften eines 4-Kontakt-SQUID zur Spannungsverstärkung auszunutzen [44]. Die Anwendung als Spannungsstandard wurde von *Kabayashi* in Betracht gezogen [45].

Für die in dieser Arbeit ins Auge gefaßte Anwendung solcher Schaltungen als Oszillatoren sind jedoch die im folgenden beschriebenen Eigenschaften von Bedeutung. In supraleitenden Schleifen, die mehr als zwei Josephson-Kontakte enthalten, kommt es zu interessanten Synchronisationseffekten. Es handelt sich dabei um ein Zusammenspiel niederfrequenter Kopplung infol-

ge der Flußquantisierung und hochfrequenter Wechselwirkungen zwischen allen Kontakten der Schleife. Die Bedingungen für die Existenz sowie die Eigenschaften der phasensynchronen Zustände wurden von *Darula et al.* anhand analytischer Berechnungen, vorwiegend aber mittels numerischer Simulationen, präzise untersucht [13, 14, 15, 16, 41]. Teilaspekte wurden parallel von *Kornev et al.* [46] sowie *Suzuki und Okabe* [47] untersucht, was qualitativ zu den gleichen Ergebnissen führte. Im folgenden sollen kurz die zum Verständnis notwendigen Grundlagen dargestellt und die wichtigsten Eigenschaften der Schaltung und ihrer dynamischen Zustände beschrieben werden. Betrachtet werden Anordnungen von Josephson-Kontakten, in denen zwei gleichgroße Serienarrays zu einer supraleitenden Schleife zusammengefaßt sind (Abb. 3.4). Die Schaltung soll mit einem Strom I_b gespeist werden. Für die Ströme I_1 und I_2 in den Zweigen gilt dann nach dem Kirchhoff Gesetz:

$$I_b = I_1 + I_2 \quad (3.6)$$

Betrachtet wird eine Schleife mit M Kontakten in jedem Zweig, also insgesamt $2M$ Kontakten. Die Flußquantisierung liefert dann mit den Phasen $\varphi_{i,j}$ der Kontakte und den induktiven Beiträgen zum Gesamtfluß:

$$\frac{\Phi_0}{2\pi} \sum_{i=1,2} \sum_{j=1}^M \varphi_{i,j} + L_1 I_1 + L_2 I_2 - \Phi_{ext} = n \Phi_0, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.7)$$

Φ_{ext} beschreibt den Einfluß eines äußeren magnetischen Feldes. Durch Kombination der Gleichungen 3.6 und 3.7 erhält man einen Ausdruck für die Ströme in beiden Zweigen:

$$I_{1,2} = \frac{1}{L} \left[\mp \frac{\Phi_0}{2\pi} \sum_{i=1,2} \sum_{j=1}^M \varphi_{i,j} + L_{2,1} \pm (\Phi_{ext} - n \Phi_0) \right] \quad (3.8)$$

wobei für die gesamte Induktivität der Schleife $L = L_1 + L_2$ gilt. Die Ströme aus Gleichung 3.8 in den beiden Zweigen entsprechen den Strombilanzen der RCSJ-Kontakte gemäß Gleichung 2.8. Streuungen der kritischen Ströme sollen durch Einführung eines Streuparameters δ^{I_c} berücksichtigt werden. Für die kritischen Ströme $I_{c,i,j}$ und deren Mittelwerte $\bar{I}_{c,i}$ in beiden Zweigen gilt dann:

$$\frac{I_{c,i,j}}{\bar{I}_{c,i}} = \left(1 + \frac{2j - M - 1}{M - 1} \delta^{I_c} \right) \quad (3.9)$$

Die gemittelten kritischen Ströme in beiden Zweigen sollen gleich sein, d.h. $\bar{I}_{c1} = \bar{I}_{c2}$. Damit erhält man die dynamischen Gleichungen für das System:

$$\beta_C \frac{d^2 \varphi_{i,j}}{d\tau^2} + \frac{d\varphi_{i,j}}{d\tau} + \sin(\varphi_{i,j}) = \frac{I_{c,i,j}}{\bar{I}_{ci}} \left(\frac{i_b}{2} + (-1)^i \frac{\varphi_S}{\beta_L} \right)$$

$$\varphi_S = \sum_{i=1,2} \sum_{j=1}^M \varphi_{i,j} \quad i = 1, 2; \quad j = 1, 2, \dots, M \quad (3.10)$$

Die dimensionslosen Parameter β_C , i_b und τ aus Gleichung 2.10 sowie β_L enthalten nun die gemittelten Werte der kritischen Ströme. Streuungen in β_C wurden vernachlässigt, da diese nur geringen Einfluß auf das dynamische Verhalten der Schaltung haben [13]. Weiter wurde angenommen, daß die Streuungen in I_c und R_n so gekoppelt sind, daß die charakteristische Spannung $I_c R_n$ konstant ist. Dies ist im Falle von HTSL-Kontakten nicht immer hinreichend gut erfüllt. Im folgenden sollen wichtige Grenzfälle der Gleichungen 3.10 diskutiert werden. Die Lösungen der Gleichungen sowie die Eigenschaften der Lösungen sind teils analytisch, meist aber nur numerisch zugänglich. Von besonderem Interesse sind dabei periodische Lösungen, die phasensynchrone Zustände beschreiben. Die Stabilität solcher Lösungen wurde von *Darula et al.* numerisch mittels der Methode der charakteristischen Exponenten (auch Floquet-Exponenten) systematisch untersucht [16]. Mit Hilfe dieser Stabilitätsanalyse können daher quantitative Aussagen über die Stabilität phasensynchroner Zustände in diesem, aber auch anderen Schaltungstypen gemacht werden.

Der Grenzfall $\beta_L = 0$ und $\delta^{I_c} = 0$

Die dynamischen Gleichungen für verschwindende Induktivität, d.h. $\beta_L = 0$ gehen nicht als Grenzfall aus den Gleichungen 3.10 hervor, sondern müssen separat hergeleitet werden [16]. Sie lauten:

$$\beta_C \frac{d^2 \varphi_{i,j}}{d\tau^2} + \frac{d\varphi_{i,j}}{d\tau} + \sin(\varphi_{i,j}) = \frac{I_{c,i,j}}{\bar{I}_{ci}} \left(\frac{i_b}{2} - (-1)^i \frac{(1 - (\delta^{I_c})^2) \varphi_{Sin}}{4} \right)$$

$$\varphi_{Sin} = \sum_{i=1,2} \sum_{j=1}^M \sin(\varphi_{i,j}) \quad i = 1, 2; \quad j = 1, 2, \dots, M \quad (3.11)$$

Im Falle vernachlässigbarer Streuung, d.h. $\delta^{I_c} = 0$, hat Gleichung 3.11 als analytische periodische Lösung die klassische Lösung für das dc-SQUID,

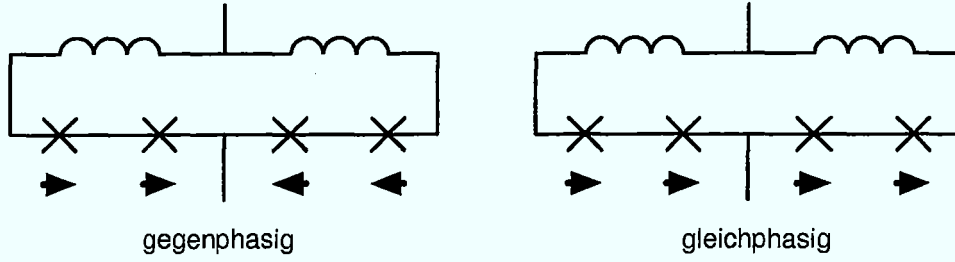


Abbildung 3.5: Momentane Phasenlage im Falle der gegenphasigen (links) und gleichphasigen (rechts) Synchronisation (schematisch).

d.h. bezüglich eines Schleifenumlaufes schwingen die Kontakte wie in Abbildung 3.5a) angedeutet paarweise gegenphasig. Im Gegensatz zum dc-SQUID besitzt die Lösung für alle Werte von i_b und β_C nur neutrale Stabilität, der Zustand zerfällt also bei jeder Störung des Systems. Das System besitzt, im Gegensatz zum dc-SQUID, noch eine weitere analytische periodische Lösung. Diese lautet z.B. für $M = 2$:

$$\varphi_{1,1}^{Per} = \frac{i_b}{2}\tau, \quad \varphi_{1,2}^{Per} = \frac{i_b}{2}\tau, \quad \varphi_{2,1}^{Per} = \frac{i_b}{2}\tau + \pi, \quad \varphi_{2,2}^{Per} = \frac{i_b}{2}\tau - \pi, \quad (3.12)$$

Die Lösung weist einige bemerkenswerte dynamische Eigenschaften auf. Die Phasen in beiden Zweigen des Arrays sind um π verschoben, so daß, wie in Abbildung 3.5b) angedeutet, in der Schleife ein Kreisstrom oszilliert. Dies hat zur Folge, daß im Gegensatz zum Einzelkontakt, wo ein konstanter Gleichstrom fließt und die Spannung oszilliert, hier ein Strom in der Schleife oszilliert und die Spannung, auch an den Kontakten, konstant ist. Dies wiederum bedeutet, daß der hochfrequente Anteil des Stromes weder durch den normalleitenden noch durch den kapazitiven Teil der Kontakte fließt, obwohl, wie man sehen wird, die Kapazität eine entscheidende Rolle für die Stabilität der Lösung spielt. Die Stabilitätsanalyse zeigt in bestimmten Bereichen der $i_b - \beta_C$ -Ebene eine hohe Stabilität der Lösung. Höchste Stabilität erhält man für $\beta_C \approx 0,3 \dots 1$ während für β_C gegen 0 die Stabilität stark abnimmt. Die Kapazität ist also notwendig für die Stabilität des phasensynchronen Zustandes, auch wenn sie den hochfrequenten Kreisstrom nicht mitträgt. Offenbar ist die hohe Stabilität der Synchronisation ein Resultat des großen Hochfrequenzstromes durch die Kontakte. Selbst im Falle ungleicher Kontakte ($\delta I_c > 0$) ist ein stabiler phasensynchroner Zustand möglich. Die Stabilität dieses Zustandes ist sogar höher als die eines vergleichbaren, nicht supraleitend gekoppelten Serienarrays [48].

Der Grenzfall $\beta_L > 0$ und $\delta^{I_c} = 0$

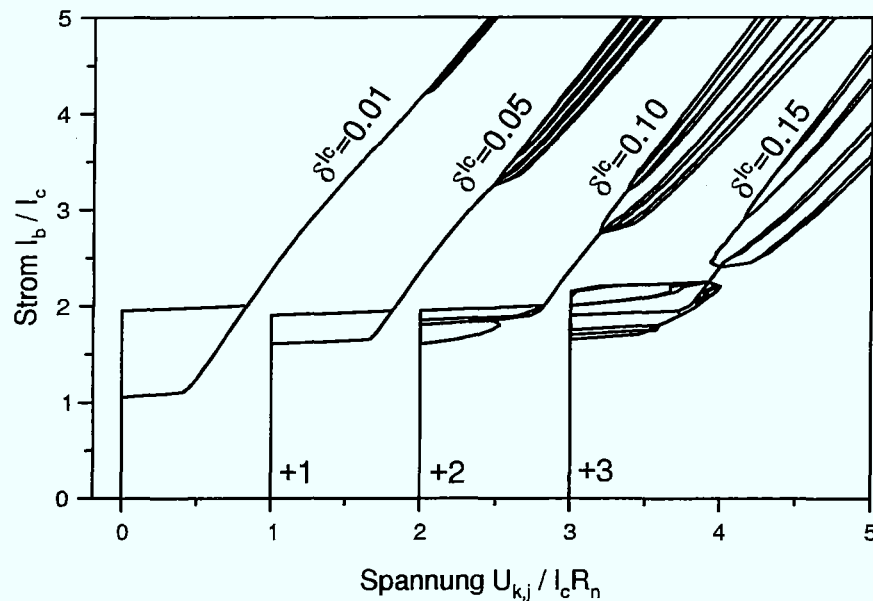
Der im vorhergehenden Abschnitt diskutierte Schaltkreis ist fiktiv. Experimentell herstellbare supraleitende Schleifen besitzen immer eine endliche Induktivität, so daß β_L nicht zu vernachlässigen ist. Auch für den Fall β_L größer 0 existiert die klassische periodische Lösung mit identischen Phasen $\varphi_{i,j} = \varphi_{k,l}$ an allen Kontakten. Die Lösung besitzt ebenfalls neutrale Stabilität. Die zweite, stabile Lösung kann in diesem Fall nicht in analytischer Form gefunden werden. Numerische Simulationen zeigen jedoch, daß die Lösung der für $\beta_L=0$ ähnlich ist, speziell für nicht zu große β_L . Die Stabilitätsanalyse zeigt, daß die Lösung stabil ist [15]. Für bestimmte Kombinationen der Parameter β_c und β_L ist die Stabilität sogar höher als im Fall $\beta_L=0$. Dies kann als Effekt einer internen Resonanz zwischen Schleifeninduktivität L und Kontaktkapazitäten C gedeutet werden [49]. Dabei stellt jedes der Arrays mit M Kontakten in beiden Zweigen einen Oszillator mit der Frequenz $\omega_j \approx \omega_c \cdot i_b/2$ dar, mit ω_c als charakteristischer Frequenz. Im Resonanzfall muß diese gleich der LC-Resonanzfrequenz $\omega_R = 1/\sqrt{L \cdot C/M}$ der Schleife sein. Hier ist C die Kapazität eines Einzelkontaktes. Dies führt zu folgendem Ausdruck:

$$\frac{\beta_C \beta_L}{M} \approx \left(\frac{i_b}{2}\right)^{-2} \quad (3.13)$$

Gleichung 3.13 stellt eine wichtige, quantitative Regel für den Entwurf von Oszillatorschaltungen des hier diskutierten Typs dar. Dies wird in Kapitel 6 anhand eines Beispiels näher diskutiert.

Der allgemeine Fall

Die in den beiden vorhergehenden Abschnitten dargestellten Eigenschaften des dynamischen Verhaltens bleiben auch dann erhalten, wenn man Streuungen der kritischen Ströme zuläßt. Von besonderem Interesse ist hier die maximale I_c -Streuung $\delta_{I_c}^{min,max}$, bei der vollständige Phasensynchronisation noch möglich ist. Sehr anschaulich wird dies in einer PSCAN-Simulation, deren Ergebnis in Abbildung 3.6 dargestellt ist. Gezeigt sind die aus der Simulation erhaltenen Spannungen an allen Kontakten einer 8-Kontaktschleife bezüglich des Speisestromes I_b bei verschiedenen Streuungen δ^{I_c} . Charakteristisch für das Synchronisationsverhalten ist das sogenannte Synchronisationsintervall I_L . Das ist jenes Intervall des Speisestromes I_b , in dem an allen vier Kontakten gleiche Spannungen abfallen. Ein solches Synchronisationsintervall tritt bis zu Streuungen $\delta^{I_c} = 15\%$ auf. Dies ist eine fast doppelt so hohe Toleranzschwelle wie bei einfachen Serienarrays. Man vergleiche z.B.



Abbildungung 3.6: Simulation der I-U-Kennlinien der Einzelkontakte einer 8-Kontaktschleife für verschiedene I_c -Streuungen. Die einzelnen Kennlinienfelder wurden entlang der Spannungsachse verschoben.

mit Abbildung 2.5.

Die Größe des Synchronisationsintervalles ist ein Maß für die Stabilität der Synchronisation. Die maximal mögliche Streuung hängt dabei von den spezifischen Schaltungsparametern β_C und β_L ab. Es konnte gezeigt werden, daß bei optimaler Wahl dieser Parameter Streuungen von bis zu 15 % toleriert werden. Dieser Wert liegt etwa doppelt so hoch wie der für ein optimal RL-gekoppeltes Serienarray (siehe dazu Kapitel 2).

Besonders interessant ist der Einfluß der Parameter β_C und β_L auf das Synchronisationsverhalten der Schaltungen. I_L und damit auch die Stabilität variieren mit β_C und β_L . Abbildung 3.7 zeigt eine Konturendarstellung des normierten Synchronisationsintervalles $i_L = I_L / I_c$ in Abhängigkeit von diesen beiden Parametern. Der Bereich maximaler Stabilität liegt im Parameterbereich um $\beta_C \approx 1$ und $\beta_L \approx 1 - 2$. Dies deckt sich mit der oben hergeleiteten Resonanzbeziehung 3.13. Weiter ist zu erkennen, daß im Falle $\beta_C \approx 0$ Synchronisation nicht mehr auftritt.

Ein weiteres Charakteristikum dieses Schaltungstyps sowie des darin auftretenden Synchronisationsmechanismus ist die bei Diskussion der statischen Eigenschaften schon angedeutete signifikante Abhängigkeit der Stabilität der Synchronisation vom externen Magnetfeld. Es konnte gezeigt werden, daß die Stabilität der Synchronisation periodisch mit dem externen Fluß moduliert,

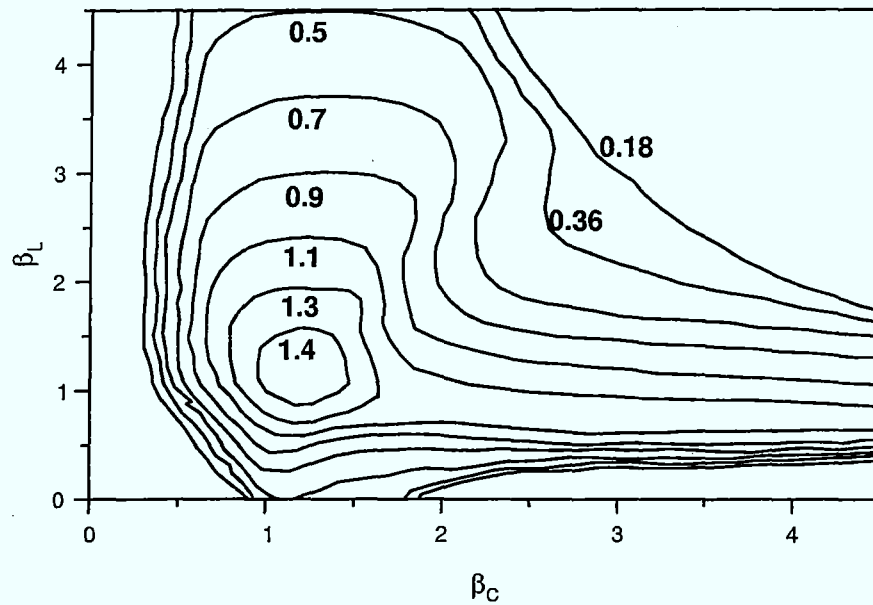


Abbildung 3.7: Konturendarstellung des Synchronisationsintervalles als Funktion von β_C und β_L .

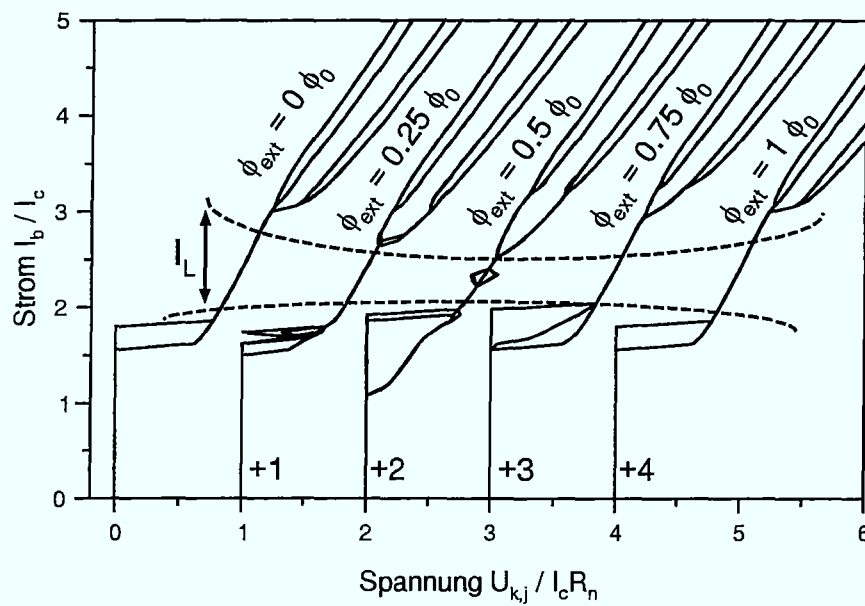


Abbildung 3.8: Simulation der I-U-Kennlinien der Einzelkontakte einer 4-Kontaktschleife für verschiedene externe Magnetfelder in Einheiten des Flußquants. Die einzelnen Kennlinienfelder wurden entlang der Spannungsachse verschoben.

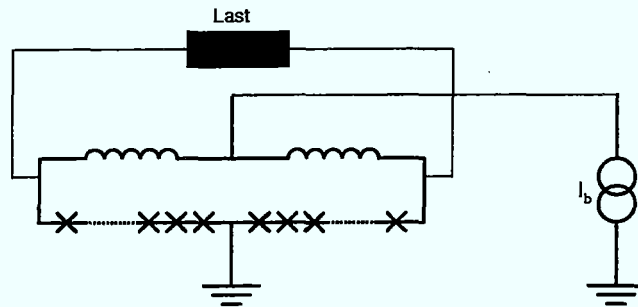


Abbildung 3.9: Serienarray in supraleitender Schleife mit angeschlossener Last.

wobei die Periode dieser Modulation gerade ein Flußquant ist [15]. Die Modulation der Stabilität macht sich bemerkbar in Form einer periodischen Änderung des Synchronisationsverhaltens, was wiederum zu einer Modulation der Größe des Synchronisationsintervalles I_L führt. In Abbildung 3.8 ist dies für verschiedene externe Magnetfelder (gemessen in Einheiten von Φ_0) anhand einer PSCAN-Simulation veranschaulicht. Offenbar ist die Stabilität bei Werten des externen Flusses, die ganzzahligen Werten des Flußquants Φ_0 entsprechen, am größten. Die geringste Stabilität kann dagegen bei halbzahligen Vielfachen von Φ_0 erwartet werden.

Eignung als Oszillator

Es wurde gezeigt, daß vollständige Synchronisation in supraleitenden Vielkontaktschleifen eine intrinsische Eigenschaft dieser Schaltungen ist, d.h. daß zur Vermittlung der Wechselwirkung keine externe Koppelschleife notwendig ist. Dies ist ein grundlegender Unterschied zu z.B. einfachen seriellen Arrays, aber auch zu den meisten zweidimensionalen Arrayschaltungen. Es konnte gezeigt werden, daß die Berücksichtigung einer angepaßten Last einen zu vernachlässigenden Einfluß auf die Stabilität der Synchronisation hat [48]. Diese Last muß, wie in Abbildung 3.9 schematisch dargestellt, die Kontakte des Arrays seriell verbinden. Simulationen zeigen, daß nur so im Falle der Synchronisation die maximale Spannungsamplitude genutzt werden kann. Das Ergebnis einer solchen Simulation zeigt Abbildung 3.10. Die Oszillationen der Einzelkontakte überlagern sich bezüglich der Last konstruktiv, so daß auf diese Weise die maximale Leistung ausgekoppelt werden kann.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die zuvor beschriebenen dynamischen Eigenschaften der Serienarrays in supraleitenden Schleifen deren Anwendung als Oszillator nahelegen. Die Schaltungen lassen im Vergleich mit z.B. einfachen Serienarrays (siehe dazu Kapitel 2) relativ hohe Para-

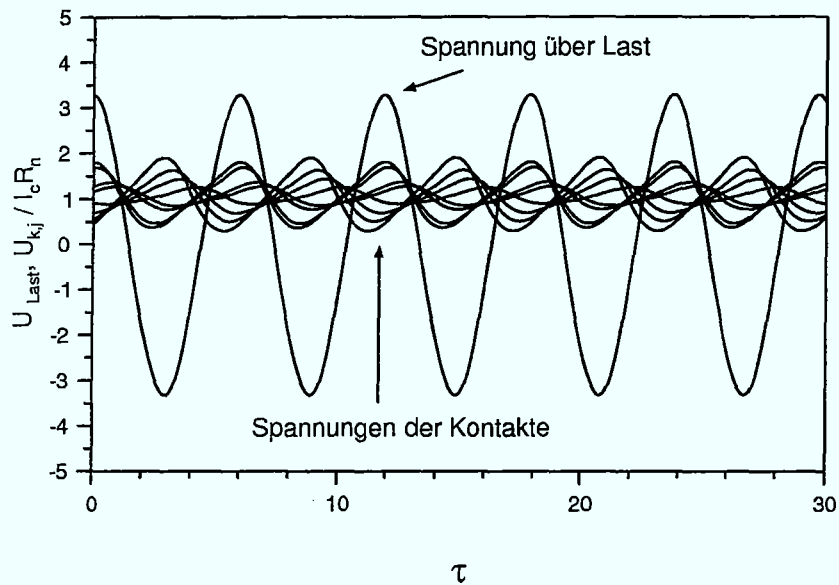


Abbildung 3.10: Zeitverlauf der Spannungen der Kontakte einer synchronisierten 8-Kontaktschleife und Zeitverlauf der Spannung über der Last.

meterstreuungen von bis $\pm 15\%$ zu. Die mit der HTSL-Technologie derzeit zuverlässig erreichbaren Streuungen liegen zwar im Bereich $\pm 20\%$ bis $\pm 30\%$, in Ausnahmefällen, wie z.B. innerhalb sehr kleiner Schaltungen, auch darunter. Es wurde daher im experimentellen Teil dieser Arbeit versucht, kleine Schaltungen dieses Typs mit HTSL zu realisieren und deren grundlegende Eigenschaften zu untersuchen. Diesem Thema sind die letzten beiden Kapitel dieser Arbeit gewidmet. Zuvor werden kurz die derzeitigen technologischen Voraussetzungen zur Herstellung von HTSL-Arrays sowie Experimente mit klassischen Arrayschaltungen beschrieben.

Kapitel 4

HTSL-Technologie und Messtechnik

In Folge werden kurz die speziellen technologischen Aspekte der HTSL-Materialien und der Herstellung von Josephson-Kontakten aus diesen Materialien dargestellt. Hauptgewicht liegt dabei auf den in dieser Arbeit verwendeten Kontakttypen und deren Herstellung. Der prinzipielle Aufbau der Meßelektronik wird kurz beschrieben.

4.1 HTSL-Materialien und Kontakttypen

4.1.1 Hochtemperatursupraleiter

Ein großer Erfolg der Materialwissenschaften in den letzten zwei Jahrzehnten war die Entdeckung der sogenannten Hochtemperatursupraleiter (HTSL) durch *Bednorz* und *Müller* [50] im Jahre 1986. Lagen die kritischen Temperaturen T_c dieser ersten Hochtemperatursupraleiter noch im Bereich um 30 K, so konnte bereits im darauffolgenden Jahr die magische Grenze, die Siedetemperatur des flüssigen Stickstoffs (ca. 77 K), überschritten werden [51]. Der keramische Supraleiter $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (*YBCO*) mit seinem T_c von etwa 93 K avancierte in den folgenden Jahren zum bislang meist untersuchten und angewandten Hochtemperatursupraleiter. Neben *YBCO* existieren noch eine ganze Reihe strukturell ähnlicher Verbindungen, die ebenfalls Supraleiter mit hoher Sprungtemperatur sind. Auffallend an all diesen keramischen HTSL ist die starke räumliche Anisotropie der supraleitenden Eigenschaften. Diese liegt begründet im schichtartigen Aufbau der Verbindungen dieser Materialklasse.

Zur Herstellung der HTSL-Josephson-Kontakte im Rahmen dieser Arbeit

wurde das Material *YBCO* verwendet, da für die Herstellung und Bearbeitung dieses Materials eine zwar bei weitem nicht perfekte, aber in vielen Punkten etablierte Technologie zur Verfügung steht. Strukturell ist *YBCO* ein Abkömmling des Minerals *Perowskit* (CaTiO_3). *YBCO* besitzt eine orthorhombische Kristallstruktur, wobei eine Vernetzung von CuO_5 -Pyramiden in a- und b-Richtung zu einer Schichtstruktur des Materials führt. Die sich ausbildenden CuO_2 -Ebenen sind die Träger der Supraleitung in diesen Materialien. Das Auftreten solcher zweidimensionalen Struktureinheiten hat die starke Anisotropie sowohl der elektrischen als auch der supraleitenden Eigenschaften zur Folge. So ist die Leitfähigkeit in Richtung der c-Achse 25-50 mal kleiner als in a-b-Richtung [52]. Für die Kohärenzlänge schätzt man in a-b-Richtung 1,4 nm und in c-Richtung lediglich 0,15 nm - 0,3 nm ab [52]. Infolgedessen sind auch Größen wie die kritische Stromdichte, die kritischen Magnetfelder sowie die London-Eindringtiefe λ_L anisotrop. Dies hat weitreichende Konsequenzen für die Realisierung von Josephson-Kontakten aus *YBCO*, aber auch aus anderen HTSL-Materialien.

Aufgrund der engen Verknüpfung der kristallinen Struktur der HTSL und deren supraleitenden Eigenschaften ist es notwendig, die für Anwendungen in der Supraleiterelektronik benötigten Dünnschichten epitaktisch, also unter Wahrung der Kristallstruktur, auf geeignete Substrate aufzuwachsen. Polykristallin gewachsene Filme oder gar gesinterte Volumenproben eignen sich dazu nicht, da durch die extrem kleinen Kohärenzlängen schon einfache Korngrenzen zu schwachen Koppelstellen und damit zur unkontrollierten Bildung von Josephson-Kontakten führen. Auf diesen Effekt wird in den nächsten Abschnitten näher eingegangen. Die epitaktische Abscheidung von *YBCO* erfordert bei allen gebräuchlichen Verfahren eine Mindesttemperatur von ca. 600° C und einen Sauerstoffpartialdruck von mindestens 10^{-2} mbar. Forderungen nach guter Anpassung von Gitterkonstanten und thermischen Ausdehnungskoeffizienten sowie chemischer Verträglichkeit schränken den Kreis potentieller Substrate ein. Trotzdem ist die Abscheidung auf den verschiedensten Materialien möglich. Es handelt sich dabei in der Mehrzahl um keramische Oxide. Die Abscheidung auf klassischen, technischen Substraten wie Silizium oder Saphir (Al_2O_3) ist ebenfalls möglich. Aufgrund der chemischen Unverträglichkeit von *YBCO* mit Silizium bzw. Aluminium ist hier jedoch die Verwendung geeigneter Pufferschichten nötig. Ein wichtiger Aspekt der Substratwahl speziell für die Anwendung bei hohen und höchsten Frequenzen sind die dielektrischen Eigenschaften der Substrate. Wichtige Größen sind hier die Dielektrizitätskonstante oder auch Permittivität ϵ_r sowie der Verlustwinkel $\tan \delta$, der ein Maß für die dielektrischen Verluste im Substratmaterial darstellt. In Tabelle 4.1 sind diese Daten für die gebräuchlichsten Substratmaterialien zusammengestellt.

Substrat	a (nm)	ϵ_r	$\tan \delta$
SrTiO ₃	0. 3905	2200	$6 \cdot 10^{-2}$
LaAlO ₃	0. 379	24	$8.3 \cdot 10^{-5}$
YSZ	0. 516	25	$7 \cdot 10^{-3}$
MgO	0. 42	9. 6	$0.4...1 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 4.1: Gitterkonstante a , Dielektrizitätskonstante ϵ_r und Verlustwinkel $\tan \delta$ für die meist verwendeten HTSL-Substrate (aus [53])

Die Werte für $\tan \delta$ gelten für eine Temperatur von 77 K. Zu bemerken ist hier allerdings, daß die dielektrischen Verluste frequenzabhängig sind und für beinahe alle Substratmaterialien bei sehr hohen Frequenzen, d.h. über 100 GHz, stark zunehmen. *SrTiO₃* (STO) ist aufgrund der extrem schlechten Parameter ein für Hochfrequenzanwendungen eher untaugliches Substrat. Daß sich damit aber trotzdem interessante Experimente im Frequenzbereich um 100 GHz realisieren lassen, wird in den letzten beiden Kapiteln dieser Arbeit unter Beweis gestellt.

4.1.2 Josephson-Kontakte aus Hochtemperatur-supraleitern

Die hohen Abscheidetemperaturen, die extrem kleinen Kohärenzlängen, vor allem aber die ausgeprägte Anisotropie von *YBCO* lassen die gezielte und reproduzierbare Herstellung schwacher Koppelstellen in diesem Material zu einer anspruchsvollen Aufgabe werden. Einige der in HTSL prinzipiell möglichen Kontaktgeometrien sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Kontakte in der im Bereich der Tieftemperatursupraleitung (TTSL) gebräuchlichen planaren Geometrie (a) sind aufgrund der geringen Kohärenzlängen in Richtung der *c*-Achse nur schwierig mit HTSL zu realisieren. Daher werden Kontakte mit epitaktischer Barriere und Kopplung in der *a*-*b*-Ebene in Rampengeometrie (b) meist bevorzugt [54]. Einen weiteren Kontakttyp mit künstlicher Barriere stellen Kontakte dar, deren supraleitende Elektroden über Edelmetallbarrieren gekoppelt sind. Solche SNS-Kontakte werden an Substratstufen erzeugt (c) [55]. Die größte und wichtigste Gruppe unter den HTSL-Kontakten stellen jedoch die Korngrenzenkontakte dar. Bei den verschiedenen Kontakttypen dieser Gruppe (d, e, f) macht man sich zunutze, daß Kippkorngrenzen in *YBCO*, bei denen der Winkelversatz größer 15° ist, zu schwachen Koppelstellen führen. Einzelheiten dazu finden sich z.B. in [56]. Die wichtigsten Vertreter dieser Gruppe sind die Bikristallkontakte (d) und die Stufenkon-

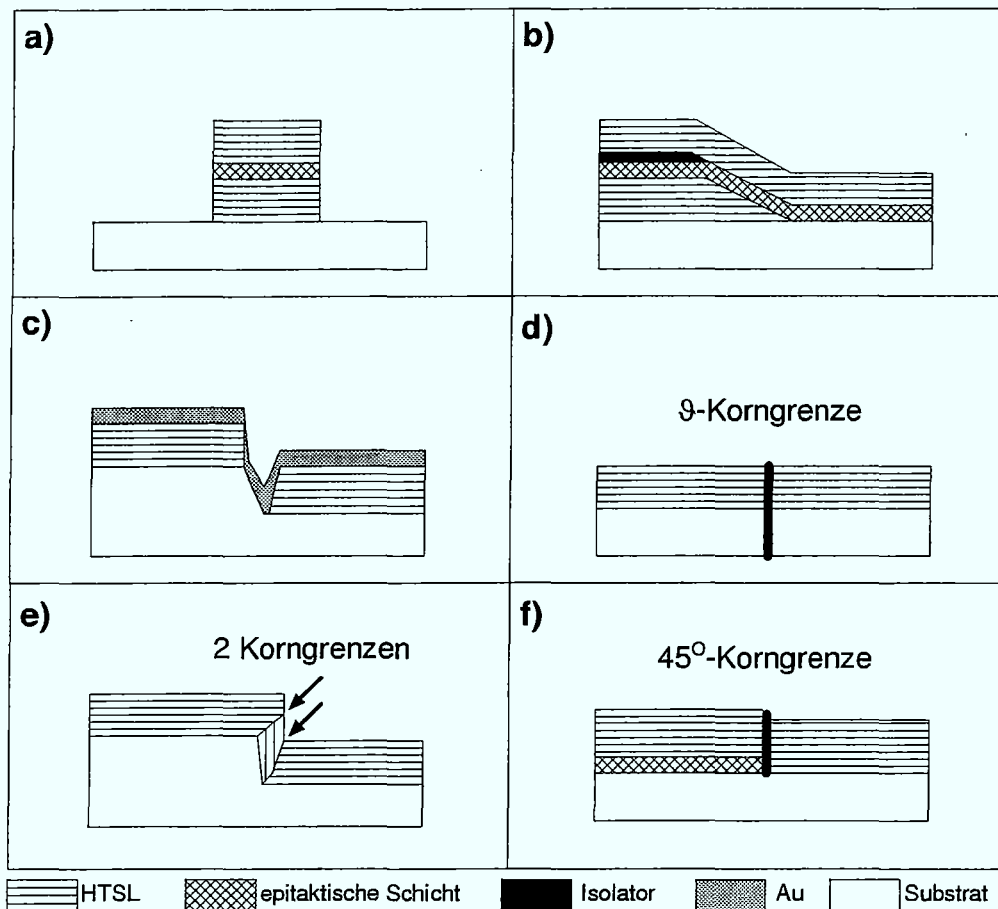


Abbildung 4.1: Verschiedene HTSL-Kontakttypen: a) planarer Kontakt, b) SNS-Rampenkontakt, c) SNS-Stufenkontakt, d) Bikristallkontakt, e) Stufenkontakt, f) biepitaktischer Kontakt.

takte (e). Beide wurden in dieser Arbeit verwendet und werden im nächsten Abschnitt näher beschrieben. Eine eher untergeordnete Bedeutung haben die biepitaktischen Kontakte (f), bei denen eine geeignete Keimschicht für ein verdrehtes Aufwachsen des *YBCO* auf zuvor definierten Bereichen des Substrates sorgt [53].

Eine weitere, nicht in Abbildung 4.1 dargestellte Möglichkeit, Josephson-Kontakte in HTSL-Dünnschichten zu erzeugen, ist die gezielte lokale Schädigung des Films im Bereich schmaler Brücken. Ein vielversprechendes Verfahren ist z.B. das „Schreiben“ extrem schmaler Übergangsbereiche mit einem hoch-energetischen Elektronenstrahl [57, 58]. Die schwache Kopplung entsteht im Bereich eines sehr schmalen, Sauerstoff-verarmten Bereiches. Vorteil sind die extrem geringen erzielbaren Streuungen der Kontaktparameter, Nachteil die

zeitliche Instabilität der erzeugten Kontakte, speziell bei Erwärmung.

4.2 Korngrenzenkontakte

Die für Anwendungen von HTSL derzeit wichtigsten Kontakttypen sind Stufenkontakte und Bikristallkontakte. Es sind die derzeit einzigen, auch langzeitstabilen HTSL-Kontakte, die sich in Einlagentechnologie herstellen lassen. Vor allem Bikristallkontakte zeichnen sich dabei durch ihre vergleichsweise gute Reproduzierbarkeit aus. Weiterhin besitzen Korngrenzenkontakte in aller Regel die für Anwendungen erforderlichen dynamischen und Transporteigenschaften, d.h. ihr Verhalten läßt sich meist, zumindest aber nahe der Übergangstemperatur T_c , hinreichend gut mit dem RCSJ-Modell beschreiben, da in diesen Kontakten z.B. Andreev-Reflexionen, anders als z.B. bei SNS-Kontakten [54], eine nur untergeordnete Rolle spielen.

In Folge sollen die für die reproduzierbare Herstellung der Korngrenzen wesentlichen Faktoren kurz umrissen werden.

4.2.1 Stufenkontakte

Das Filmwachstum an Stufen im Substrat zeichnet sich durch die Nukleation von Korngrenzen aus. Eine gezielte Nukleation ist auf den Standardsubstraten LaAlO_3 (LAO) und SrTiO_3 (STO) sowie auf artverwandten Materialien an besonders steilen Stufen (Steilheit größer 70°) möglich. Es bilden sich dabei im Bereich der Stufe zwei unabhängige Korngrenzen aus (Abb. 4.1), von denen die untere, eine Kombination aus (103)- und (100)-Korngrenzen, einen um einen Faktor 2 bis 3 geringeren kritischen Strom hat. Sie ist damit die elektrisch signifikante Korngrenze [56]. Für das optimale Wachstum der Korngrenzen ist das Verhältnis von Filmdicke zu Stufenhöhe mitentscheidend. Bei Laser-ablatierten Filmen sollte dieses Verhältnis etwa $2/3$ bis 1 sein [56], bei anderen Depositionsverfahren, speziell der Kathodenzerstäubung (Sputtern), darf es $2/3$ nicht überschreiten [59]. Die Reproduzierbarkeit des Herstellungsprozesses hängt von diversen Faktoren ab. Zu nennen sind hier die Sauberkeit und Glattheit der Stufe nach dem Stufenherstellungsprozess sowie die kristallographische Qualität und die Transporteigenschaften der auf den behandelten Substraten abgeschiedenen Filme. So sind Streuungen der kritischen Ströme von $\pm 30\%$ auf einem Substrat die Regel. Die Streuung zwischen verschiedenen Proben kann deutlich höher liegen.

4.2.2 Bikristallkontakte

Zur Herstellung von Bikristallkontakten wird eine künstlich im Substrat erzeugte Korngrenze während des Filmwachstums epitaktisch in den aufwachsenden Film übertragen. Die Substratherstellung erfolgt durch Zusammenfügen zweier verschieden orientierter Substrathälften, so daß eine über den Substratdurchmesser absolut gerade Korngrenze atomarer Welligkeit entsteht. Diese sogenannten Bikristallsubstrate sind kommerziell erhältlich und werden über den Korngrenzenwinkel ϑ charakterisiert. Kristallographisch sind bestimmte Winkel ϑ besonders günstig. Dabei unterscheiden sich die mit unterschiedlichen ϑ hergestellten Kontakte bezüglich der erreichbaren kritischen Stromdichten. Die meisten Anwendungen erfordern Kontakte mit I_c -Werten im mA-Bereich (bei 4,2 K) bei Strukturgrößen zwischen 2 μm und 5 μm . Die damit erforderlichen kritischen Stromdichten von einigen 10^5 A/cm^2 können mit Bikristallsubstraten mit $\vartheta = 24^\circ$ sehr leicht erreicht werden. Diese sind daher auch kommerziell am besten verfügbar.

Transmissionselektronenmikroskopische Untersuchungen haben gezeigt, daß die Filmkorngrenze aufgrund von Inselwachstum eine Welligkeit von mehreren 100 nm haben kann [60]. Die auch bei Bikristallkontakten zu verzeichnende Streuung der kritischen Ströme liegt in der Regel um $\pm 20\%$ [49]. Einschränkungen ergeben sich durch die Positionierung der Kontakte entlang einer einzigen Linie, was die Realisierung komplexerer Schaltungen erschwert. Desweiteren sind Bikristallsubstrate lediglich aus den Materialien *STO*, *MgO* und *YSZ* problemlos verfügbar. Nicht erhältlich sind Bikristalle aus *LAO*.

4.2.3 Herstellung

Im Rahmen der Arbeit wurden Arrays aus Stufenkontakten und aus Bikristallkontakten hergestellt. Die Herstellung beider Kontakttypen wird in Folge kurz beschrieben. Die Herstellung der auch in dieser Arbeit verwendeten e^- -Strahl-geschriebenen Kontakte ist in [58] näher beschrieben. Der Herstellungsprozeß läßt sich grob in Substratstrukturierung, Filmdeposition und Filmstrukturierung unterteilen. Im Falle von Bikristallsubstraten ist eine Strukturierung des Substrates nicht notwendig. Bei der Herstellung von Stufenkontakten ist der erste Schritt die Herstellung der Substratstufe.

Stufenherstellung

Die Grundlage und somit wichtigster Prozeßschritt bei der Herstellung von Stufenkontakten ist die Erzeugung der Stufe im Substrat. Die Stufe muß ausreichend steil sein, damit es zur Nukleation von nur zwei Korngrenzen

an der Stufe kommt (siehe oben). Desweiteren soll die Stufe gleichmäßig steil, möglichst glatt und ohne Rückstände aus dem vorangegangenen Prozeß sein, um so eine gleichmäßige Nukleation der Korngrenzen zu begünstigen. Schädigungen und Verunreinigungen der Substratoberfläche sollten so gering wie möglich gehalten werden, da das Wachstum von YBCO-Filmen bei praktisch allen gebräuchlichen Depositionsverfahren empfindlich darauf reagiert. Unter Umständen kann schon der Kontakt mit dem Maskenmaterial zu chemischen Unverträglichkeiten führen. Zur Erzeugung steiler Stufen sollte das Substratmaterial möglichst gerichtet abgetragen werden. Dafür adäquate Verfahren sind Trockenätzprozesse, bei denen der Abtrag durch Beschleunigung ionisierter Teilchen auf die Substratoberfläche stark anisotrop ist. Chemische Trockenätzprozesse (*RIE*=„reactive ion etching“) sind für die typischen HTSL-Substrate wie *STO*, *LAO* u.a. allerdings nicht geeignet. Bei diesen Prozessen entstehen gewöhnlich nichtflüchtige Reaktionsprodukte, die im Prozeßverlauf das Substrat mehr und mehr bedecken und damit zu einem vorzeitigen Ätzstop führen. Als das zweckmäßigste Verfahren hat sich der rein physikalische Abtrag mittels beschleunigter Edelgasionen erwiesen. Als Standardverfahren wurde in dieser Arbeit das Ar^+ -Ionenstrahlätzen (*IBE*=„ion beam etching“) verwendet.

Für die Strukturierung mittels *IBE* wird eine geeignete Maske benötigt. Das Maskenmaterial sollte hart bzw. dick genug sein, um dem Ionenbeschuß zu widerstehen. Es muß einfach und möglichst photolithographisch strukturierbar sein. Die dabei entstehenden Maskenflanken sollen steil und stabil unter Ionenbeschuß sein. Schlußendlich muß das Maskenmaterial nach Beendigung des Ätzprozesses leicht und ohne Schädigung der Substratoberfläche von dieser entfernbar sein. Als Maskenmaterial können Metallfilme z.B. aus Niob [56], Filme aus Kohlenstoff in amorpher [61] oder Diamant-ähnlicher Struktur [62], aber auch einfacher Photoresist (diese Arbeit) benutzt werden.

Aufgrund der einfachen Verfügbarkeit werden oft Niobfilme als Maskenmaterial gewählt. Ein Beispiel für einen solchen Prozeß ist ausführlich in [56] beschrieben. Zur Herstellung einer etwa 250 nm hohen Stufe wird ein typisch 600 nm dicker Niobfilm aufgesputtert. Der Niobfilm wird dann durch eine Photoresistmaske mittels *RIE* mit SF_6 strukturiert. Nach der Ionenstrahlätzung der Substratstufe werden die verbliebenen Reste der Niobmaske wiederum mit SF_6 in der *RIE* entfernt. Vorteil des Verfahrens sind die dank *RIE* sehr steilen Maskenflanken, die sich durch Ar^+ -*IBE* recht zuverlässig in das Substrat übertragen lassen. Die Härte des Maskenmaterials ist mit einem Verhältnis der Abtragsraten von Substrat und Maske von etwa 1:2 bei einer Ionenenergie von 500 eV ausreichend. Als nachteilig erwies sich der direkte Kontakt des Niob mit der Substratoberfläche sowie die Entfernung des ver-

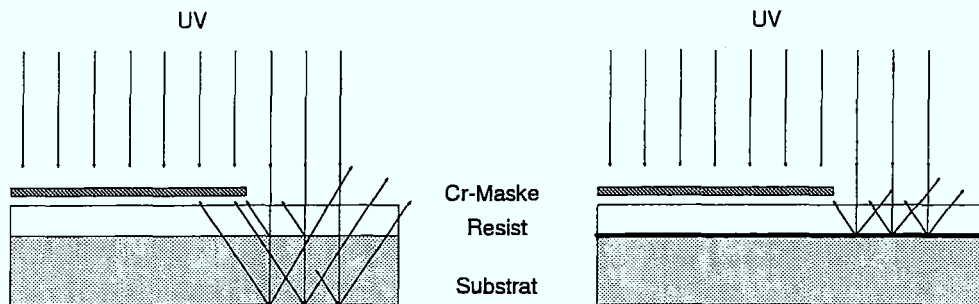


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Rückreflexionen während des Lithographieschrittes bei transparentem Substrat (links) und UV-undurchlässigem Substrat (rechts).

bleibenden Niob mittels *RIE*. Offenbar wird die Substratoberfläche speziell auf der nicht geätzten Seite der Stufe so stark geschädigt, daß Filmdeposition nicht mehr in ausreichender Qualität möglich ist [55].

Im Verlaufe der Arbeit erwiesen sich einfache Photoresistmasken als durchaus geeignet, steile Stufen im Substrat mittels *IBE* herzustellen. Vorteil ist die prinzipiell schnelle und reproduzierbare Herstellbarkeit solcher Masken in einem einfachen photolithographischen Schritt. Das Material ist bei entsprechender Dicke noch widerstandsfähig genug, das Substrat wirkungsvoll zu maskieren. Jedoch zeigte sich auch hier, daß der direkte Kontakt des Photoresists mit der Substratoberfläche zu Einbußen bei der Filmqualität führt. Entscheidend für die Steilheit der Resistflanke und damit auch die Steilheit der Substratstufe ist die im Lithographieschritt erzielte Auflösung. Bei der in dieser Arbeit verwendeten Kontaktlithographie ist diese von mehreren Faktoren abhängig, z.B. Parallelität von Maske und Substrat, Kontaktabstand, Lackdicke. Als auflösungsbegrenzender Faktor stellte sich aber das Substrat selbst heraus. Bei transparenten Substraten und speziell bei dem in dieser Arbeit vorzugsweise verwendeten *STO* kommt es zu erheblicher Rückstreuung an der Substratrückseite und damit zu unkontrollierter Belichtung des Resistes im Bereich der Kante. In Abbildung 4.2 ist dies vereinfacht dargestellt. Infolgedessen sind mit diesem Prozess hergestellte Lackkanten oft wellig und verrundet, die Reproduzierbarkeit leidet.

Um die genannten Nachteile des einfachen Resistmaskenprozesses zu vermeiden, wurde der zuvor kurz beschriebene Ablauf modifiziert. Der Prozeßablauf ist in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt und wurde im weiteren Verlaufe der Arbeit ausschließlich zur Herstellung steiler Substratstufen verwendet. Der Prozeß läuft wie folgt ab:

- Nach einer Grundreinigung mit Lösungsmitteln (standardmäßig Aceton

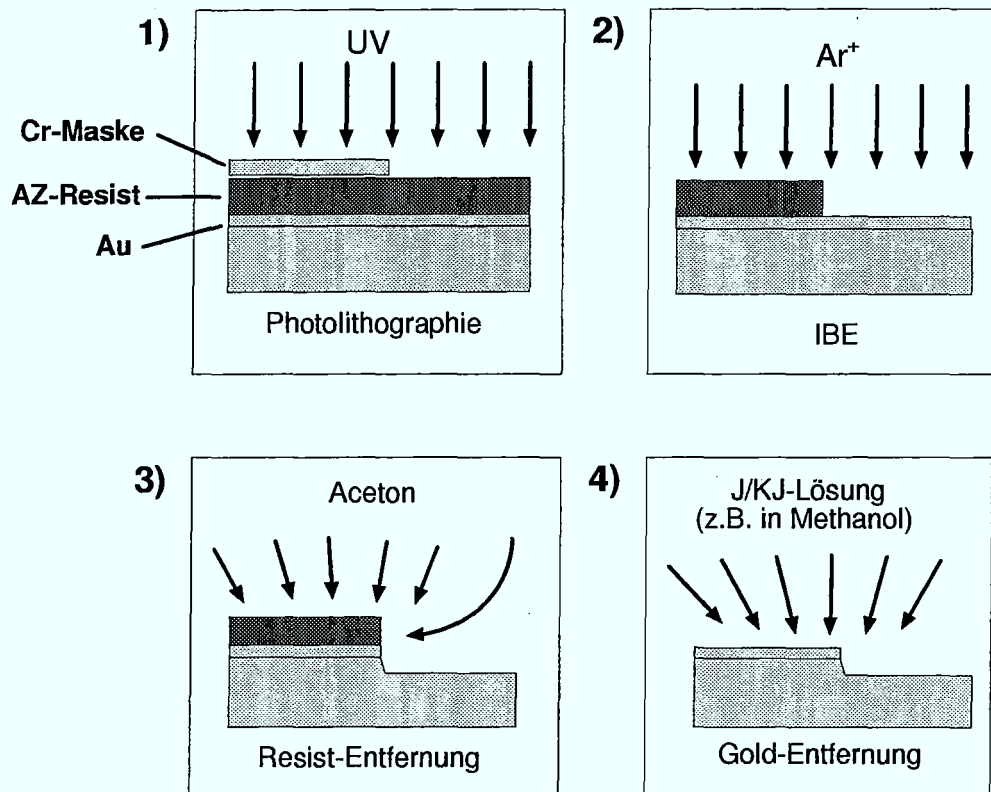


Abbildung 4.3: Die einzelnen Schritte des verwendeten Stufenherstellungsprozesses in schematischer Darstellung.

und Propanol) und Ultraschall wird das Substrat mit einer dünnen, etwa 25 nm bis 30 nm dicken Goldschicht bedampft. Die Goldschicht verhindert einerseits die Rückbelichtung des Photoresists im Falle transparenter Substrate, andererseits wird so ein direkter Kontakt von Photoresist und Substratoberfläche ausgeschlossen. Die Verwendung von Gold resultiert aus dessen einfacher Verfügbarkeit, vor allem aber aus der sehr guten chemischen Verträglichkeit mit *YBCO* [63] und allen gebräuchlichen Substratmaterialien.

- Auf das goldbeschichtete Substrat wird Photoresist aufgeschleudert. Als Photoresist wird standardmäßig der Umkehrlack AZ 5214 E der Firma Hoechst verwendet. Der Resist läßt sich je nach Prozeßführung als Positiv- oder Negativresist verwenden und gestattet prinzipiell die

Erzeugung von Strukturgrößen unter $1\text{ }\mu\text{m}$. Für die Verwendung als Ätzmaske wird der Resist im Positivprozeß verwendet, da bei Negativprozessierung Überhänge an der Lackkante entstehen. Die Resistdicke beträgt bei einer Schleuderdrehzahl von 4000 UpM etwa $1,4\text{ }\mu\text{m}$. Nach Trocknung des Resists (90° , 5 min) erfolgt photolithographisch eine Entlackung der Substratränder, um Randüberhöhungen zu entfernen. Die Stufenstruktur wird mit Hilfe einer Elektronenstrahl-geschriebenen Chrom-Kontaktmaske durch Belichtung mit UV-Licht (365 nm Wellenlänge, 6 mW/cm^2) in den Resist übertragen. Zur Entwicklung der Strukturen wird ein organischer, Metallionen-freier (MIF) Entwickler verwendet.

- Für die anschließende Strukturierung der Stufe mit *IBE* ist der verbleibende dünne Goldfilm aufgrund der hohen Abtragsrate von Gold nicht weiter hinderlich. Die Stufe wird mit einem Ar^+ -Ionenstrahl mit einer Ionenstromdichte von $0,5\text{ mA/cm}^2$ bei einer Ionenenergie von 500 eV ins Substrat übertragen. Die Probe befindet sich dabei auf einem auf etwa -10° C gekühlten Probenhalter mit Titanoberfläche und ist an diesen über einen dünnen Film aus Vakuumfett thermisch angekoppelt. Der Probenhalter wird so eingestellt, daß der Ionenstrahl parallel zur zu ätzenden Stufe und mit einem Winkel von 45° zur Normalen einfällt. Erfahrungsgemäß lassen sich auf diese Weise Redepositionen an der Oberkante der Stufe weitestgehend vermeiden.
- Nach Strukturierung der Stufe werden die Resistmaske sowie der verbliebene Goldfilm entfernt. Die Entfernung des Resists erfolgt standardmäßig mit Aceton im Ultraschallbad. Eventuell vorhandene redeponierte Rückstände an der Substratkante sind in aller Regel nicht in Aceton löslich. Diese werden, sofern dies nicht schon im Ultraschallbad geschehen ist, vorsichtig auf mechanischem Wege entfernt (Wattestäbchen). Der nun freiliegende Goldfilm wird mit einer Ätzlösung aus Iod und Kaliumiodid in Methanol auf chemischem Wege entfernt. Die Endreinigung des strukturierten Substrates vor der anschließenden Filmdeposition besteht in einer einminütigen Reinigung der Oberfläche mit dem Ionenstrahl ($0,25\text{ mA/cm}^2$, 250 eV).

Mit dem oben beschriebenen Verfahren zur Herstellung von Substratstufen lassen sich saubere, glatte und hinreichend steile Stufen in den Standardsubstraten *STO* und *LAO* herstellen. Durch Einführung des Goldfilms in die Prozeßführung konnten Zuverlässigkeit und Reproduzierbarkeit im Vergleich zum einfachen Resistmaskenprozeß signifikant gesteigert werden. So wurden im Verlaufe der Arbeit innerhalb von Schaltungen aus vier benachbarten

Kontakten auf *STO*-Substraten Streuungen bis zu $\pm 7\%$ erzielt, übliche Werte für solche Strukturen lagen unter $\pm 20\%$ (siehe dazu Kapitel 6).

Filmdeposition

Zur Deposition der *YBCO*-Filme wurden, je nach Kontakttyp, verschiedene Verfahren genutzt. Zur Herstellung von Stufenkontakten wurde auf das Verfahren der Laserablation zurückgegriffen. Der schnelle Wachstumsprozeß bei der Laserablation begünstigt das Wachstum von Korngrenzen im Bereich der Stufe ohne Überwachsen der Kante. Er erlaubt daher, im Gegensatz zu langsameren Sputterprozessen, ein günstigeres Verhältnis von Filmdicke zu Stufenhöhe [56, 59], d.h. die Stufe kann zur Erreichung eines bestimmten Kontaktquerschnittes deutlich niedriger sein. Der benutzte Laserablationsprozeß ist in [64] und [56] näher beschrieben. Für die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Stufenkontakte wurden *YBCO*-Filme von etwa 200 nm Dicke auf etwa 250 nm hohen Stufen abgeschieden. Dies entspricht einem Verhältnis von Filmdicke zu Stufenhöhe von etwa 0,8.

Bei der Herstellung von Einkristallkontakten wurden verschiedene Depositionsverfahren verwendet. Neben der Laserablation kam auch ein spezielles Hochdruck-Sputterverfahren zum Einsatz. Dieses ist zum Beispiel in [65] näher beschrieben. Einzelne Substrate wurden mit dem Verfahren der Ko-verdampfung an der Universität München beschichtet [66]. Ein signifikanter Unterschied der Kontakteigenschaften oder Parameterstreuungen bei Verwendung des einen oder anderen Verfahrens wurde bei den in dieser Arbeit hergestellten Proben nicht festgestellt.

Filmstrukturierung

Die Strukturierung der fertigen Filme in aktive Bereiche, Leiterbahnen und Kontaktierungsflächen wurde, ähnlich dem Verfahren zur Stufenherstellung, mit *IBE* vorgenommen. Dazu wurde auf dem *YBCO*-Film auf photolithographischem Wege eine entsprechende Resistmaske hergestellt. Auf eine Zwischenschicht aus Gold kann dabei verzichtet werden, da *YBCO* bei entsprechender Schichtdicke lichtundurchlässig ist. Das photolithographische Verfahren entspricht ansonsten dem bei der Stufenherstellung. Zur Strukturierung mit *IBE* wurde die Achse des Probenhalters um 10° gegen die Einfallrichtung des Ionenstrahls verkippt und mit etwa 20 UpM rotiert, um so der Redeposition abgesputterten Materials an den Kanten der Struktur vorzubeugen. Zur Strukturierung wurde Ar^+ -Ionenstrahl mit einer Ionenenergie von nur 250 eV und einer Strahlstromdichte von lediglich $0,25\text{ mA/cm}^2$ verwendet. Zusätzlich wurde die Probe in 10 sec Zeitintervallen von einem Shutter abgedeckt.

Diese Maßnahmen zielten auf eine möglichst geringe thermische Belastung der mikroskopischen, aktiven Strukturen ab, um so den Sauerstoffverlust im Bereich der Korngrenze zu minimieren. Nach Abschluß der Strukturierung wurde die Lackmaske mit Aceton im Ultraschallbad entfernt.

Die Vergoldung der Kontaktflächen erfolgte in einem Lift-off-Verfahren. Die standardmäßig aufgedampfte Dicke der Goldschicht betrug 200 nm. Abschließend wurden die Proben einer Plasmabehandlung mit Sauerstoff unterzogen. Dies geschah in einem Heißwandsystem bei einer Temperatur von etwa 200° C, einem Sauerstoffdruck von etwa 1 mbar und einer hf-Plasmaleistung von etwa 300 W über eine Zeit von 30 min. Die Proben befanden sich dabei in einem Faradayschen Käfig. Damit konnten zwei Effekte erzielt werden. Zum einen verbesserte sich die Haftung des Goldfilmes auf den Kontaktflächen, was mit einer gleichzeitigen Verringerung der Übergangswiderstände verbunden war. Zum anderen wurde durch diesen Prozeßschritt die durch die thermische Belastung während des Prozeßablaufs gestörte Sauerstoffstöchiometrie im Kontaktbereich weitestgehend wiederhergestellt. Dies wird allgemein als Sauerstoffbeladung bezeichnet.

4.3 Aufbau des Messplatzes

Ein Ziel der Arbeit war, die dynamischen Eigenschaften kleinerer Netzwerke aus Josephson-Kontakten über die Messung von Strom-Spannungs-Beziehungen gleichstrommäßig zu charakterisieren. Dies bedeutet in der Regel die Messung einer oder mehrerer Spannungen innerhalb eines Netzwerkes in Abhängigkeit von einer Vorgabegröße. Die Vorgabegröße ist dabei zumeist ein kontinuierlich variiertes Speisestrom (z.B. Messung der I-U-Kennlinie) oder eine variable, stromabhängige Größe (z.B. Magnetfeld). Ein einfaches Beispiel wäre die Serienschaltung zweier ungleicher Josephson-Kontakte, die mit einem variablen Strom gespeist werden. Die simultane Messung der Spannungen über beiden Kontakten in Abhängigkeit vom Speisestrom liefert dann ebenso simultan die I-U-Kennlinien beider Kontakte. Ein solches System ist auf diese Weise z.B. in [9] experimentell untersucht worden. Zur Untersuchung des Verhaltens kleinerer Netzwerke ist es zudem zweckmäßig, zwischen bestimmten Punkten des Netzwerkes konstante Ströme einzuspeisen. So kann der Arbeitspunkt einzelner Kontakte oder Kontaktgruppen gezielt beeinflusst werden.

Zu diesem Zweck wurde ein Messplatz errichtet, dessen Struktur in Form eines Blockschaltbildes in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Kern des Messplatzes ist eine am ISI entwickelte, vollständig Akku-betriebene Messelektronik, bestehend aus spannungssteuerbaren Stromquellen und differentiellen

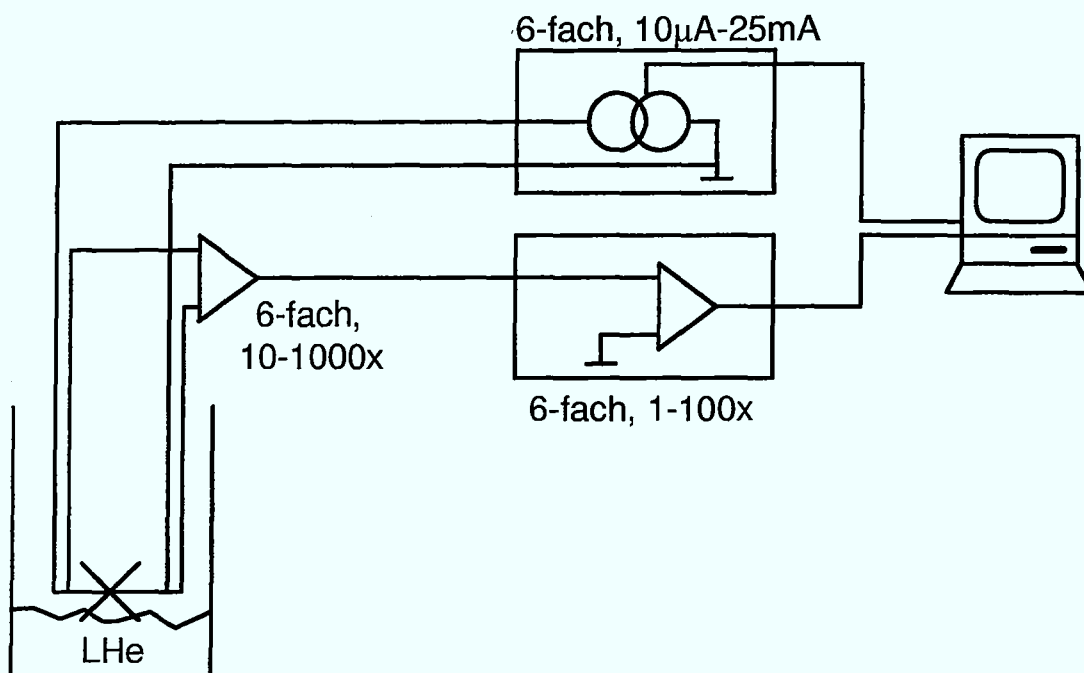


Abbildung 4.4: Blockschaltbild des aufgebauten Meßplatzes mit 6 Spannungs- und 6 Stromkanälen zur vollständigen dc-Charakterisierung kleiner Netzwerke.

Verstärkerzügen. Da die zu messenden Spannungen teilweise im μV -Bereich liegen, wurde die erste Verstärkerstufe der Elektronik nah bei der Probe im warmen Teil des Probenhalters angeordnet. Auf diese Weise können Störungen durch zu lange Leitungen weitestgehend ausgeschaltet werden. Der Probenhalter ist speziell für Messungen der oben beschriebenen Art entwickelt worden. Aufgrund der Vielzahl der an die Probe anzuschließenden Leitungen mußten sowohl die Leitungsführung als auch die Erdung von Probe und Messelektronik optimiert werden. Letztendlich resultierte daraus eine Amplitude der in die Probe eingestreuten niederfrequenten ($< 10\text{ kHz}$) Spannungsschwankungen von nur $3\text{ }\mu\text{V}$. Die Proben werden auf einen steckbaren Chipträger geklebt und mittels Ultraschallbonden an das Leitungssystem des Probenhalters kontaktiert. Die Kühlung des Probenhalters erfolgt in einem Flüssighelium-Dewar, Temperaturänderungen durch Variation der Höhe. Die Bestimmung der Temperatur wird mit einer kalibrierten Siliziumdiode vorgenommen. Der unmittelbare Probenbereich wird durch einen Tubus aus *Cryoperm*TM gegen magnetische Störungen abgeschirmt. Die Erzeugung annähernd homogener magnetischer Felder im Probenbereich geschieht mit Hilfe einer Feldspule im Probenbereich. Für die Einspeisung

zusätzlicher, konstanter Ströme stehen netzbetriebene Präzisionsstromgeber zur Verfügung. Die Erfassung der Meßdaten erfolgte computergestützt über einen 12-bit AD-Wandler. Ein speziell für diesen Zweck entwickeltes Programm zur Datenerfassung und Darstellung [67] gestattete die vollständige Kontrolle auch komplexerer Schaltungen.

Kapitel 5

Konventionelle ein- und zweidimensionale Arrays

Im folgenden werden Experimente mit klassischen Arrayschaltungen und die daraus erhaltenen Ergebnisse kurz dargestellt. Die Anwendbarkeit als Oszillatoren beim derzeitigen technologischen Stand wird diskutiert.

5.1 Serien-Arrays

Serienarrays zählen zu den klassischen Josephson-Kontaktarrays. Durch die eindimensionale Anordnung der Kontakte addieren sich die Impedanzen der Einzelkontakte zur Gesamtimpedanz des Arrays. Dies ist z.B. bei zweidimensionalen Arrayschaltungen a priori nicht gegeben. Mit Serienarrays ist also Impedanzanpassung an Wellenleiter- oder Antennenstrukturen, die meist eine Impedanz von $50\ \Omega$ bis $60\ \Omega$ besitzen, sehr einfach möglich. Die Stromversorgung der Arrays erfolgt wie beim Einzelkontakt durch eine einzige Zuleitung. Schwierigkeiten, wie sie z.B. bei parallel gespeisten Serienarrays durch parasitäre Resonanzen in den Zuleitungen entstehen, sind somit von vorne herein ausgeschlossen. Kleinere Serienarrays bis zu 100 Kontakten können als konzentrierte Bauelemente angesehen werden. Eine Integration in z.B. verteilte Resonatorstrukturen wie in [4] ist dann noch nicht notwendig.

Trotz aller beschriebenen Vorteile einfacher Serienarrays ist deren Anwendbarkeit mit HTSL beim derzeitigen Stand der Technologie fraglich. Um dennoch aus experimentellen Ergebnissen eine Aussage über die Realisierbarkeit eindimensionaler Oszillatorarrays zu erhalten, wurden in Antennen integrierte Serienarrays hergestellt und hochfrequenzmäßig charakterisiert. Diese Arbeiten fanden in enger Zusammenarbeit mit *J. Konopka* vom Institut für Mobil- und Satellitenfunktechnik (IMST) in Kamp-Lintfort statt.

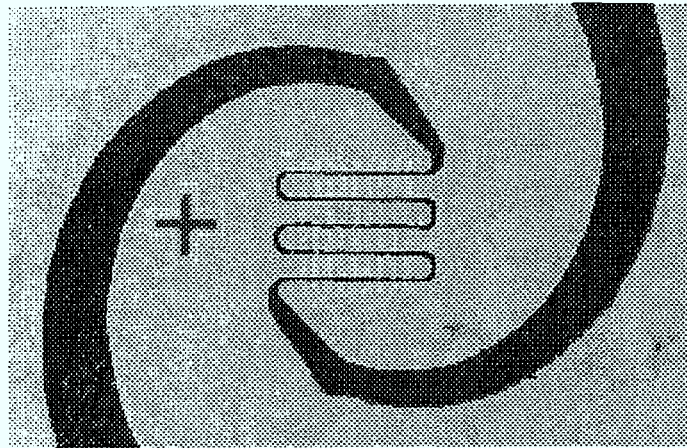


Abbildung 5.1: 100-Kontakt Serienarray im Zentrum einer TALSA. Die Breite des Mäanders beträgt $5\ \mu\text{m}$.

5.1.1 Schaltungsbeschreibung und Meßaufbau

Für die Hochfrequenzexperimente wurden Serienarrays aus 100 HTSL-Stufenkontakten in mm-Wellenantennen integriert. Da die hergestellten Strukturen quasioptisch an die Oszillatoren bzw. Empfänger gekoppelt werden sollten, wurde hierfür sogenannte zweiarmige logarithmische Spiralantennen (*engl.*: „Two-arm Logarithmic Spiral Antenna“ TALSA) benutzt. TALSAs besitzen gegenüber den sonst sehr beliebten „bow-tie“-Antennen den Vorteil einer rotationssymmetrischen Strahlungscharakteristik mit auf der Antennenebene senkrechter Hauptkeule. Weiterhin gehören TALSAs zur Familie der frequenzunabhängigen Antennen, d.h. Impedanz und Strahlungscharakteristik sind über viele Oktaven frequenzunabhängig [68]. Dieser Antennentyp ist damit prädestiniert für die Verwendung mit den breitbandigen Josephson-Oszillatoren. Eine gewisse Rückkopplung des Oszillatorarrays wird im Falle der Antennenkopplung mit Hilfe der durch Fehlanpassung an die Antenne erzeugten Reflexionen erzielt.

Abbildung 5.1 zeigt ein 100-Kontakt-Serienarray im Zentrum einer TALSA. Das Array wurde als Mäander über 10 senkrecht dazu verlaufende Gräben im Substrat ausgeführt. Dadurch bildeten sich in jedem der 5 Mäanderarme 20 Stufenkontakte jeweils an den Flanken der Gräben aus, insgesamt also 100 Kontakte. Die Goldkontaktflächen befanden sich am äußersten Ende der beiden Antennenarme. Eine Störung der Abstrahlcharakteristik durch die Kontaktierung konnte ausgeschlossen werden, da bei diesem Antennentyp lediglich der innere Bereich bis zu einer Wellenlänge aktiv ist [68]. Für die Hochfrequenzmessungen wurden die LAO-Substrate mit den fertigen Struk-

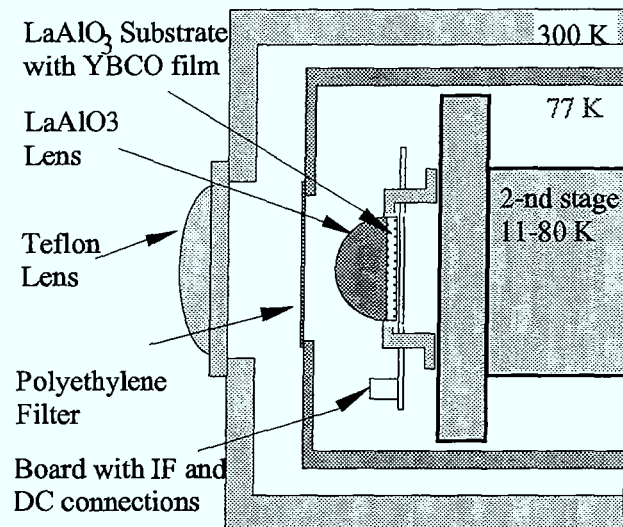


Abbildung 5.2: Detailzeichnung des quasioptischen Aufbaus zur hf-Charakterisierung von Josephson-Kontakten und Arrays am IMST.

turen auf die flache Seite einer semisphärischen *LAO*-Linse geklebt und in ein quasioptisches System eingebaut. Eine Schemazeichnung des optimierten Aufbaus zeigt Abbildung 5.2 [28]. Der Aufbau erlaubte eine präzise Einstellung der Temperatur im Bereich 11 K bis 80 K. Zur hochfrequenzmäßigen Charakterisierung stand ein Empfänger für Frequenzen um 12 GHz zur Verfügung.

5.1.2 Charakterisierung

Die 100-Kontaktarrays wurden bei 18 K charakterisiert. Die Arrays hatten typische I_c^{min} -Werte (kritischer Strom des schwächsten Kontaktes) um $100 \mu\text{A}$ sowie Normalleitungswiderstände zwischen 80Ω und 200Ω . Bei dieser Temperatur und ohne jegliche Einstrahlung eines externen Signals zeigte sich in den I-U-Kennlinien der Arrays eine Stufenstruktur mit einer ersten steilen Stufe bei etwa 1 mV, entsprechend etwa 480 GHz. Diese Struktur war unabhängig vom angelegten Magnetfeld. Eine Erklärung hierfür bietet die Mäanderstruktur mit den eng beieinander liegenden Leitungen, die durch das relativ hohe $\epsilon_r=23,8$ des *LAO*-Substrates eine große geometrische Kompression besitzt [69]. Es können daher im Frequenzbereich über 150 GHz verschiedene Resonanzen erwartet werden. Solche Selbstresonanzen der Mäanderstruktur in Verbindung mit hochfrequenten Koppeleffekten zwischen den

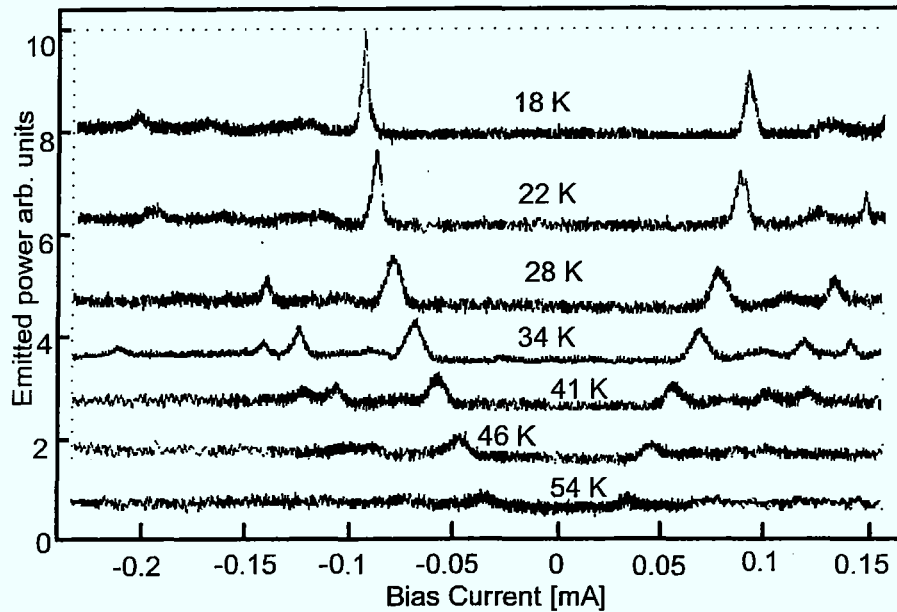


Abbildung 5.3: Typische 12,6 GHz-Emission eines 100-Kontaktserienarrays bei verschiedenen Temperaturen.

Kontakten in den eng benachbarten Leitungen können als Ursache der Stufenstruktur angesehen werden. Gestützt wird diese Erklärung durch die Tatsache, daß die Stufen bei höheren Temperaturen verschwinden, da dann der Oberflächenwiderstand der Leitungen steigt und somit die Güte der Resonanzen abnehmen sollte. Es war apparativ nicht möglich, die Emission eines 100-Kontaktarrays im Bereich dieser Selbstresonanzen zu messen.

Die Messungen der Emission der 100-Kontaktarrays wurden bei 12,6 GHz durchgeführt. Das für die meisten der hergestellten Proben typische Emissionsverhalten ist in Abbildung 5.3 beispielhaft für eine Probe in Abhängigkeit von der Temperatur gezeigt. Emission wurde in verschiedenen Arbeitspunkten des Arrays nachgewiesen. Dies muß mit der großen Streuung der Kontaktparameter in Verbindung gebracht werden. Emittierte Leistung und Linienbreite waren umgekehrt proportional zur Temperatur und entsprachen damit in etwa dem bei alleiniger Berücksichtigung thermischen Johnson-Rauschens erwarteten Verhalten. Die Linienbreite der schmalsten Emissionslinie bei 18 K konnte zu etwa 7 GHz abgeschätzt werden. Die Arrays zeigten in diesen Fällen keine Anzeichen von Phasensynchronisation.

Anzeichen von Synchronisation zumindest mehrerer Kontakte des Arrays wurden bei lediglich einer einzigen Probe festgestellt. Das Emissionsverhalten in Abhängigkeit von der Temperatur ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Unterhalb etwa 35 K stieg die emittierte Leistung schneller an als bei den oben beschrie-

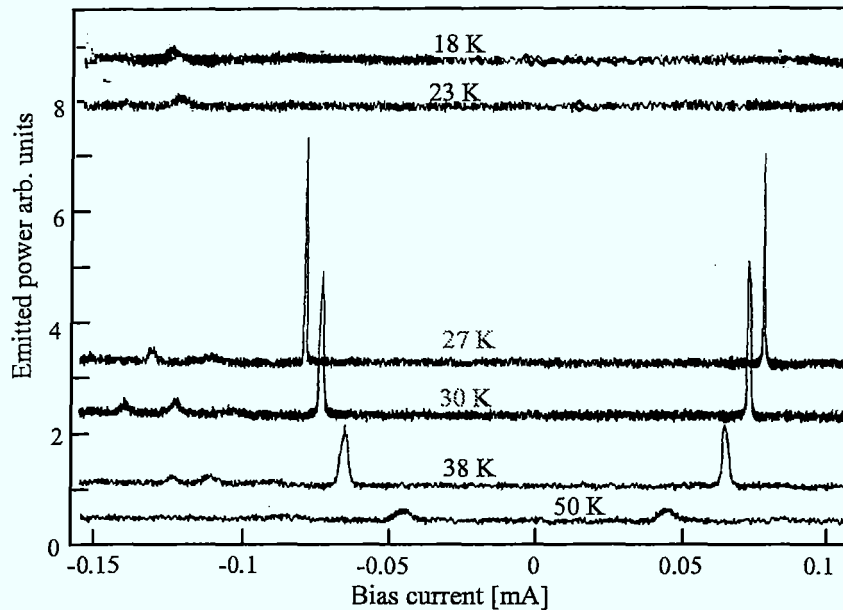


Abbildung 5.4: 12,6 GHz-Emission des 100-Kontaktserienarrays mit möglicherweise partieller Synchronisation bei 27 K für verschiedene Temperaturen.

benen Proben. Bei etwa 27 K konnte eine rasche Verringerung der Linienbreite auf $\Delta f_{3db} \approx 200$ MHz beobachtet werden. Bei weiterer Absenkung der Temperatur verschwand die Emission plötzlich. Ein solches Verhalten kann mit der gegenseitigen Phasensynchronisation mehrerer Kontakte des Arrays erklärt werden, wenn man, wie von *Hadley et al.* gezeigt [26], eine sehr geringe Stabilität der Synchronisation annimmt. Anzeichen für partielle Synchronisation wurden ebenfalls von *Konopka et al.* an in „bow-tie“-Antennen integrierten Serienarrays aus 10 HTSL-Stufenkontakten beobachtet [28].

Die beschriebenen Ergebnisse machen deutlich, daß die vollständige Phasensynchronisation von HTSL-Serienarrays unter Nutzung des derzeitigen technologischen Potentials schwierig ist. Zum einen sind die Streuungen der Kontaktparameter viel zu hoch, als daß Phasensynchronisation bei nicht wirklich optimaler Rückkopplung (wie z.B. in den beiden oben beschriebenen Fällen) stattfinden könnte. Die optimale Rückkopplung bedingt jedoch die Anbringung entsprechend optimierter Koppelschleifen, in die zweckmäßigerweise die Last (z.B. ein Mischer) direkt integriert werden müßte. Solche Systeme wurden mit Tieftemperatursupraleitern bereits realisiert [4]. Eine von der jeweiligen Anwendung unabhängige Realisierung solcher Oszillatoren ist daher nur schwer möglich, im Gegensatz zu Schaltungen mit internem Synchronisationsmechanismus. Eine solche Schaltung wurde in Kapitel 3 vorgestellt.

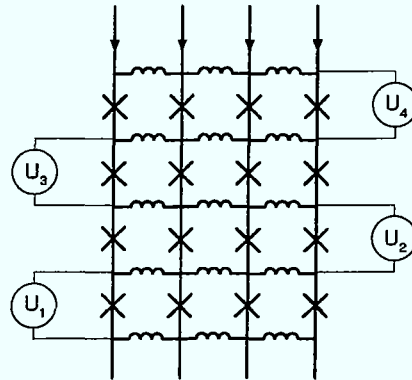


Abbildung 5.5: Schaltschema des untersuchten 4x4-2d-Arrays mit Spannungsaufgriffen.

5.2 2d-Arrays

Zweidimensionale Arrays (2d-Arrays) sind Netzwerke aus Josephson-Kontakten im eigentlichen Sinne. Die detaillierte experimentelle Untersuchung der Dynamik solcher Schaltungen ist aufgrund der Komplexität schwierig und erfolgte daher bislang nur mit speziellen Analyseverfahren (Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop, TTREM, z.B. [31]). Auf diese Weise konnten sogar Aussagen über das Verhalten einzelner Kontakte des Arrays getroffen werden.

Bestimmte Schaltungsvarianten zweidimensionaler Arrays erlauben es, mit Hilfe einfacher dc-Messungen die Dynamik der Schaltungen zu untersuchen. Es kann erwartet werden, daß durch intensiven Vergleich von Meßdaten mit numerischen Simulationen ein klareres Bild der Dynamik solcher Schaltungen entworfen werden kann. Eine solche Untersuchung wurde im Rahmen dieser Arbeit begonnen. Die ersten Ergebnisse sollen an dieser Stelle vorgestellt werden.

5.2.1 Schaltungsbeschreibung

Die hier betrachtete Schaltungsvariante zweidimensionaler Netzwerke ist das sogenannte „shorted 2d array“. Ein Prinzipschaltbild ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Es handelt sich um eine Schachbrett-artige Anordnung einzelner Kontakte, die paarweise zu SQUID-Zellen zusammengefaßt sind, d.h. es sind n Serien (Spalten) von n Kontakten parallel geschaltet und durch supraleitende Induktivitäten quer verbunden (Reihen). Das kleinste solcher $n \times n$ -Arrays, in dem nicht ausschließlich Randzellen existieren, ist das Array mit 4x4 Kontakten. Es ist damit das kleinste mögliche Array dieses Typs

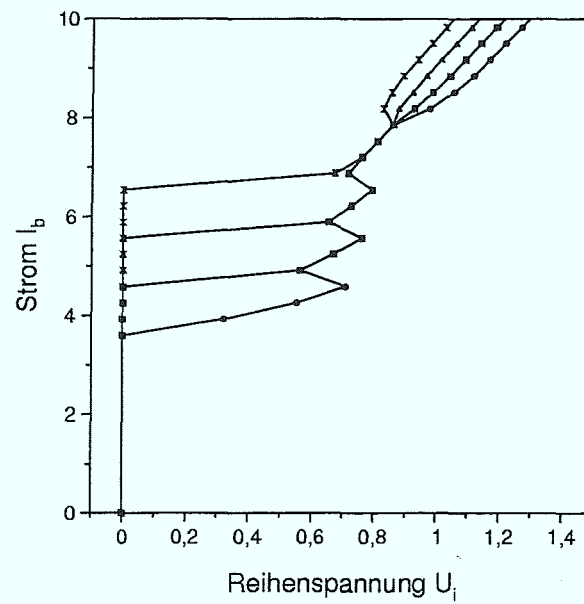


Abbildung 5.6: Simulierte I-U-Kennlinien der einzelnen Reihen eines 4x4-Arrays. In dem Intervall, in dem die Kennlinien identisch sind, sind alle Kontakte synchronisiert (Simulation *J. Pivarc* [32])

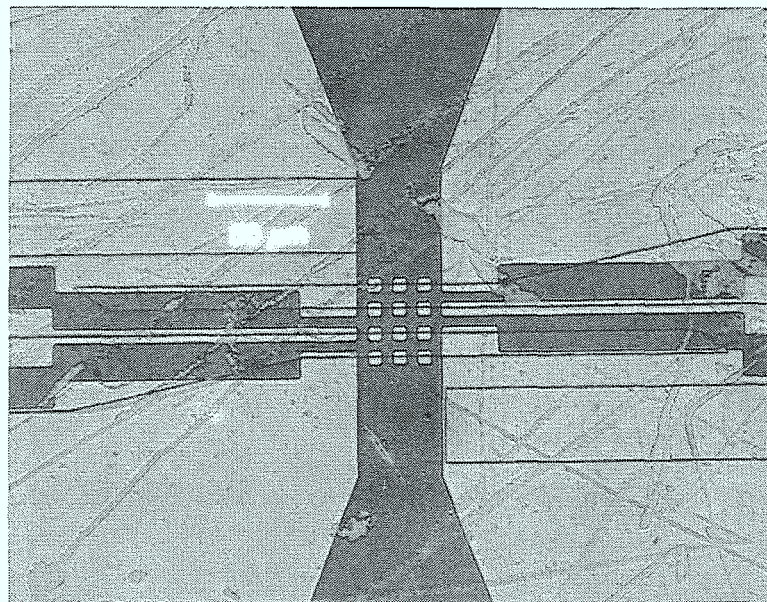


Abbildung 5.7: Photographische Aufnahme der realen Schaltung. Der Zweck der einzelnen Anschlußleitungen wird im Vergleich mit Abbildung 5.5 deutlich.

mit wirklich zweidimensionaler Topologie. Die Kontakte einer Reihe sind aufgrund der Flußquantisierung in den einzelnen Zellen des Arrays automatisch niederfrequent gekoppelt. An diesen Kontakten fällt mithin immer die gleiche dc-Spannung ab. Zur vollständigen Synchronisation des Arrays muß daher eine Kopplung der Reihen erreicht werden. Diese Kopplung kann durch Hochfrequenzwechselwirkung zwischen den einzelnen Reihen, z.B. über eine externe Koppelschleife, vermittelt werden. Numerische Simulationen zeigen, daß diese Kopplung unter bestimmten Bedingungen und auch bei Berücksichtigung ungleicher Kontakte stattfinden kann [32]. Abbildung 5.6 zeigt das Ergebnis einer solchen Simulation. Dargestellt sind die Spannungen an den 4 Reihen des Arrays bezüglich des Speisestromes der Schaltung. In einem bestimmten Intervall des Speisestromes sind die Spannungsabfälle an allen Reihen identisch. In diesem Intervall sind alle Kontakte des Arrays synchronisiert. Dieser Effekt ist im Falle der vorliegenden Schaltung prinzipiell auch makroskopisch durch Messung der Spannungen der einzelnen Reihen beobachtbar. Es wurde daher ein entsprechendes Schaltungslayout entwickelt und unter Verwendung von HTSL-Stufenkontakten auf LAO in reale Schaltungen umgesetzt. Abbildung 5.7 zeigt die photographische Aufnahme einer solchen Schaltung. Deutlich zu erkennen sind oben und unten die breiten Zuleitungen für den Speisestrom der Schaltung sowie beidseits der Schaltung diverse Anschlußleitungen zum Spannungsabgriff und zur zusätzlichen und unabhängigen Stromspeisung einzelner Reihen. Man vergleiche dazu mit Abbildung 5.5. Die Schaltungen waren in mm-Wellenantennen (sog. *bow tie*-Antennen) als Last integriert. Auf diesem Wege sollte eine gewisse hochfrequente Kopplung erzielt werden. Da aufgrund des verwendeten Kontakttyps (Stufenkontakte) zu erwarten war, daß die erlaubte Toleranzgrenze der I_c -Streuung nicht unterschritten würde, wurde die Möglichkeit vorgesehen, den Arbeitspunkt einzelner Reihen unabhängig einzustellen. Dies entsprach einem Verschieben der Kennlinien entlang der Stromachse. So konnte das Synchronisationsverhalten der Schaltung auch im Falle zu hoher Streuungen noch studiert werden.

5.2.2 dc-Messungen

Wie erwartet waren die Streuungen der hergestellten 2d-Arrays zu hoch, als daß Synchronisation selbstständig hätte stattfinden können. Das maximale Reihen- I_c war typisch 150 % bis 200 % des minimalen Reihen- I_c . Dies entspricht Streuungen zwischen ± 20 % und ± 30 %. Über die I_c -Schwankungen innerhalb der einzelnen Reihen kann keine präzise Aussage gemacht werden. Aufgrund der Spannungsmittelung innerhalb der einzelnen Reihen dürfte die wirkliche Streuung jedoch um etwa einen Faktor $\sqrt{4}$ höher liegen.

Durch verschieben der Arbeitspunkte einzelner Reihen konnte in der Re-

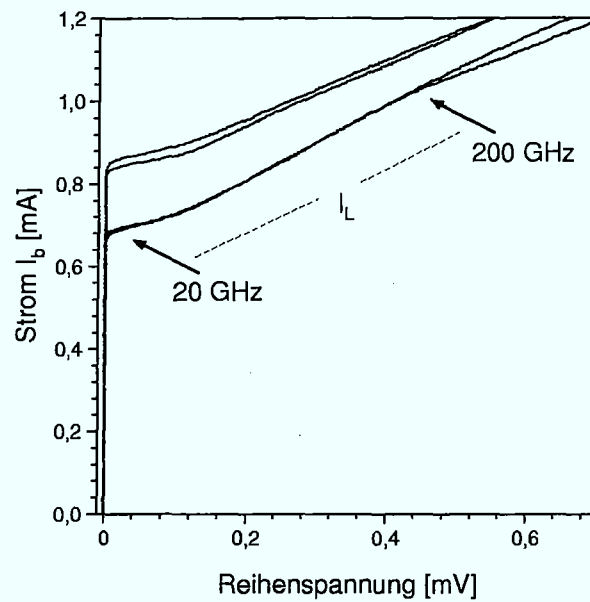


Abbildung 5.8: Spannungen an allen 4 Reihen des untersuchten 4x4-Arrays in Abhängigkeit von I_b bei Synchronisation zweier benachbarter Reihen.

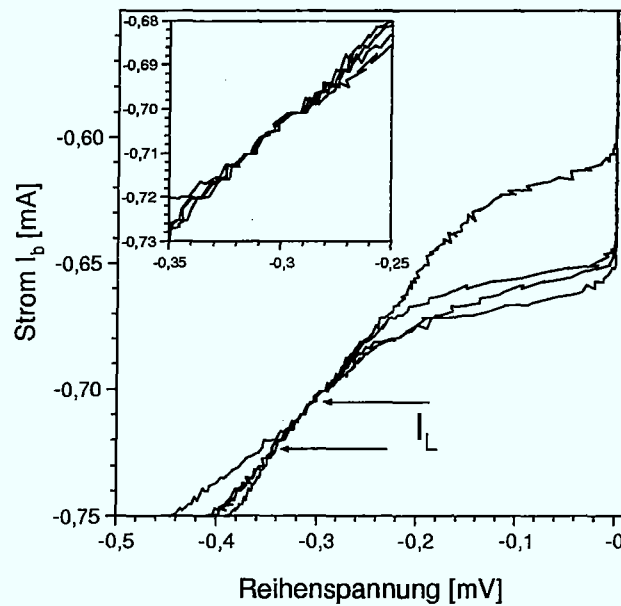


Abbildung 5.9: Spannungen an allen 4 Reihen des untersuchten 4x4-Arrays in Abhängigkeit von I_b bei vollständiger Synchronisation aller 16 Kontakte. Der Einschub zeigt das Synchronisationsintervall vergrößert.

gel partielle Synchronisation erreicht werden, d.h. die Synchronisation von 2 oder 3 benachbarten Reihen. In Abbildung 5.8 ist dies für den Fall zweier synchronisierter Reihen dargestellt. In diesem Fall konnte Synchronisation von 20 GHz bis zu Frequenzen von über 200 GHz erreicht werden. In einem Falle wurde sogar vollständige Synchronisation eines Arrays beobachtet. In Abbildung 5.9 sind für diesen Fall die I-U-Kennlinien aller vier Reihen bezüglich des Speisestromes aufgetragen. Zu erkennen ist, daß alle vier Kennlinien in einem kleinen Intervall I_L , dem Synchronisationsintervall, gleich sind. Das bedeutet, daß in diesem Bereich 16 HTSL-Josephson-Kontakten synchronisiert sind. In allen Fällen war das Auftreten der Synchronisation empfindlich vom externen Magnetfeld abhängig. Schon kleinste Schwankungen konnten den Zustand der Schaltung ändern. Dies ist ein starker Hinweis darauf, daß die Bewegung magnetischer Vortices im Netzwerk das Synchronisationsverhalten bestimmt.

Synchronisation fand immer zwischen benachbarten Reihen statt. Die Synchronisation von nur zwei benachbarten Reihen war deutlich bevorzugt und auch stabiler als die Synchronisation von 3 Reihen. Synchronisation aller 4 Reihen wiederum war instabiler als die von 3 Reihen. Eine mögliche Interpretation dieses Verhaltens ist wiederum die Vortexbewegung im Netzwerk. In [31] wurde gezeigt, daß die Bewegung einzelner Vortices senkrecht zur Richtung des Stromtransportes entlang der Reihen erfolgt. Weiter konnte nachgewiesen werden, daß in benachbarten Reihen eine gegenläufige Bewegung von Vortex und Antivortex durch die Induktion von Ringströmen in den einzelnen Schleifen zur Synchronisation führt. Die Erzeugung eines solchen Vortex-Antivortex-Paares ist sicherlich wahrscheinlicher, als die Erzeugung von 3 oder gar 4 synchronen Vortices. Eine exakte Interpretation der Ergebnisse erfordert jedoch mehr und detailliertere experimentelle sowie theoretische Untersuchungen. Es konnte zumindest bislang nachgewiesen werden, daß Synchronisation trotz schwacher Kopplung des Arrays über eine Antenne in diesem Arraytyp möglich ist. Für zukünftige Experimente sollte eine stärkere Kopplung des Arrays sowie eine Möglichkeit zur Detektion von Strahlung vorgesehen werden, z.B. ähnlich dem in Kapitel 7 beschriebenen Prinzip. Auf diese Weise könnten dann ebenfalls Aussagen über die Art der Synchronisation, ob gleich- oder gegenphasig, gemacht werden. Solche Experimente werden derzeit in Angriff genommen.

Kapitel 6

dc-Messungen an Serienarrays in supraleitenden Schleifen

Im folgenden wird die Realisierung des in Kapitel 3 beschriebenen Schaltungstyps der Serienarrays in supraleitenden Schleifen mit HTSL sowie die Charakterisierung der hergestellten Schaltungen durch Messung von Strom-Spannungs-Kennlinien dargestellt. Es werden die einzigartigen Möglichkeiten des verwendeten Meßverfahrens beim Nachweis und der Untersuchung der Synchronisation demonstriert sowie einige der Schlüsseigenschaften der Synchronisation in diesem Schaltungstyp experimentell überprüft.

6.1 Charakterisierung der Arrays

6.1.1 Layout

Als Richtlinie für den Entwurf eines Layouts zur Realisierung von Serienarrays in supraleitenden Schleifen diene das in Kapitel 3 abgeleitete Resonanzkriterium 3.13. Die einfachste Schaltung dieses Typs enthält vier Kontakte. Für ein Array mit insgesamt vier Kontakten, d.h. $M = 2$, erhält man unter der Annahme $\beta_C = 1$ im Arbeitspunkt $i_b = 2,2$ einen optimalen Wert für die Induktivität L wenn:

$$L \approx 0,54 \cdot 10^{-15} \text{ Wb} \cdot \frac{1}{I_c} \quad (6.1)$$

Für Korngrenzenkontakte typische Werte der kritischen Ströme I_c liegen im Bereich $100 \mu\text{A}$ bis über 1 mA im Temperaturbereich unter 15 K . Zur Erfüllung der Optimalbedingung wären daher Schleifeninduktivitäten im Bereich $0,5 \text{ pH}$ bis etwa 6 pH notwendig. Derart kleine Induktivitäten sind in Einlagentechnologie nur mit speziellen Techniken, z.B. der Erzeugung von

sub- μm -Schlitzen [70], realisierbar. Die Verwendung supraleitender Grundplatten würde diesen Zweck auch erfüllen [71], erfordert aber den Einsatz von Mehrlagentechnologie. Beide Möglichkeiten standen für die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Schaltungen nicht zur Verfügung. Da auch für β_L -Werte, die deutlich größer als der Optimalwert sind, Phasensynchronisation erwartet werden kann (siehe Kapitel 3), wurden sämtliche Schaltungen in Einlagentechnologie hergestellt.

Im Rahmen dieser Arbeit sollte die umfassende Charakterisierung der Arrays durch Messung der Gleichspannungen an allen Kontakten im Vordergrund stehen. Das Schaltungslayout mußte daher zusätzlich den folgenden Anforderungen gerecht werden, die jedoch der systematischen Minimierung der Schleifeninduktivität entgegenstanden:

- Erstellen der Schaltungen mit Bikristallkontakten sollte möglich sein, d.h. die Kontakte mußten entlang einer geraden Linie platziert werden. Damit war das Layout zugleich für die Verwendung von Stufenkontakten geeignet, wodurch die Vergleichbarkeit der erzielten Ergebnisse gewährleistet war.
- Anbringung zusätzlicher supraleitender Verbindungen, so daß die Spannungen über allen vier Einzelkontakten durch Vierpunktmessungen erfaßt werden konnten.

Das entwickelte Layout ist zusammen mit einer Schemaskizze der Schaltung in Abbildung 6.1 dargestellt. Die Schleife wurde in Form eines langgestreckten, etwa $2\ \mu\text{m}$ breiten Schlitzes in U-Form ausgebildet, um so die Induktivität der Anordnung möglichst gering zu halten. An den beiden Enden der Schleife quert die Berandung der Schleife jeweils zweimal die Korngrenze. Dort befinden sich die Kontakte. Aus topologischen Gründen muß eine der beiden Stromzuleitungen (2) ebenfalls die Korngrenze queren, wodurch sich an dieser Stelle auch ein Josephson-Kontakt bildet. Um auch an diesem Punkt der Schaltung eine Vierpunktmessung zu gewährleisten, wurde eine weitere Leitung für den Spannungsabgriff (U) in das Layout integriert. Die zusätzlichen Leitungen (3 und 4) erlauben den Spannungsabgriff über jedem Einzelkontakt sowie die Einspeisung zusätzlicher Ströme $I_{add,1}$ und $I_{add,2}$, um so die Arbeitspunkte bestimmter Kontakte der Schaltung nahezu unabhängig einstellen zu können. Für die Induktivität der Schleife kann aus für ähnliche Strukturen angestellten Berechnungen [72] ein Wert von knapp $30\ \text{pH}$ abgeschätzt werden. Als Breite der Kontakte wurde $5\ \mu\text{m}$ gewählt.

In Kapitel 3 wurde dargelegt, daß aus theoretischer Sicht Kontakte mit einem McCumber-Parameter $\beta_C \approx 1$ für die Synchronisation der Schaltung

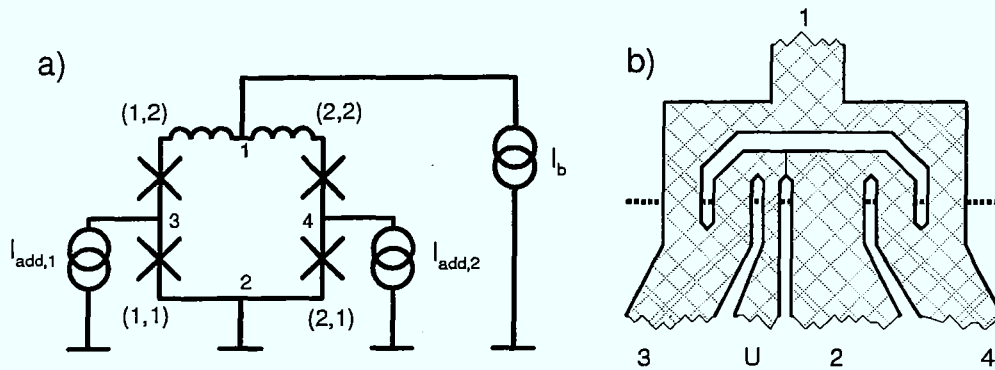


Abbildung 6.1: Ersatzschaltbild der untersuchten 4-Kontaktschleife (a) und Zeichnung des Layouts (b). Die Einzelkontakte sind mit Zahlenpaaren (i,j) gekennzeichnet und die Anschlußleitungen numeriert. U bezeichnet eine Leitung zum Potentialabgriff an Punkt 2.

optimal wären. Die Wahl des Substratmaterials für die hergestellten Schaltungen fiel daher meist auf *STO*. Die speziell bei Temperaturen unter 50 K extrem hohen Dielektrizitätskonstanten ϵ_r von *STO* verursachen parasitäre Kapazitäten, die zu $\beta_C \approx 1$ führen. Dies ist mit keinem anderen der üblichen HTSL-Substrate so reproduzierbar möglich. Die in Folge präsentierten Experimente belegen außerdem, daß die hohen dielektrischen Verluste im *STO*-Substrat zumindest im Bereich tiefer Frequenzen (d.h. unter 200 GHz) in Kauf genommen werden können.

6.1.2 Kennlinienfeld

Im Rahmen der Arbeit wurden Schaltungen auf verschiedenen Substratmaterialien und mit verschiedenen Kontakttypen hergestellt. Zunächst sollen jedoch exemplarisch Messungen an 4-Kontaktarrays auf *STO*-Bikristallsubstraten vorgestellt werden, anhand derer sich die Meßmethodik sowie die grundlegenden Funktionsprinzipien der Schaltung aufzeigen lassen. Abbildung 6.2 zeigt das Kennlinienfeld eines solchen 4-Kontaktarrays bei 4,2 K. Dargestellt sind in Abhängigkeit vom Speisestrom I_b der gesamten Schaltung die Spannungen an allen Einzelkontakten sowie die Spannung über der Schaltung. Diese ergibt sich immer als Summe zweier bestimmter Einzelspannungen. Aus dem Spannungssprung beim Übergang eines Kontaktes vom supraleitenden in den resistiven Zustand kann der McCumber-Parameter der Kontakte zu $\beta_C \approx 1$ abgeschätzt werden. Die I_c -Werte der Kontakte sind deutlich voneinander verschieden. Die I_c -Streuung kann aus dieser Messung zu etwa $\pm 10\%$ Minimum zu Maximum bestimmt werden. Aufgrund der Quanteninterferenz

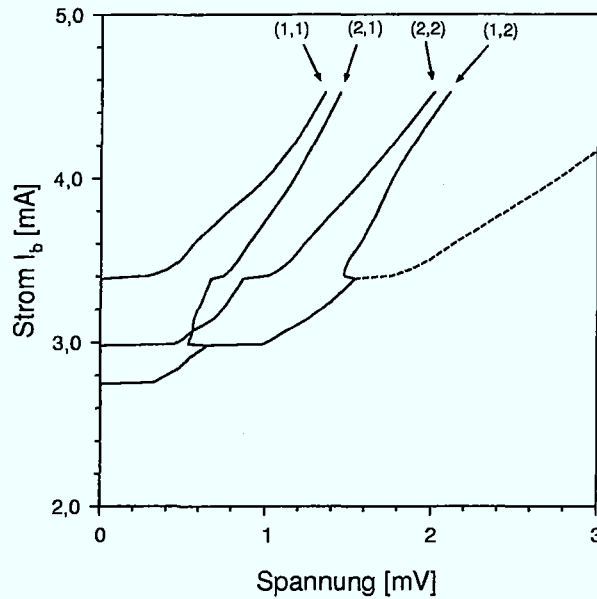


Abbildung 6.2: Spannungen aller Einzelkontakte sowie die Gesamtspannung (gestrichelt) in Abhängigkeit von I_b einer 4-Kontaktschleife auf einem *STO*-Bikristall bei 4,2 K. Zur Identifizierung der Kontakte vergleiche man mit Abbildung 6.1a.

in der supraleitenden Schleife handelt es sich hierbei jedoch nur um eine Abschätzung. Der Einfluß der Quanteninterferenz wird deutlich, wenn man die Schaltung vom supraleitenden in den resistiven Zustand fährt. Es schalten immer zunächst zwei Kontakte in den resistiven Zustand. An diesen beiden Kontakten fallen solange identische Spannungen ab, bis ein dritter Kontakt schaltet. Der über alle Kontakte gemittelte Wert des kritischen Stromes ergibt etwa 1,55 mA. Mit dem oben angegebenen Wert für die Induktivität der Schleife erhält man dann für den SQUID-Parameter β_L einen Wert von etwa 135.

Die Schaltung synchronisiert offenbar nicht. Die I_c -Streuung ist mit $\pm 10\%$ noch innerhalb der zu erwartenden äußeren Toleranzgrenze bei optimaler Wahl aller Parameter. Dieser Optimalfall ist aber aufgrund des sehr hohen β_L -Wertes nicht gegeben. Man vergleiche dazu mit Abbildung 3.7.

6.1.3 Verhalten im Magnetfeld

Die oben angedeuteten Quanteninterferenzeffekte sollten sich bei Messung des kritischen Stromes der Schaltung $I_{c,ges}$ in Abhängigkeit vom anliegenden Magnetfeld bemerkbar machen. Das Ergebnis einer solchen Messung ist in

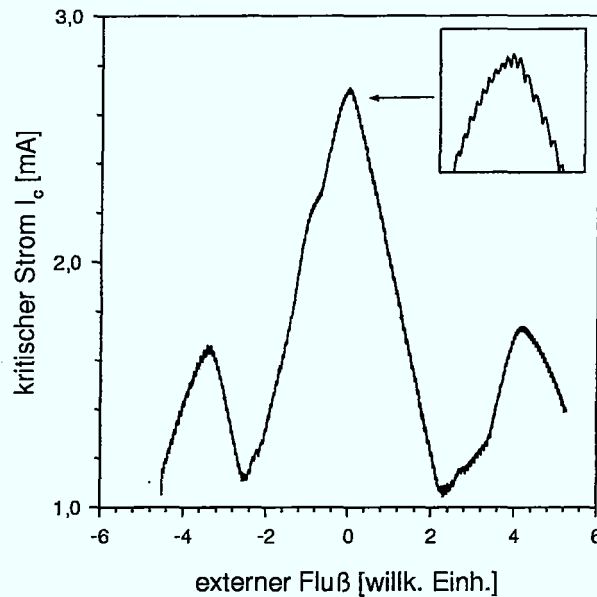


Abbildung 6.3: Abhängigkeit des maximal möglichen Suprastromes durch die Schaltung $I_{c,ges}$ vom externen Magnetfeld.

Abbildung 6.3 dargestellt. Man erkennt eine starke, sehr ausgeprägte Modulation des kritischen Stromes überlagert von einer schwachen, periodischen Modulation (siehe Einschub in Abb. 6.3). Die schwache Modulation läßt sich zurückführen auf die Quanteninterferenz in der supraleitenden Schleife. Die Schaltung arbeitet im Bereich um $I_{c,ges}$ wie ein dc-SQUID. Die Modulationstiefe ist aufgrund des hohen β_L -Wertes nur gering.

Bei der ausgeprägten Modulation handelt es sich um das Beugungsmuster, daß durch in die Kontakte eindringenden Fluß entsteht. Jeder der vier nichtidentischen Kontakte trägt zu dieser $I_c(H)$ -Abhängigkeit der Gesamtschaltung bei. Daher und aufgrund der wahrscheinlich inhomogenen Stromverteilungen in den Kontakten kommt es zu Abweichungen vom idealen Fraunhofer-Verhalten (Gleichung 2.2). Da die Beugungsmuster der einzelnen Kontakte unterschiedliche Perioden besitzen, ändert sich die Verteilung der kritischen Ströme mit dem Magnetfeld. Dadurch ist es möglich, die effektive Streuung der kritischen Ströme durch Änderung des äußeren Feldes zu variieren. Weiterhin erlaubt die Unterdrückung der kritischen Ströme mit Hilfe eines Magnetfeldes eine künstliche Reduktion des Induktivitätsparameters β_L , im vorliegenden Fall um einen Faktor 2. Auf diese Weise lassen sich Arbeitsbereiche finden, in denen die Schaltungsparameter näher am theoretischen Optimum sind. Das Verhalten der Schaltung in solchen Arbeitsbereichen ist das Thema der nächsten Abschnitte.

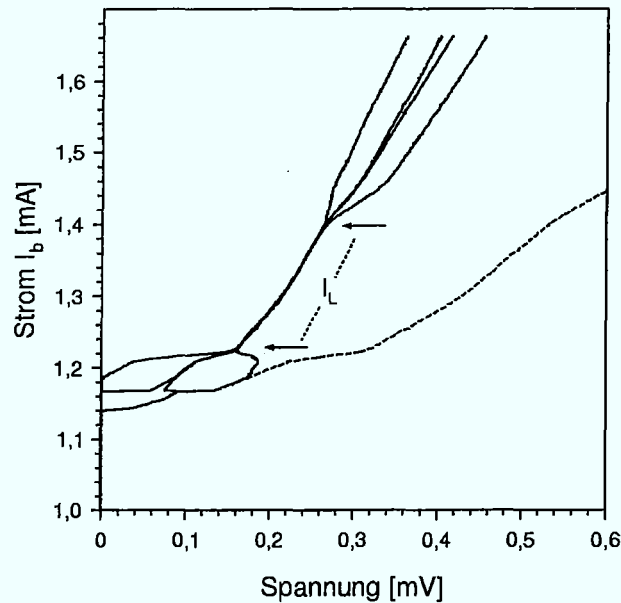


Abbildung 6.4: Kennlinienfeld des untersuchten 4-Kontaktarrays bei vollständiger Phasensynchronisation. Das Synchronisationsintervall I_L ist gekennzeichnet.

6.2 Phasensynchronisation

6.2.1 Nachweis der Synchronisation

Zur Synchronisation aller Kontakte einer Schaltung war es in der Regel notwendig, die zu untersuchende Schaltung, wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben, durch Variation des externen Magnetfeldes in einen geeigneten Arbeitsbereich zu bringen. Dadurch und durch die gezielte Einstellung der Arbeitspunkte zweier Einzelkontakte der Schaltung mit Hilfe der zusätzlichen Stromquellen konnte in verschiedenen hergestellten Arrays vollständige Synchronisation erzielt werden. Als Beispiel sei hier die vollständige Synchronisation des oben beschriebenen 4-Kontaktarrays auf einem *STO*-Bikristall vorgestellt. In Abbildung 6.4 ist das Kennlinienfeld für diesen Fall gezeigt. Die Messung wurde bei 4,2 K durchgeführt. Deutlich ist zu erkennen, daß die Spannungen aller vier Kontakte im Spannungsbereich zwischen etwa $160 \mu\text{V}$ und $260 \mu\text{V}$ identisch sind. Anders ausgedrückt bedeutet dies, daß die Kontakte des Arrays gemäß der zweiten Josephson-Gleichung im Frequenzbereich von 77 GHz bis 125 GHz mit derselben Frequenz oszillieren. Im Vergleich mit den in Kapitel 3 beschriebenen numerischen Simulationen kann daraus indirekt auf vollständige gleichphasige Synchronisation aller Kontakte des

Arrays geschlossen werden. Als Maß für die Stabilität der Synchronisation dient, ähnlich wie im Falle klassischer Serienarrays [22], jenes Stromintervall, über das Synchronisation stattfindet. In diesem Fall beträgt das Synchronisationsintervall I_L etwa 15 % des kritischen Stromes $I_{c,ges}$ der Schaltung. Die Wechselwirkung der Kontakte untereinander wird an den Rändern des Synchronisationsintervalles durch die starke, anormale Krümmung der Kennlinien (*engl.*: „voltage pulling“) sehr anschaulich. Damit konnte erstmals die gegenseitige Phasensynchronisation von vier HTSL-Josephson-Kontakten erreicht und mittels einer dc-Messung beobachtet werden. Weiterhin wurde erstmals die Möglichkeit der vollständigen Phasensynchronisation in dem untersuchten Schaltungstyp der Serienarrays in supraleitenden Schleifen experimentell überprüft und demonstriert. Auf die Art der Synchronisation, ob gleich- oder gegenphasig, kann aus diesen Experimenten nicht geschlossen werden. Aus theoretischer Sicht sollte die Synchronisation gleichphasig sein (siehe Kapitel 3). Durch den Nachweis von Strahlung aus dem Array wurde dieser Sachverhalt geklärt. Dies ist das Thema des nächsten Kapitels.

Stabilität der Synchronisation

Von besonderem Interesse ist die Stabilität der Synchronisation gegenüber Störungen des Systems oder Änderung bestimmter Systemparameter. Das Layout und der zu diesem Zweck entwickelte Messaufbau gestatteten es, bestimmte Systemparameter definiert zu ändern. So konnten im Falle der vollständigen Synchronisation die Arbeitspunkte bestimmter Einzelkontakte des Arrays gezielt verstellt werden. In Abbildung 6.5 ist dies für den Fall des zuvor beschriebenen, synchronisierten Arrays anhand mehrerer Kennlinienfelder veranschaulicht. Dazu wurden die zusätzlichen Ströme $I_{add,1}$ und $I_{add,2}$ zunächst so eingestellt, daß das Synchronisationsintervall maximal war. In diesem Fall kann die effektive Streuung der kritischen Ströme als minimal angenommen werden. Änderte man nun den Strom $I_{add,1}$ um einen Betrag $\Delta I_{add,1}$, so entsprach dies der Änderung des effektiven kritischen Stroms von Kontakt (1,1). In Abbildung 6.5 ist dies für $\Delta I_{add,1}$ von 0 %, 4 %, 7 % und 14 % gemessen in Einheiten des I_c von Kontakt (1,1) dargestellt. Es konnte vollständige Phasensynchronisation bis zu einem bestimmten, kritischen Wert von $\Delta I_{add,1}$ beobachtet werden, wobei die Größe des Synchronisationsintervalles stetig abnahm. In Abbildung 6.6 ist die Größe des Synchronisationsintervalles I_L über der Änderung des Zusatzstromes aufgetragen. Der Arbeitspunkt des Kontaktes konnte bis zu 14 % seines I_c geändert werden, bevor die Synchronisation zusammenbrach.

Das Experiment zeigt klar, daß es sich bei dem beobachteten Phänomen tatsächlich um eine gegenseitige Wechselwirkung der Kontakte des Arrays

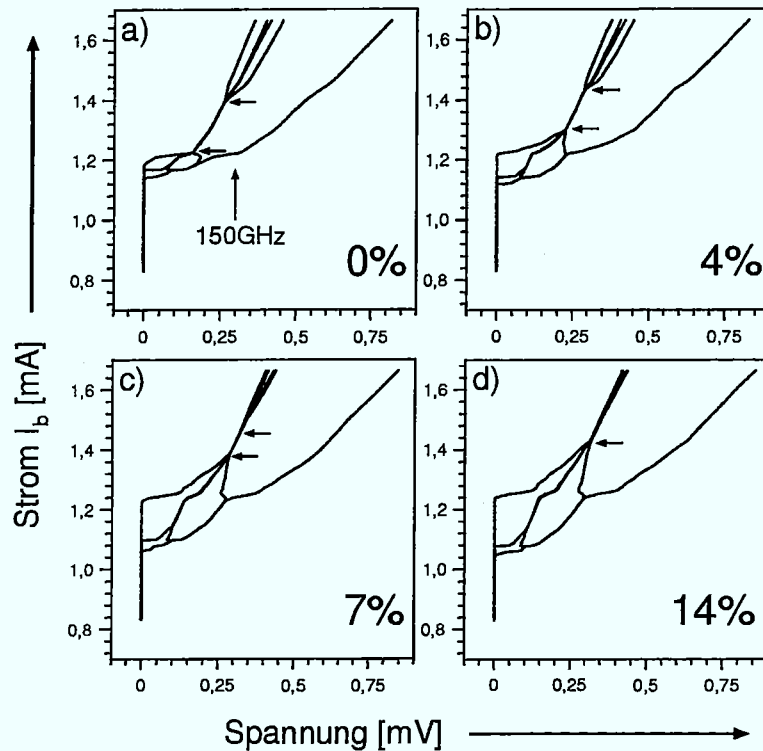


Abbildung 6.5: Synchronisation für 4 verschiedene Werte von $\Delta I_{add,1}$ (0 %, 4 %, 7 %, 14 %). Die Synchronisationsintervalle I_L sind durch Pfeile gekennzeichnet.

handelt und nicht um einen zufälligen Effekt. Die Spannungsgleichheit aller vier Kontakte bleibt auch bei massiven Störungen des Systems erhalten. Aus diesem Experiment erhält man eine Abschätzung der Stabilität der Synchronisation gegenüber tatsächlichen Streuungen der kritischen Ströme. Diese läge dann im Bereich von 10 % bis 14 % selbst im Falle einer nicht optimalen Parameterkombination von β_C und β_L wie in diesem Fall. Dies steht nicht im Widerspruch zu dem aus Simulationen erhaltenen Wert von ± 15 %, der demnach nur im Falle einer optimalen Kombination von β_C und β_L erreicht würde. In den numerischen Simulationen wurde, im Unterschied zum beschriebenen Experiment, von gleichen Streuungen in beiden Zweigen des Arrays ausgegangen.

Temperatureinfluß

Die physikalische Temperatur beeinflusst sowohl direkt als auch indirekt die Stabilität der Synchronisation im hier untersuchten Schaltungstyp. Der di-

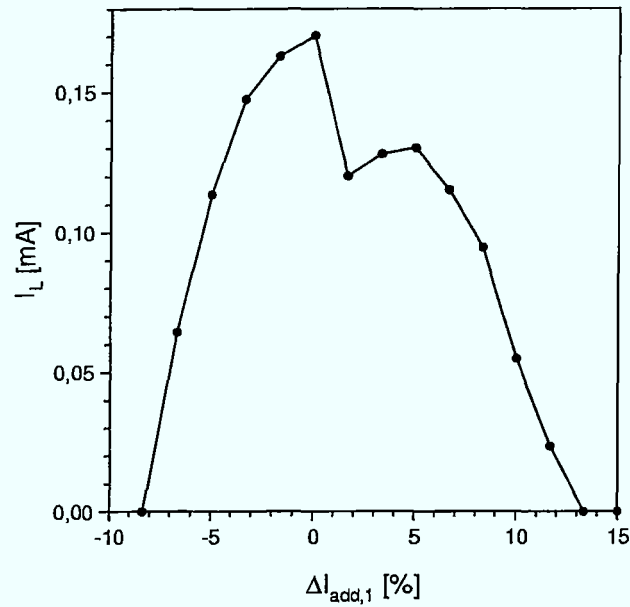


Abbildung 6.6: Abhängigkeit des Synchronisationsintervalles I_L von der relativen Arbeitspunktänderung $\Delta I_{add,1}$.

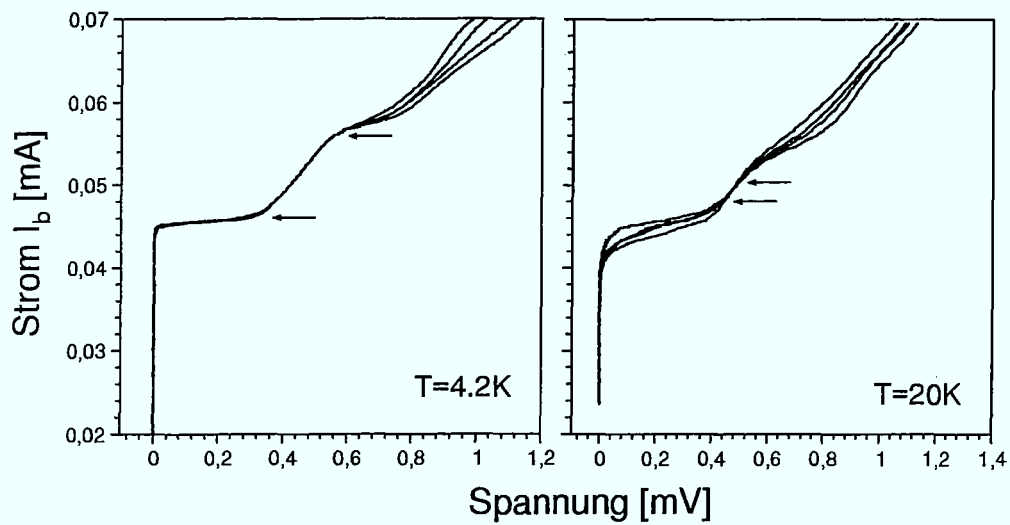


Abbildung 6.7: Änderung des Synchronisationsintervalles bei Erhöhung der Temperatur von 4,2 K auf 20 K.

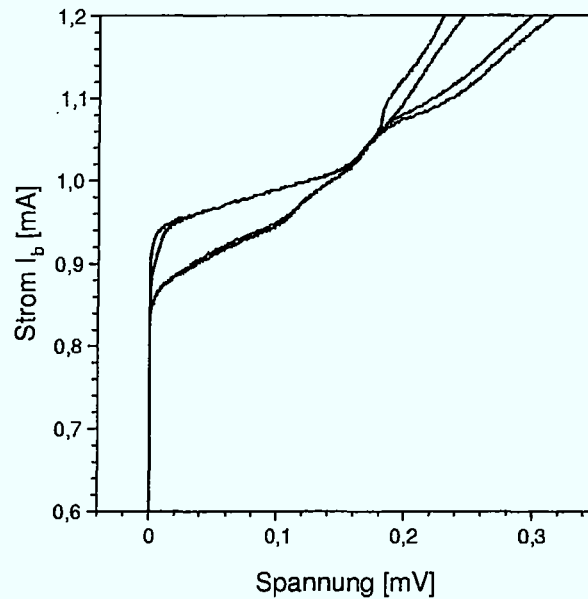


Abbildung 6.8: Vollständige Synchronisation bei 48 K.

rekte Einfluß einer Temperaturerhöhung macht sich durch einen Anstieg des thermischen Rauschens bemerkbar, was neben einer Verrundung der Kennlinien zu einer Störung der gegenseitigen Kopplung der Kontakte führt. Dieser Einfluß ist besonders ausgeprägt bei Schaltungen mit ohnehin schon geringen kritischen Strömen, wo das Verhältnis von Josephson-Kopplungsenergie zu thermischem Rauschen sehr klein ist. Ein solches Beispiel ist in Abbildung 6.7 gezeigt, wo schon bei etwa 20 K kaum mehr stabile Synchronisation möglich ist.

Als eher indirekter Effekt ist die deutliche Abnahme des β_C -Wertes der Kontakte mit steigender Temperatur anzusehen. Dies ist zurückzuführen auf die im Temperaturbereich zwischen 4 K und 50 K stark abnehmende Dielektrizitätskonstante ϵ_r des *STO*-Substrates, da dies zu verminderten parasitären Kapazitäten der Kontakte führt. Durch die Abnahme von β_C nimmt nach den in Kapitel 3 beschriebenen Simulationen auch die Stabilität der Synchronisation ab, so daß für $\beta_C=0$ keine Synchronisation mehr möglich ist. Dies ist ebenfalls Thema eines der nächsten Abschnitte. Beide Effekte, thermisches Rauschen und Verschwinden des McCumber-Parameters, wirken einer stabilen Synchronisation entgegen. Trotzdem konnte mit den auf *STO*-Bikristallen hergestellten Schaltungen Synchronisation bis etwa 48 K erreicht werden. Wie in Abbildung 6.8 dargestellt, lassen sich bei dieser Temperatur jedoch nur noch sehr kleine Synchronisationsintervalle erreichen.

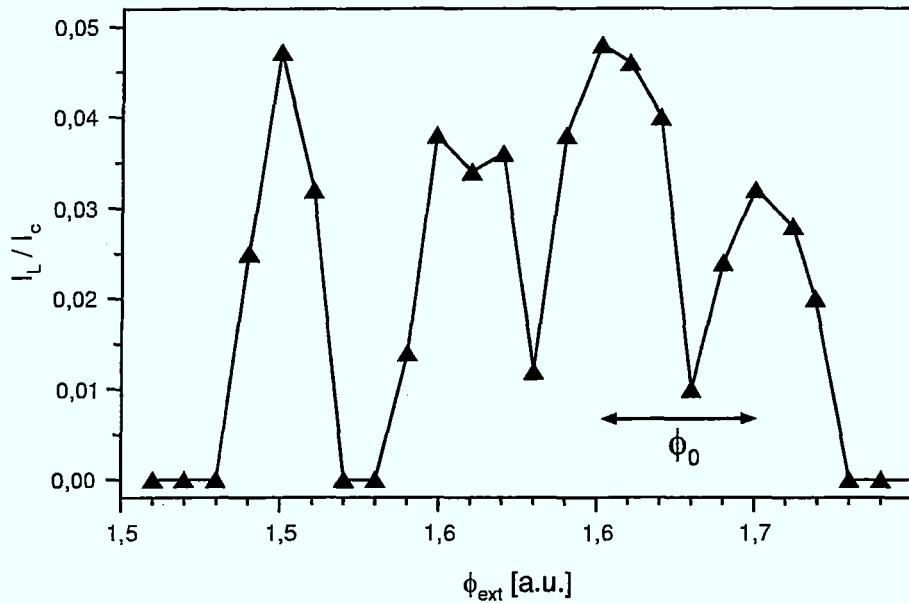


Abbildung 6.9: Abhängigkeit des Synchronisationsintervalles I_L vom externen Magnetfeld für kleine Feldänderungen.

Magnetfeld

Die oben beschriebenen starken Änderungen des externen Magnetfeldes wirken vor allem direkt auf die einzelnen Kontakte und führen damit im Falle der hier betrachteten Schaltungen zu einer Änderung der effektiven I_c -Verteilung in der Schaltung. Ist die Änderung des externen Feldes dagegen so klein, daß sich das durch die Schleife hindurchtretende Feld nur um wenige Flußquanten ändert, ist der Einfluß dieser Änderung auf das Synchronisationsverhalten durch die Quanteninterferenz in der Schleife bestimmt. Dieser Einfluß wird charakterisiert durch die Modulationstiefe. Die Modulationstiefe ist bei tiefen Temperaturen, unter 10 K, aufgrund des infolge hoher kritischer Ströme großen β_L -Wertes klein (siehe Abb. 6.3). In diesem Bereich konnte ein signifikanter Einfluß kleiner Magnetfeldänderungen auf die Stabilität der Synchronisation nicht beobachtet werden. Anders bei höheren Temperaturen, wo aufgrund niedrigerer kritischer Ströme eine entsprechend große Modulationstiefe erreicht wurde. Infolgedessen wurde z.B. für das in Abbildung 6.8 gezeigte Synchronisationsintervall bei 48 K eine charakteristische Abhängigkeit der Größe des Intervalls I_L vom externen Magnetfeld beobachtet. Wie in Abbildung 6.9 zu sehen, moduliert I_L periodisch mit dem Magnetfeld. Diese Modulationsperiode entsprach dabei exakt der aus einer $I_c(H)$ -Messung bestimmten Modulationsperiode, d.h. die Magnetfelddifferenz zwischen zwei

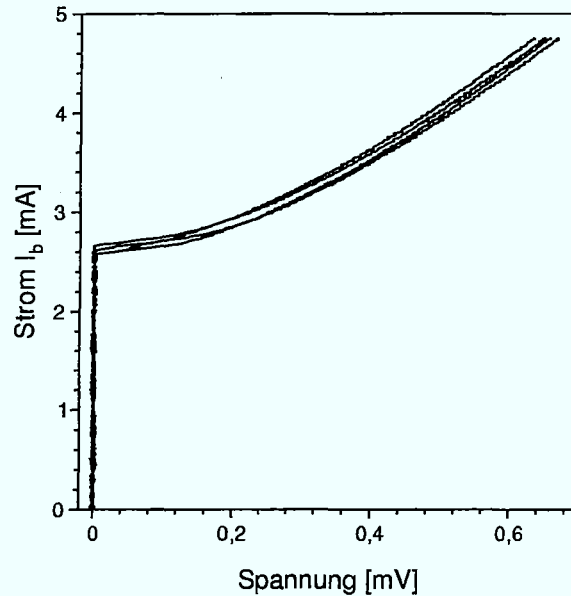


Abbildung 6.10: Kennlinienfeld eines 4-Kontaktarrays mit Elektronenstrahlgeschriebenen Kontakten mit kleiner Streuung der Kontaktparameter aber ohne Synchronisation.

Maxima in der $I_L(H)$ -Abhängigkeit entspricht genau einem Flußquant Φ_0 . Dies entspricht exakt der in Kapitel 3 diskutierte Magnetfeldabhängigkeit der Stabilität der Synchronisation. Diese ist charakteristisch für den dort dargestellten Synchronisationsmechanismus. Das erhaltene Ergebnis kann daher als eindeutiger Beleg dafür gedeutet werden, daß es sich bei dem durch Messung der I-U-Kennlinien nachgewiesenen Synchronisationseffekt tatsächlich um diesen, durch niederfrequente Kopplung in Kombination mit Hochfrequenzwechselwirkung auftretenden, Synchronisationsmechanismus handelt.

Bedeutung des McCumber-Parameters

Aus numerischen Simulationen ist bekannt, daß der Wert des McCumber-Parameters β_C entscheidenden Einfluß auf die Stabilität der Synchronisation in Serienarrays in supraleitenden Schleifen hat (siehe dazu Kapitel 3). Da demnach für $\beta_C=0$ selbst bei extrem kleiner Parameterstreuung keine stabile Synchronisation erwartet werden kann, wurden zur Überprüfung dieses Sachverhaltes am Interdisciplinary Research Center (IRC) in Superconductivity in Cambridge Schaltungen mit der Technik der Elektronenstrahlmodifikation von YBCO-Mikrobrücken [58] hergestellt. Das am IRC verwendete Verfahren gestattet es, RSJ-Kontakte mit einer in der HTSL-Technologie sonst nicht er-

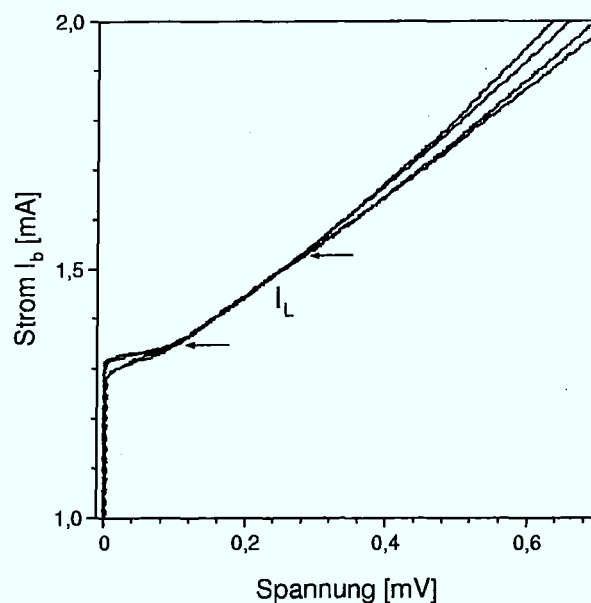


Abbildung 6.11: Kennlinienfeld eines synchronisierten Arrays mit Elektronenstrahl-geschriebenen Kontakten auf *MgO* mit amorpher *STO*-Deckschicht.

reichten Reproduzierbarkeit herzustellen. Für diese Schaltungen wurde ebenfalls das oben beschriebene Layout benutzt. Das am IRC bevorzugt verwendete Substratmaterial ist *MgO*. Aufgrund der für HTSL-Substratmaterialien sehr kleine Dielektrizitätskonstanten $\epsilon_r \approx 9$ lassen sich auf *MgO*-Substraten Kontakte mit praktisch vernachlässigbarer Kapazität herstellen. Die mit der Technik des IRC erzeugten Kontakte sind zudem fast ideale RSJ-Kontakte.

Das Kennlinienfeld einer in Zusammenarbeit mit dem IRC hergestellten Schaltung ist in Abbildung 6.10 zu sehen. Die Schaltung wurde für eine Betriebstemperatur von 4,2 K hergestellt. Beeindruckend ist die extrem kleine Streuung der kritischen Ströme, die aus dieser Messung zu kleiner $\pm 5\%$ abgeschätzt werden kann. Der Verlauf der Kennlinien ist ideal RSJ-förmig mit $\beta_C = 0$. Vollständige Synchronisation ist bei dieser Schaltung nicht beobachtet worden, d.h. es konnte keine Einstellung der drei Parameter $I_{add,1}$, $I_{add,2}$ und externes Magnetfeld gefunden werden, so daß alle vier Kontakte miteinander wechselwirkten. Ähnliches wurde auch bei Schaltungen aus anderen Kontakttypen, deren β_C ebenfalls etwa null war, beobachtet. Hierzu zählen beispielsweise Bikristallkontakte auf 24° -Bikristallsubstraten aus *YSZ*.

Als Gegenprobe wurden, ebenfalls in Zusammenarbeit mit dem IRC, Schaltungen hergestellt, bei denen der unmittelbare Bereich der Schaltung mit einer etwa 100 nm dicken Schicht aus amorphem *STO* abgedeckt war.

Die amorphe *STO*-Schicht sollte dabei für eine, wenn auch kleine, zusätzliche Kapazität sorgen. Die Schaltungen wurden hergestellt, indem auf die fertigen Strukturen in einem kalten Prozeß amorphes *STO* abgeschieden wurde. Das Schreiben der Kontakte mit dem Elektronenstrahl erfolgte danach, durch die amorphe Isolationsschicht hindurch. Aus den Kennlinien der Kontakte konnte deren β_C zu kleiner 0,8 abgeschätzt werden, d.h. die Kontakte waren noch nicht hysteretisch. Die I_c -Streuung lag technologisch bedingt höher als bei den Standardproben des IRC. In diesem speziellen Fall waren drei der Kontakte nahezu gleich während der vierte Kontakt ein etwa doppelt so hohes I_c aufwies. Die sonstigen Kontakt- und Schaltungsparameter (I_c , $I_c R_N$, β_L) waren vergleichbar mit denen der nicht abgedeckten Schaltungen. In den so hergestellten Schaltungen war vollständige Phasensynchronisation der Kontakte möglich. Ein Beispiel zeigt Abbildung 6.11. Die Schaltung konnte zwischen 50 GHz und 150 GHz synchronisiert werden.

Die angestellte vergleichende Untersuchung zeigt eindeutig, daß der Wert des McCumber-Parameters β_C entscheidenden Einfluß auf die gegenseitige Wechselwirkung der Kontakte in Vielkontaktschleifen hat. Dies deckt sich mit den in Kapitel 3 diskutierten Ergebnissen aus numerischen Simulationen.

6.2.2 Synchronisation auf höchstfrequenztauglichen Substraten

Für spätere praktische Anwendungen von Arrays z.B. als Oszillatoren ist die Frequenz, bis zu der Phasensynchronisation in einem Arrays erreicht werden kann, von Bedeutung. Diese Frequenzgrenze hängt nicht allein vom verwendeten Supraleiter und dessen Energielücke sondern gerade bei HTSL wesentlich von den verschiedenen Kontakt- und Schaltungsparametern ab. Hier wären zu nennen induktive Kopplungsschleifen mit Tiefpass-Charakteristik, kapazitive Hochfrequenzkurzschlüsse z.B. aufgrund hohen ϵ_R des Substrates sowie frequenzabhängige dielektrische Verluste im Substrat.

Im Rahmen der Arbeit wurden aus den in Abschnitt 6.1.1 dargelegten Gründen vorwiegend Schaltungen auf *STO*-Substraten realisiert, dies sowohl mit Stufenkontakten als auch mit Bikristallkontakten. Mit keiner dieser Schaltungen konnte Phasensynchronisation bei Frequenzen über etwa 180 GHz beobachtet werden. So konnte etwa mit den Schaltungen, die mit Stufenkontakten auf *STO*-Substraten realisiert wurden, Phasensynchronisation nicht erreicht werden, obwohl die I_c -Streuung in manchen dieser Schaltungen nur um $\pm 7\%$ lag. Dies ist ein Wert, bei dem schon für normale Serienarrays Phasensynchronisation erwartet werden kann. Eine induktive Begrenzung der Kopplung bei dieser Frequenz scheidet aufgrund der Abmes-

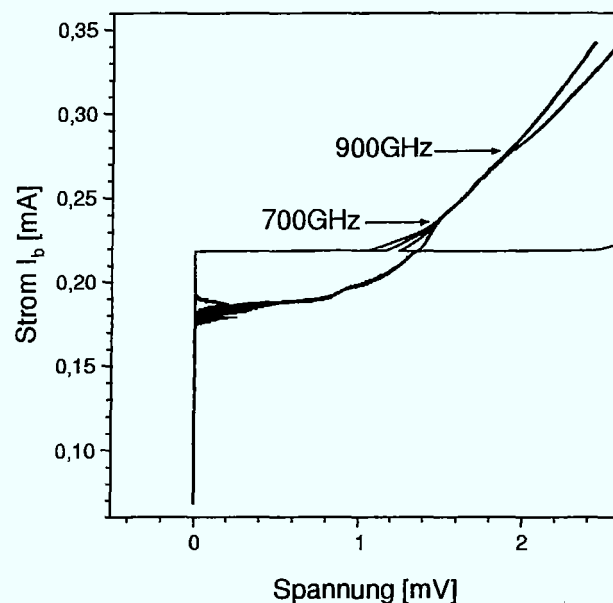


Abbildung 6.12: Synchronisation eines 4-Kontaktarrays auf *LAO* im Frequenzbereich 0,7 THz bis 0,9 THz.

sungen der Struktur aus. Sie dürfte erst bei sehr viel höheren Frequenzen eine Rolle spielen. Es mußte daher davon ausgegangen werden, daß das verwendete Substratmaterial eine wesentliche Rolle bei der beobachteten Frequenzbegrenzung spielte. Die wahrscheinliche Ursache für das Nichtsynchronisieren ist daher das höhere $I_c R_N$ -Produkt der hergestellten Stufenkontakte, da wegen $\beta_C \approx 1$ der Kontakte deren Josephson-Oszillationen erst im Bereich von $f_c = I_c R_N / \Phi_0$, und das hieß meist oberhalb 150 GHz, einsetzen.

Anders die Situation bei Arrays aus Stufenkontakten, die auf *LAO* hergestellt wurden. Auch auf *LAO* lassen sich in Ausnahmefällen Kontakte mit $\beta_C \approx 1$ herstellen. Diese Kontakte haben meist niedrige kritische Ströme dafür aber hohe Normalwiderstände. In solchen Schaltungen konnte Phasensynchronisation auch oberhalb 200 GHz erreicht werden. Ein Beispiel zeigt Abbildung 6.12, wo Phasensynchronisation bis etwa 900 GHz, d.h. fast 1 THz, beobachtet wurde.

Das Ergebnis belegt, daß bis zu Frequenzen von 1 THz sowohl die geometrischen als auch die elektrischen Dimensionen des entwickelten Layouts keinen limitierenden Faktor für die gegenseitige elektromagnetische Wechselwirkung der Kontakte darstellen. Zu klären bleibt, ob die Verwendung verlustärmerer Substrate und/oder die Reduzierung der Abmessungen der Schaltung diese Frequenzgrenze bis über 1 THz hinausschieben können. Signifikant ist, daß bislang die gegenseitige Phasensynchronisation von HTSL-

Josephson-Kontakten bei Frequenzen viel größer als 1 THz nicht belegt ist. Sowohl *Reintsema et al.* [10] als auch *Edstam und Olsson* [11] konnten die Synchronisation von jeweils 2 HTSL-Kontakten bis 1 THz demonstrieren. *Edstam et al.* realisierten ein parallel gespeistes Serienarray aus 5 HTSL-Kontakten, das mutmaßlich bis 700 GHz synchronisierte [12]. Ähnliche Ergebnisse erhielt *Kunkel* [9]. Es kann vermutet werden, daß der zu hohen Frequenzen rasch zunehmende Oberflächenwiderstand von *YBCO* dafür verantwortlich ist.

Kapitel 7

hf-Messungen an Serienarrays in supraleitenden Schleifen

In diesem Kapitel wird die Kopplung der im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Arrayschaltungen an einen Josephson-Strahlungsdetektor beschrieben. Aus den Ergebnissen der mit den hergestellten Strukturen angestellten Experimente werden Aussagen über die gegenseitige Phasenlage der einzelnen Josephson-Oszillatoren abgeleitet und diskutiert.

7.1 Kopplung an einen Detektorkontakt

Um eine Aussage über die gegenseitige Phasenlage der Josephson-Oszillationen im Falle der Synchronisation zu erhalten, ist die Messung der vom Array emittierten elektromagnetischen Strahlung von Bedeutung. In Verbindung mit der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Methode der vollständigen Charakterisierung der Schaltung mittels dc-Messungen ist dies ein einzigartiges Verfahren, das Synchronisationsverhalten der Schaltungen zu untersuchen. Um möglichst breitbandig arbeiten zu können, sollte die vom Array generierte Strahlung in einen weiteren, einzelnen Josephson-Kontakt eingekoppelt und auf diese Weise detektiert werden. Dieser Detektorkontakt konnte in unmittelbarer Nachbarschaft des Generatorarrays plaziert werden. Bei entsprechender Kopplung war daher zu erwarten, daß selbst auf dem verlustreichen *STO*-Substrat eine ausreichende Leistung in den Detektor eingekoppelt werden konnte. Zur Realisierung wurde ein spezielles Kopplungsschema entworfen. Es stellt eine Modifikation bekannter Kopplungsschaltungen dar, die mit Arrayoszillatoren anderen Typs bereits erfolgreich betrieben wurden [12].

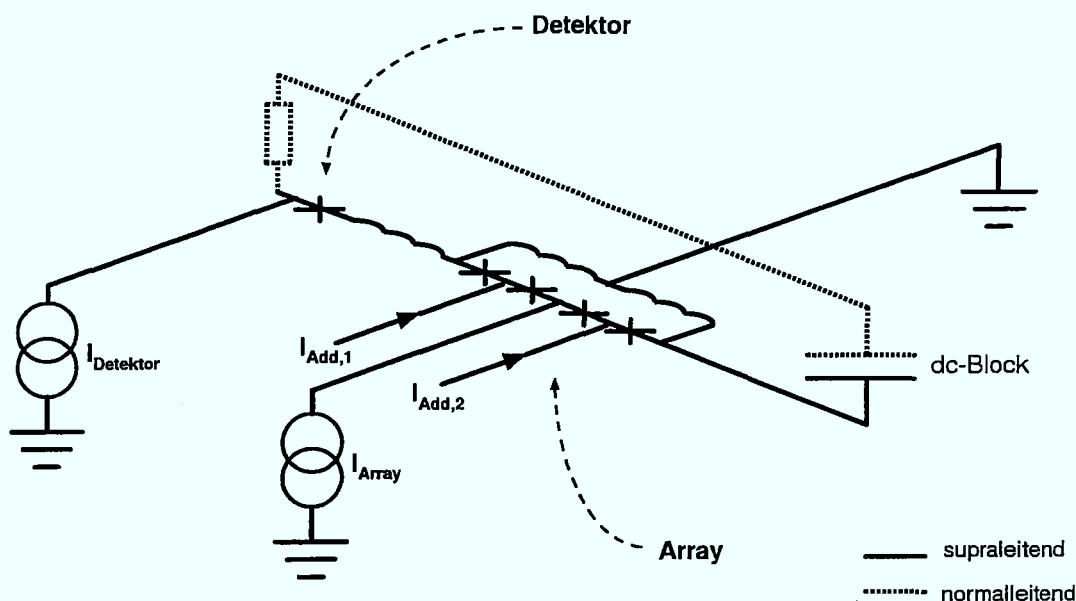


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der Oszillator-Detektor-Kopplung. Später nicht supraleitende Komponenten sind gestrichelt.

7.1.1 Die Schaltung

Bei dem verwendeten Kopplungsschema wurden Generatorarray und Detektorkontakt in einem Hochfrequenzschaltkreis resistiv-induktiv aneinander gekoppelt. Abbildung 7.1 zeigt ein Prinzipbild der Kopplung. Die Gleichstromversorgungen von Generator und Detektor wurden mittels einer dc-Blockkapazität galvanisch entkoppelt, um so einen unabhängigen Betrieb von Generator und Detektor zu gewährleisten. Die Arrays sollten, wie gehabt, vollständig über dc-Messungen charakterisiert und mittels zusätzlicher Ströme beeinflusst werden können. Daher wurden auch hier entsprechende Leitungen vorgesehen.

Die reale technologische Ausführung der Schaltung zeigt das Photo in Abbildung 7.2. Array und Detektor sind gemeinsam und unmittelbar nebeneinander in ein Streifenleitersegment integriert worden. Die Streifenleitung bestand dabei aus der aktiven, supraleitenden Struktur (Konturen im hellen Bereich), die durch eine dielektrische Isolationsschicht aus Siliziumoxid SiO_2 von einer Grundplatte aus Gold (heller Bereich) getrennt war. Das Streifenleitersegment bildete dabei im wesentlichen den induktiven Teil der Kopplerschleife. Das Streifenleitersegment war links durch eine radiale Endkapazität (engl.: „radial stub“) und rechts, unmittelbar neben dem Detektor, mit einem Durchkontakt abgeschlossen. Radiale Endkapazitäten gewährlei-

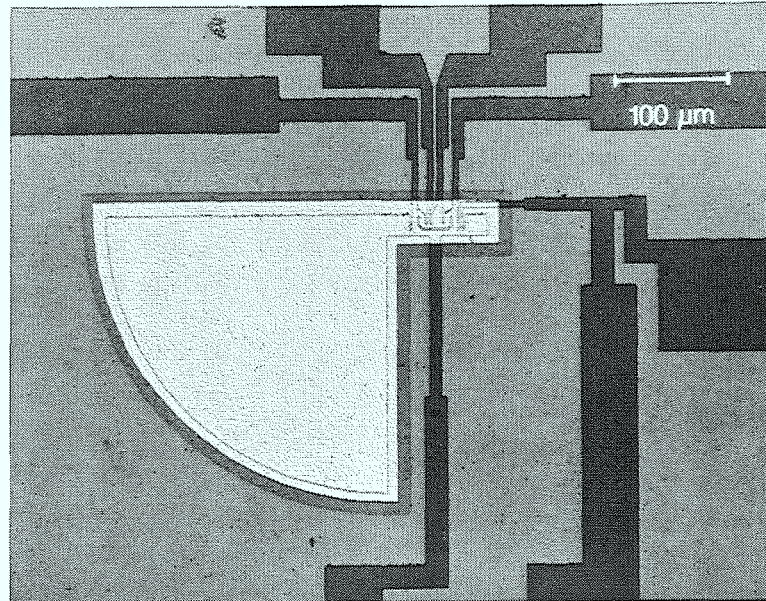


Abbildung 7.2: Photographische Aufnahme der realisierten Oszillator-Detektor-Kopplung (heller Bereich). Die Beschreibung findet sich im Text.

sten aufgrund ihres Resonanzverhaltens eine breitbandige Übertragung von Signalen bis fast 1 THz [73]. Im Falle der Anregung der Struktur ist die hf-Stromdichte im Bereich des geschlossenen Endes, also des Durchkontaktes, am höchsten, unabhängig davon, ob es sich um die fundamentale oder eine harmonische Mode handelt. Daher wurde der Detektor so nah wie möglich am Durchkontakt platziert.

Die Koppelschleife besitzt prinzipiell eine Bandpasscharakteristik. Die untere Grenzfrequenz wird dabei in erster Näherung durch die Kapazität bestimmt. Die Kapazität des Abschlusses ist bei einer Schichtdicke des SiO ($\epsilon \approx 5,6$) von 350 nm ungefähr 7 pF. Es kann angenommen werden, daß die resistiven Anteile der Schleife mindestens 10Ω haben. Der Wert dürfte aufgrund des Durchkontaktes sogar höher liegen. Daraus ergibt sich eine untere Grenzfrequenz der Kopplung von höchstens 2 GHz. Nach oben wird die Kopplung im wesentlichen durch die induktiven Anteile der Streifenleitung begrenzt. Eine Abschätzung der Induktivität ist jedoch aufgrund der komplexen Struktur nicht möglich. Mit einer ähnlichen, annähernd gleich dimensionierten Struktur wurde jedoch Kopplung bis um 400 GHz erreicht [12]. Da zur Realisierung der Schaltung Bikristallkontakte auf STO verwendet werden sollten, konnte ein Arbeitsfrequenzbereich der Oszillatoren von 50 GHz bis 200 GHz erwartet werden. In diesem Fall war eine Begrenzung der Kopplung durch die Koppelschleife nicht zu erwarten.

Einen weiteren möglicherweise limitierenden Faktor für die Kopplung stellt das gewählte Substrat *STO* dar, dessen Verluste besonders im Frequenzbereich über 100 GHz signifikant werden. Aufgrund der gewählten Geometrie (Grundplatte oben) sollte sich jedoch das Hochfrequenzfeld zwischen aktiver Struktur (*YBCO*) und Grundplatte (Gold) konzentrieren. Dieser Bereich ist aber mit dem verlustarmen Dielektrikum *SiO* ausgefüllt. Ist dies der Fall, dann sollten dielektrische Verluste im Substrat keine dominierende Rolle spielen.

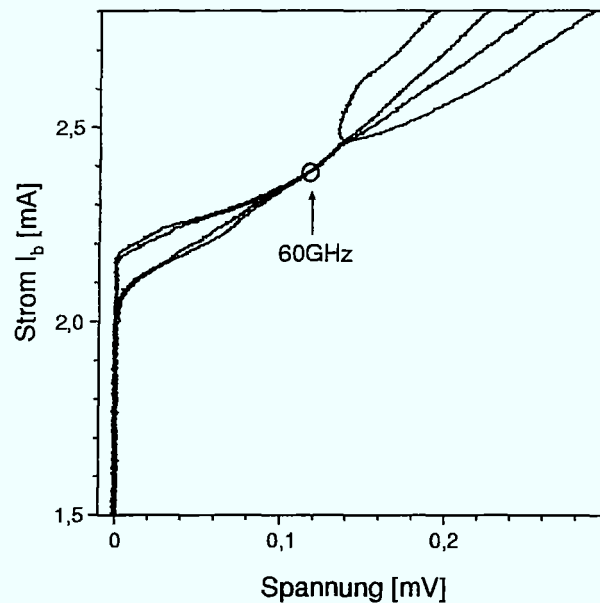
7.1.2 Herstellung

Die Herstellung der oben beschriebenen Struktur war möglich ohne den Einsatz einer komplizierten Mehrlagentechnologie, da mit Ausnahme des *YBCO*-Filmes keine der im Prozeßverlauf aufzubringenden Schichten epitaktisch sein mußte. Ausgangspunkt zur Erstellung der Koppelschleife war die fertig strukturierte HTSL-Schicht, die die aktiven Komponenten, d.h. Oszillator und Detektor, bereits enthielt. Zur Herstellung dieser Struktur wurde das in Kapitel 4 ausführlich beschriebene Verfahren zur Herstellung von Einkristallkontakten angewandt. Die 200 nm dicken *YBCO*-Filme wurden mittels Hochdruckspintern abgeschieden, da für den nachfolgenden Mehrlagenprozeß eine geringe Oberflächenrauigkeit von Bedeutung war. Nur so konnten unerwünschte Kurzschlüsse zwischen aktiver Struktur und Grundplatte vermieden werden.

Um die 200 nm dicke *YBCO*-Struktur vollständig isolieren zu können, mußte die Isolationsschicht um mindestens 50 % dicker sein. Die Deposition der daher 350 nm dicken Isolationsschicht aus *SiO* erfolgte durch Elektronenstrahlverdampfung. Die Bedampfung wurde dabei in zwei Stufen durchgeführt. Nach Aufdampfen der halben Gesamtschichtdicke wurde das Substrat um 90° auf dem Probenhalter rotiert. Erst dann wurde bis zur Endschichtdicke weiter aufgedampft. Diese Vorgehensweise war für eine vollständige Bedeckung der Struktur speziell an den steilen Strukturrändern unerlässlich. Die Strukturierung der Isolation erfolgte in einem photolithographischen Schritt und durch „Lift-off“.

Die Grundplatte aus Gold wurde ebenfalls durch Elektronenstrahlverdampfung deponiert und photolithographisch per „Lift-off“ strukturiert. Die Goldschicht mußte dabei mindestens so dick wie die Isolation sein, um vor allem im Bereich des Durchkontaktes eine Kantenbedeckung mit Gold zu erreichen. Es wurden daher etwa 400 nm Gold aufgedampft.

Mit dem beschriebenen Prozeß lassen sich auf sehr einfachem und zuverlässigem Wege nichtsupraleitende Mehrlagenstrukturen auf aktive HTSL-Strukturen aufbringen. Unter den hergestellten und vermessenen Schaltungen wurden keine Ausfälle z.B. durch mangelhafte Isolation festgestellt. Einige



Abbildungung 7.3: Kennlinienfeld des synchronisierten Oszillators im Frequenzbereich um 60 GHz.

der Messungen werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

7.2 Strahlung des Arrays

Zur Detektion von Strahlung mit Hilfe eines Josephson-Kontaktes ist es notwendig, dessen I-U-Kennlinie zu messen. Bei Auftreten von Stufen konstanter Spannung (Shapiro-Stufen) sind die Oszillationen des Kontaktes auf das externe Signal synchronisiert. Aus der Position der Stufen auf der Spannungsskala kann auf die Frequenz der externen Strahlung und aus deren Höhe auf die eingekoppelte Leistung zurückgeschlossen werden (siehe Kapitel 2).

Zur umfassenden Charakterisierung des Systems sollten das vollständige Kennlinienfeld des Oszillatortarrays (analog zu Kapitel 6) sowie, unabhängig und simultan, die I-V-Kennlinie des Detektorkontaktes kontrolliert und gemessen werden können. Dies geschah mit Hilfe der oben eingehend beschriebenen Meßelektronik und zwei Computern, einen für den Oszillator und einen für den Detektor. In Folge werden beispielhaft Messungen an einer der hergestellten Proben präsentiert.

Da die Schaltungen auf *STO*-Bikristallen hergestellt wurden, war der McCumber-Parameter der Kontakte $\beta_C \approx 1$, d.h. im für Phasensynchronisation optimalen Bereich. Es konnten nach dem in Kapitel 6 ausführlich

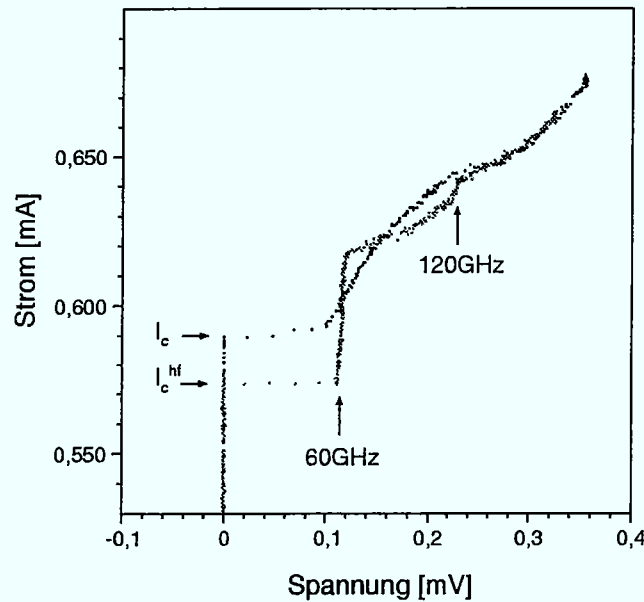


Abbildung 7.4: I-U-Kennlinien des Detektors ohne Einstrahlung und für den in Abbildung 7.3 gekennzeichneten Arbeitspunkt bei 60 GHz. Die Shapiro-Stufen in der Detektorkennlinie sind mit Pfeilen markiert.

beschriebenen Verfahren Arbeitsbereiche der Schaltung gefunden werden, in denen alle vier Kontakte des Arrays phasensynchronisiert waren. Abbildung 7.3 zeigt das Kennlinienfeld der Schaltung im phasensynchronisierten Zustand im Frequenzbereich um 60 GHz und bei einer Temperatur von 10 K.

Beim Detektorkontakt handelte es sich schaltungsbedingt um den gleichen Kontakttyp wie bei den Kontakten des Oszillatorarrays. Um jedoch eine Verschiebung der Parameter zu kleinerem I_c und höherem R_N (d.h. höhere Empfindlichkeit) zu erreichen, wurde für den Detektorkontakt eine um den Faktor 2,5 geringere Brückenbreite gewählt ($2 \mu\text{m}$). Der Detektorkontakt war hysteretisch mit einem $\beta_C \approx 1...2$. Dies ist für einen Strahlungsdetektor eigentlich extrem nachteilig, da die mit β_C verbundene parasitäre Kapazität einen Teil der empfangenen hf-Leistung kurzschließt. Dies führt zu einer schwächeren Synchronisation des Josephson-Elementes auf das empfangene Signal und damit zu einer zu geringeren Stufenhöhe. Die aus der Stufenhöhe abgeschätzte Leistung ist also unter Umständen kleiner als die real empfangene Leistung.

7.2.1 Strahlungsdetektion bei Synchronisation

Um die Strahlung des bei 60 GHz phasensynchronisierten Arrays mit Hilfe des Detektorkontaktes zu empfangen, wurde der Arbeitspunkt des Arrays

auf etwa $120 \mu\text{V}$ pro Kontakt fest eingestellt (siehe Abbildung 7.3). Dies entsprach einer Sendefrequenz von 60 GHz. In der I-U-Kennlinie des Detektors traten daraufhin Stufen konstanter Spannung bei etwa $120 \mu\text{V}$ und $240 \mu\text{V}$ auf, entsprechend den Frequenzen 60 GHz und 120 GHz. Ebenso konnte eine I_c -Unterdrückung (0-te Stufe) beim Detektor beobachtet werden. Abbildung 7.4 zeigt die Detektorkennlinie bei 60 GHz-Strahlung des Oszillators im Vergleich mit der entsprechenden Kennlinie bei abgeschaltetem Sender, d.h. bei Betrieb des Arrays im supraleitenden Zustand. Die in den Detektor eingekoppelte Leistung P_ω kann aus der Höhe der ersten Shapiro-Stufe oder, alternativ, aus der I_c -Unterdrückung in erster Näherung abgeschätzt werden, wenn man den Einfluß von β_C vernachlässigt. Dazu können die in den Gleichungen 2.18 und 2.19 gemachten linearen Näherungen für den im Detektor induzierten hf-Strom I_ω verwendet werden. Die eingekoppelte Leistung P_ω ist dann [12]:

$$P_\omega = \frac{1}{2} I_\omega^2 R_n \quad (7.1)$$

Mit den Parametern $R_n \approx 1 \Omega$ und $I_c = 590 \mu\text{A}$ für den Detektorkontakt errechnet sich damit aus der Höhe der ersten Stufe eine eingekoppelte Leistung von etwa 1,3 nW. Analog erhält man aus der I_c -Unterdrückung eine Leistung von 1,2 nW. Zum Vergleich kann mit Hilfe der Gleichungen 2.13 und 2.22 die vom Oszillatorarray generierte Leistung abgeschätzt werden. Bei vollständiger Phasensynchronisation aller vier Kontakte und unter der Annahme einer ideal angepaßten Last erhält man für das Oszillatorarray eine Leistung von etwa 75 nW, d.h. eine 60-fach höhere Leistung. Die gewaltigen Leistungsverluste werden zum Teil durch Fehlanpassung des Oszillatorarrays und des Detektorkontaktes an die Koppelstruktur verursacht. Sehr wahrscheinlich ist auch ein Beitrag dielektrischer Verluste im *STO*-Substrat. Weiter muß davon ausgegangen werden, daß durch die Vielzahl von Versorgungs- und Detektionsleitungen (siehe dazu Abbildung 7.2) ein Teil der vom Array generierten Leistung ausgekoppelt wird und auf diese Weise nicht an den Detektor gelangt. Nicht zu unterschätzen ist auch die parasitäre Kapazität des Detektors, die einen Teil der in den Kontakt eingekoppelten hf-Leistung kurzschließt und die dann in der oben gemachten Abschätzung nicht mit berücksichtigt wird. PSCAN-Simulationen zeigen, daß sich im Grenzfall kleiner eingekoppelter Leistungen die Stufenhöhen für die Fälle $\beta_C \approx 0$ und $\beta_C \approx 1$ etwa um einen Faktor zwei unterscheiden. Das bedeutet wiederum, daß für $\beta_C \approx 1$ eine zweimal kleinere Leistung aus der Stufenhöhe bestimmt wird als real in den Kontakt eingekoppelt wurde. Die in den Detektor eingekoppelte Leistung bestimmt aus der ersten Stufenhöhe war demnach etwa 2,6 nW.

7.2.2 Strahlung des nichtsynchronisierten Oszillators

Die angewandte Meßmethodik, d.h. Strahlungsdetektion bei gleichzeitiger Kontrolle der Spannungen aller Einzelkontakte, ermöglichte es in einzigartiger Weise, das Strahlungsverhalten des Oszillators mit der in der dc-Messung direkt beobachtbaren Synchronisation in Beziehung zu setzen. Das Synchronisationsverhalten konnte auch bei der beschriebenen Detektor-gekoppelten Schaltung mit Hilfe der zusätzlichen Ströme beeinflusst werden. Es konnte auf diese Weise eine Einstellung dieser Parameter gefunden werden, so daß an allen Kontakten des Arrays die gleiche Spannung von etwa $150\ \mu\text{V}$ (entsprechend etwa 73 GHz) abfiel, ohne daß die Kontakte synchronisierten. Wie in Abbildung 7.5a dargestellt schnitten sich die Kennlinien aller Kontakte bei etwa $150\ \mu\text{V}$. Das bedeutet, daß in diesem Arbeitspunkt alle Kontakte mit etwa der gleichen Frequenz oszillierten. Die Oszillationen waren jedoch unkorreliert, so daß die Phasen der Josephson-Oszillationen nicht synchronisiert waren.

Die Detektorkennlinie für diesen Arbeitspunkt des Oszillators ist in Abbildung 7.5 dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, daß der Kontakt bei etwa 73 GHz auf eine externe Strahlung synchronisiert. Im Vergleich mit der Kennlinie bei kohärent oszillierendem Array (Abb. 7.4) wird jedoch die deutlich geringere Strahlungsleistung des Oszillators augenfällig. Die eingekoppelte Leistung kann analog zum synchronisierten Fall zu etwa 50 pW abgeschätzt werden. Das bedeutet, daß die Ausgangsleistung des nichtsynchronisierten Arrays um einen Faktor 25 geringer war, obwohl alle Kontakte mit annähernd der gleichen Frequenz oszillierten. Dies ist ein eindeutiger Beleg dafür, daß der mittels dc-Messungen beobachtete Synchronisationseffekt in diesem Schaltungstyp tatsächlich zu einer gleichphasigen und kohärenten Überlagerung der Einzeloszillationen führt.

7.2.3 Abstimmbarkeit

Die oben beschriebene Schaltung konnte in verschiedenen Arbeitsbereichen synchronisiert werden, so z.B. auch im Frequenzbereich zwischen 75 GHz und 100 GHz. Das entsprechende Kennlinienfeld ist in Abbildung 7.6a gezeigt. Das Synchronisationsintervall war groß genug, um mehrere verschiedene, deutlich voneinander getrennte Arbeitspunkte einstellen zu können. Abbildung 7.6b zeigt die Detektorkennlinien für Arbeitspunkte bei $182\ \mu\text{V}$, $196\ \mu\text{V}$ und $220\ \mu\text{V}$, entsprechend den Frequenzen 88 GHz, 95 GHz und 107 GHz. Der Arbeitspunkt bei 107 GHz liegt am Rande des Synchronisationsintervalls. Die Spannung, bei der der Detektor auf das externe Signal synchronisierte, änderte sich entsprechend dem beim Oszillator eingestellten

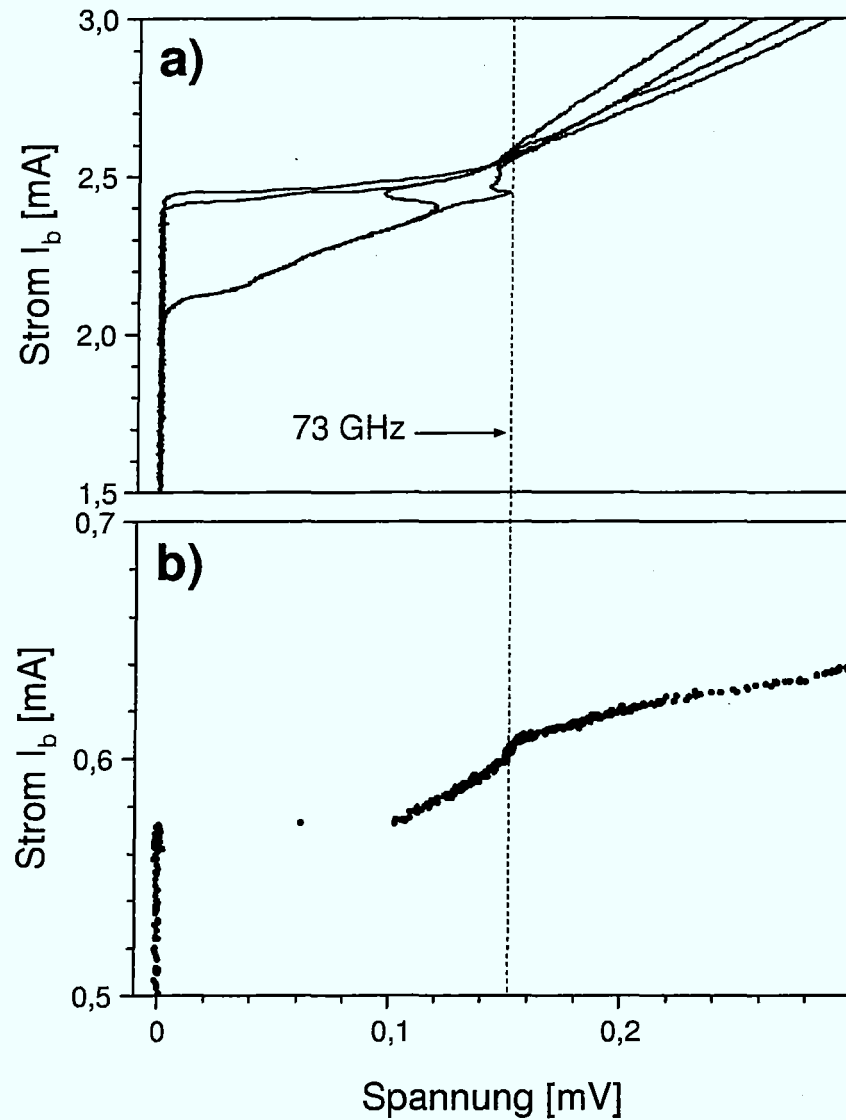


Abbildung 7.5: a) Kennlinienfeld des Oszillators ohne Synchronisation aber gleicher Frequenz aller Kontakte bei 73 GHz (Schnittpunkt der Kennlinien). b) zugehörige Kennlinie des Detektors bei Betrieb des nichtsynchronisierten Oszillators bei etwa 73 GHz.

Arbeitspunkt. Bei 107 GHz, also gerade außerhalb des Synchronisationsbereiches, ist die Stufenhöhe in der Detektorkennlinie deutlich geringer, was einer entsprechend kleineren Leistung des Oszillators zuzuschreiben ist. Die Stufen in der Kennlinie des Detektorkontaktes sind also eindeutig auf die kohärente Strahlung des Arrays im Falle der Synchronisation zurückzuführen. Es ist außerdem eine sehr anschauliche Demonstration der breitbandigen Abstimmbarkeit von Josephson-Oszillatoren.

Die ausgekoppelte Leistung war in diesem Frequenzbereich deutlich geringer als im Arbeitsbereich um 60 GHz. Die in den Detektor eingekoppelte Leistung betrug etwa 0,2 nW. Eine I_c -Unterdrückung konnte in diesem Fall aufgrund der zu geringen in den Detektor gekoppelten Leistung nicht beobachtet werden.

7.2.4 Rückschlüsse

Die geschilderten Hochfrequenzexperimente mit einer 4-Kontaktschleife als Oszillator und einem einzelnen Josephson-Kontakt als Detektor zeigen eindeutig, daß das Oszillatorarray in der Lage war, Hochfrequenzleistung zu liefern. Die Stufen in der Kennlinie des Detektorkontaktes konnten in jedem Fall dem Arbeitspunkt des Oszillators zugeordnet werden. Es konnte durch die vollständige Kontrolle des Oszillatorarrays klar zwischen phasensynchronen und nicht phasensynchronen Zuständen des Oszillators unterschieden werden. Daraus wurden durch Abschätzung der in den Detektor eingekoppelten Leistungen eindeutig höhere Strahlungsleistungen des Oszillators in synchronisierten als in vergleichbaren nichtsynchronisierten Zuständen nachgewiesen. Aus diesen Tatsachen müssen die folgenden Schlüsse gezogen werden:

- Der in allen Experimenten durch Messung der Gleichspannungen nachgewiesene Synchronisationseffekt (*engl.*: „voltage locking“) ist demnach nicht allein eine Folge identischer Oszillationsfrequenzen der Einzeloszillatoren, sondern tatsächlich gleichzusetzen mit in Frequenz und Phase identischen, d.h. phasensynchronisierten Oszillationen der Einzelkontakte (*engl.*: „phase locking“). Im Falle der hier untersuchten Schaltung waren die Oszillatoren offenbar gleichphasig synchronisiert. Damit ist erstmals experimentell ein direkter Zusammenhang dieser beiden Effekte nachgewiesen worden.
- Der in dieser Arbeit experimentell untersuchte Arraytyp der Serienarrays in supraleitenden Schleifen synchronisiert tatsächlich gleichphasig. Dies deckt sich mit den in Kapitel 3 dargelegten Ergebnissen numerischer Rechnungen. Zusammen mit den in Kapitel 6 aus dc-Messungen

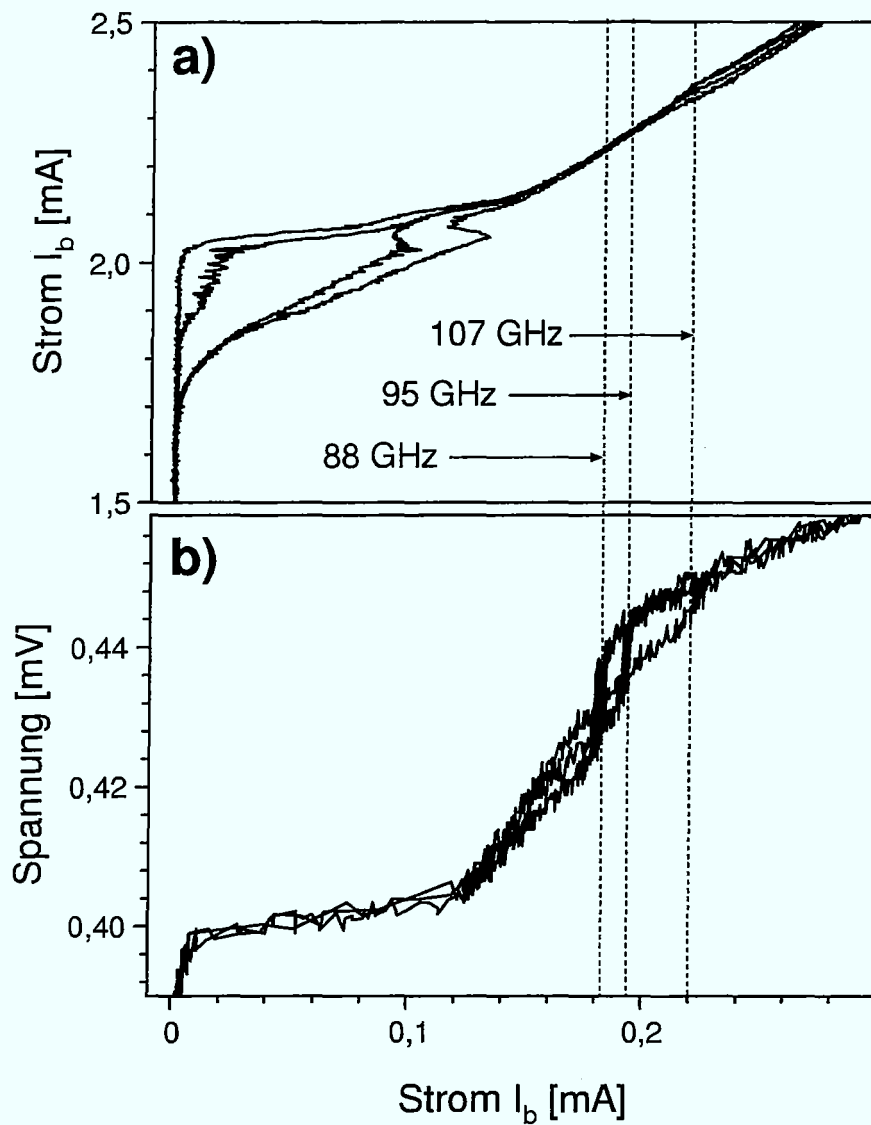


Abbildung 7.6: a) Synchronisation des Oszillators zwischen 75 GHz und 100 GHz. b) zugehörige Kennlinien des Detektors bei Betriebsfrequenzen des Oszillators von 88 GHz, 95 GHz und 107 GHz.

gewonnenen Ergebnissen ergibt sich daraus ein klares Bild dieses Schaltungstyps und der darin auftretenden Synchronisationsmechanismen.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden auf experimentellem Wege die dynamischen Wechselwirkungen von Hochtemperatursupraleiter-Josephson-Kontakten, die in verschiedenen Typen kleiner Netzwerke (Arrays) zusammengeschaltet waren untersucht. Ziel dabei war es, die für eine Anwendung der Arrays als Oszillatoren wichtige Phasensynchronisation der Kontakte zu erreichen, mit Hilfe geeigneter Methoden nachzuweisen und die Bedingungen, unter denen Phasensynchronisation auftreten kann, zu charakterisieren.

Zu diesem Zweck waren sowohl technologische als auch technische Voraussetzungen zu schaffen. So konnte ein Prozeß zur Herstellung von Stufenkontakten soweit verbessert werden, daß in kleinen Arrays aus 4 Kontakten Streuungen der kritischen Ströme bis $\pm 7\%$ erreicht werden konnten. Es wurde ein Messverfahren entwickelt, mit dem allein durch dc-Messungen, d.h. Messung von Strom-Spannungs-Beziehungen innerhalb eines Netzwerkes, detaillierte Aussagen über die dynamischen Wechselwirkungen der Josephson-Kontakte gemacht sowie Synchronisation nachgewiesen werden konnte.

Es wurden verschiedene Typen kleiner Netzwerke untersucht: Antennengekoppelte Serienarrays mit 100 Kontakten, zweidimensionale Arrays aus 4×4 Kontakten sowie der neuartige Arraytyp der Serienarrays in supraleitenden Schleifen.

Mit Antennen-gekoppelten Serienarrays konnte vollständige Synchronisation nicht erreicht werden. Aus am Institut für Mobil- und Satellitenfunktechnik in Kamp-Lintfort durchgeführten Hochfrequenzmessungen gewonnene Anzeichen partieller Synchronisation in diesen Arrays belegen, daß Synchronisation in diesen Arrays auch mit HTSL prinzipiell möglich ist. Aufgrund der noch unzureichenden technologischen Reproduzierbarkeit der HTSL-Kontakte dürfte jedoch die Realisierung vollständig synchronisierter Serienarrays dieser Größe derzeit nicht möglich sein.

Begonnen wurde die experimentelle Untersuchung von 2d-Arrays aus 4×4 HTSL-Kontakten. Der untersuchte Arraytyp, ein sogenanntes „shorted“-2d-Array, erlaubte es, mit Hilfe der Messung von Strom-Spannungs-Beziehungen einzelner Reihen des Arrays, Aussagen über die Synchronisation der einzelnen

Reihen zu machen. Es konnte Synchronisation von 2, 3 und auch 4 Reihen beobachtet werden. Damit wurde erstmals die Synchronisation von insgesamt 16 HTSL-Kontakten erreicht und nachgewiesen. Die Schaltungen reagierten empfindlich auf Änderungen des externen Magnetfeldes, wobei die Stabilität der Synchronisation mit der Zahl der synchronisierten Reihen abnahm. Dies kann als Effekt der Bewegung magnetischer Vortices entlang der Reihen des Arrays gedeutet werden. Die Ergebnisse regen an zu weiteren, detaillierteren Arbeiten auf diesem Gebiet.

Den Hauptteil der Arbeit bildete die experimentelle Untersuchung der Synchronisationsmechanismen in Serienarrays in supraleitenden Schleifen. Dieser Schaltungstyp ist zuvor nicht im Hinblick auf eine Anwendung als Oszillator untersucht worden. Serienarrays in supraleitenden Schleifen ähneln dc-SQUIDs, jedoch befinden sich statt zwei Josephson-Kontakten mehrere Kontakte in der supraleitenden Schleife. Das dynamische Verhalten dieser Schaltungen unterscheidet sich aber wesentlich von der bekannten Dynamik des klassischen SQUID. Dies ist bekannt aus detaillierten theoretischen Untersuchungen. Numerische Simulationen zeigten, daß Arrays dieses Typs im Vergleich mit Serienarrays sehr hohe Parameterstreuungen der Kontakte tolerieren. Unter den beiden möglichen phasensynchronisierten Zuständen in diesen Schaltungen ist, anders als z.B. bei parallel gespeisten Serienarrays, lediglich der gleichphasig synchronisierte Zustand stabil, so daß diese Arrays bei Synchronisation maximale Strahlungsleistung liefern.

Angeregt durch diese Ergebnisse wurden Serienarrays in supraleitenden Schleifen aus 4 Kontakten erstmals mit HTSL-Kontakten realisiert und deren Synchronisationsverhalten untersucht. Ein spezielles Schaltungsdesign erlaubte es, die Spannungen an allen Kontakten gleichzeitig zu messen und somit mittels dc-Messungen das Synchronisationsverhalten zu beobachten, da im Falle der Synchronisation die Spannungen an allen Kontakten gleich sein müssen. Es wurden Schaltungen sowohl mit Stufenkontakten als auch mit Bikristallkontakten auf verschiedenen Substratmaterialien hergestellt.

Die vollständige Synchronisation konnte mit den hergestellten Schaltungen erreicht und unmittelbar aus der Messung der I-U-Kennlinien aller Einzelkontakte nachgewiesen werden. Darauf aufbauend wurde das Synchronisationsverhalten der Schaltungen in Abhängigkeit verschiedener Parameter untersucht. Es konnte nachgewiesen werden, daß die Stabilität der Synchronisation gegenüber Störungen des Systems im theoretisch erwarteten Bereich liegt. Der Einfluß von Temperatur, externem Magnetfeld und Schaltungsparametern (z.B. McCumber-Parameter) wurde untersucht und bezugnehmend auf numerische Simulationen interpretiert. Es konnte Synchronisation bis etwa 50 K beobachtet werden. Die maximal erreichten Synchronisationsfrequenzen lagen aufgrund dielektrischer Verluste im Substrat um 180 GHz bei

Verwendung von $SrTiO_3$ -Substraten. Bei Verwendung der höchstfrequenztauglichen $LaAlO_3$ -Substrate verschob sich diese Begrenzung auf fast 1 THz.

Um die Strahlungsfähigkeit der Schaltungen zu überprüfen und Aufschluß über die gegenseitige Phasenlage der Kontakte im Falle der Synchronisation zu erhalten, wurden die Arrays „on-chip“ an Josephson-Strahlungsdetektoren gekoppelt. Die Herstellung der Koppelstrukturen erfolgte in einem nicht-epitaktischen Mehrlagenprozeß. In Verbindung mit der oben beschriebenen vollständigen dc-Charakterisierung der Arrays konnte so in einzigartiger Weise der durch Messung der Kennlinien beobachtbare Synchronisationseffekt in direkten Zusammenhang mit dem Strahlungsverhalten der Arrays gebracht werden. Bei Betrieb des Arrays in einem bestimmten Arbeitspunkt konnten bei entsprechenden Spannungen Shapiro-Stufen in der Strom-Spannungskennlinie des Detektorkontaktes beobachtet werden. Durch Auswertung der Stufenhöhen wurde die Strahlungsleistung des Arrays in synchronisierten und nichtsynchronisierten Zuständen quantitativ verglichen. Die in den Detektor eingekoppelte Leistung betrug im synchronisierten Fall etwa 1,3 nW bei 60 GHz und im nichtsynchronisierten Fall lediglich 50 pW. Aus der signifikant höheren Strahlungsleistung im Falle der Synchronisation kann zweifelsfrei auf die gleichphasige Synchronisation aller Kontakte des Arrays geschlossen werden.

Es ist damit gelungen, ein neuartiges Konzept für Josephson-Oszillatoren experimentell zu realisieren und dessen Funktionstüchtigkeit nachzuweisen. Im Verlaufe der Arbeit konnte durch ständigen Vergleich mit numerischen Simulationen ein klares Bild der Synchronisationsmechanismen im untersuchten Arraytyp der Serienarrays in supraleitenden Schleifen entwickelt werden.

Die Ergebnisse der Arbeit zeigen, daß phasensynchronisierte Arrays aus HTSL-Josephson-Kontakten prinzipiell realisierbar und für Anwendungen als Josephson-Oszillatoren geeignet sind. Dies eröffnet die Möglichkeit, aktive Hochfrequenzschaltungen auf der Basis solcher Schaltungen zu entwerfen. Die Leistungen, die die bisher experimentell untersuchten Arrays lieferten, reichen prinzipiell schon jetzt für den Betrieb eines Josephson-Mischers zur Frequenzkonvertierung aus. Ebenso ist die in dieser Arbeit vorgestellte Array-Detektor-Kopplung bereits die Vorstufe eines solchen integrierten Josephson-Empfängers. Es sind damit allerdings noch nicht alle Probleme gelöst. Das wichtigste Problem ist die immer noch zu große Linienbreite der Oszillatoren, da bislang zu wenig Kontakte in die Schaltungen integriert wurden. Die Lösung dieses Problems erfordert daher die Erhöhung der Zahl der integrierten Kontakte oder die Einbettung der Oszillatoren in resonante Strukturen. Einer Kombination von beidem könnte eine Lösung für die Zukunft sein.

Literaturverzeichnis

- [1] B. D. Josephson, *Phys.Lett.***1**, 251 (1962).
- [2] Gerthsen, Kneser, Vogel, *Physik*, 14. Auflage, 1982, Springer, Berlin.
- [3] T. D. Clark, *Phys.Lett.* **27 A**, 585 ,(1968).
- [4] P. A. A. Booij, *High-Frequency Array Oscillators based on Nb/Al-AlO_x/Nb Junctions*, Dissertation, Universität Twente, 1995.
- [5] S. P. Benz and C. J. Burroughs, *Appl.Phys.Lett.***58**, 2162 (1991).
- [6] M. J. Wengler, B. Guan and E. K. Track, *IEEE Trans.MTT* **43**, 984 (1995).
- [7] W. Reuter, *Untersuchung von Arrays mit Josephsonkontakten auf der Basis von Hoch-T_c-Supraleitern*, Diplomarbeit, Universität Gießen, 1993.
- [8] W. Reuter, M. Siegel, K. Herrmann, J. Schubert, W. Zander and A. I. Braginski, *Appl.Phys.Lett.* **62**, 2280 (1992).
- [9] G. Kunkel, *Dynamische Eigenschaften und Wechselwirkungen von Hochtemperatur Josephson-Kontakten*, Dissertation, Bergische Universität GH Wuppertal, 1996.
- [10] C. D. Reintsema, R. H. Ono, T. E. Harvey, N. Missert and L. R. Vale, *Appl.Phys.Lett.* **64**, 637 (1994).
- [11] J. Edstam and H. K. Olsson, *Appl.Phys.Lett.* **64**, 2587 (1994).
- [12] J. Edstam, G. Brorsson, E. A. Stepantsov and H. K. Olsson, *IEEE Trans.Appl.Supercond.* **5**, 3276 (1995).
- [13] M. Darula, P. Seidel, B. Mišáňik, F. Busse, E. Heinz and Š. Beňačka, *Physica B* **194-196**, 1749 (1994).

- [14] M. Darula, P. Seidel, F. Busse and Š. Beňačka, *Supercond.Sci.Technol.* **7**, 317 (1994).
- [15] M. Darula, S. Beuven, M. Siegel, A. Darulova and P. Seidel, *Appl.Phys.Lett.* **67**, 1618 (1995).
- [16] M. Darula, S. Beuven, M. Siegel, P. Seidel and A. Darulova, *Europhys.Lett* **33**, 41 (1996).
- [17] N. R. Werthamer, *Phys.Rev.***147**, 255 (1966).
- [18] P. G. De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, 1966, Benjamin, New York.
- [19] K. K. Likharev, *Rev.Mod.Phys.***51**, 101 (1979).
- [20] W. C. Stewart, *Appl.Phys.Lett.***12**, 277 (1968).
- [21] D. E. McCumber, *J.Appl.Phys.***39**, 3113 (1968).
- [22] A. K. Jain, K. K. Likharev, J. E. Lukens and J.E. Sauvageau, *Phys.Rep.***109**, 309 (1984).
- [23] K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* 1986, Gordon and Breach, New York.
- [24] S. Shapiro, *Phys.Rev.Lett.***11**, 80 (1963).
- [25] J. E. Lukens in *Superconducting Devices* 1990, Ed. S. T. Ruggiero, D. A. Rudman, Academia Press, Boston.
- [26] P. Hadley, M. R. Beasley and K. Wiesenfeld, *Phys.Rev.B***38**, 8712 (1988).
- [27] A personal Superconductor Circuit Analyzer (PSCAN) Programm, entwickelt an der Moskauer Staatsuniversität, vergleiche auch: A. A. Odintsov, V. K. Semenow and S. V. Polonsky, *IEEE Trans.Magn.* **23**, 763 (1987).
- [28] J. Konopka, I. Wolff, S. Beuven, M. Siegel and A. I. Braginski, in *Weak Superconductivity* 1994, p. 233, Ed. Š. Beňačka, P. Seidel, V. Štrbík, Institut of Electrical Engineering, Slovak Academy of Sciences, Bratislava.
- [29] P. E. Lindelof, J. Bindslev Hansen and P. Jespersen, *Future Trends in Superconductive Electronics*, A.I.P. Conf. Proc. No. **44**, 322, New York (1978).

- [30] R. L. Kautz, *IEEE Trans.Appl.Supercond.* **5**, 2702 (1995).
- [31] S. G. Lachenmann, *Dynamik von Josephson-Kontakt-Netzwerken*, Dissertation, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, 1995.
- [32] J. Pivarc, St. Beuven, P. Seidel, M. Darula and Š. Beňačka, angemeldet bei *Weak Superconductivity Symposium*, Aug. 1996, Smolenice, Slowakei.
- [33] M. Octavio, C. B. Whan and C. J. Lobb, *Appl.Phys.Lett.* **60**, 766 (1992).
- [34] M. Darula, P. Seidel, J. von Zameck Glyscinski, A. Darulova, F. Busse and Š. Beňačka in *Applied Superconductivity 1993*, Ed. H. C. Freyhardt, Informationsgesellschaft-Verlag, Oberursel.
- [35] K. Wiesenfeld, S. P. Benz and P. A. A. Booï, *J.Appl.Phys.* **76**, 3835 (1994).
- [36] C. D. Reintsema, *IEEE Trans.Appl.Supercond.* **5**, 3259 (1995).
- [37] G. A. Ovsyannikov, Z. G. Ivanov, J. Mygind and N. F. Pedersen, *Physica C* **241**, 228 (1995).
- [38] A. Barone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, 1982, Wiley, New York.
- [39] M. Basler, W. Krech and K. Yu. Platov, Preprint.
- [40] H. G. Meyer, T. Roatsch, W. Krech and M. Riedel, *Physica B* **125**, 75 (1984).
- [41] M. Darula, P. Seidel, F. Busse and Š. Beňačka, *J.Appl.Phys.* **74**, 2674 (1993).
- [42] S. J. Lewandowski, *Phys.Rev.B* **43**, 7776 (1991).
- [43] T. Yamashita, Y. Ogawa and Y. Onodera, *J.Appl.Phys.* **50**, 3547 (1979).
- [44] D. G. McDonald, *Appl.Phys.Lett.* **45**, 1243 (1984).
- [45] T. Kobayashi, *Appl.Phys.Lett.* **42**, 475 (1983).
- [46] V. K. Kornev, A. V. Arzumanov, A. D. Mashtakov and G. A. Ovsyannikov, extended abstracts of 5th International Superconductive Electronics Conference, Sept. 18-21, 1995, Nagoya, Japan.
- [47] K. Suzuki and Y. Okabe, extended abstracts of 5th International Superconductive Electronics Conference, Sept. 18-21, 1995, Nagoya, Japan.

- [48] M. Darula, M. Siegel, S. Beuven, A. Darulova and P. Seidel, *Macroscopic Quantum Phenomena and Coherence in Superconducting Networks*, Frascati, Italy, March 2-5, 1995, Ed. C. Giovannella, M. Tinkham, World Scientific, 1995.
- [49] S. Beuven, M. Darula, J. Schubert, W. Zander, M. Siegel and P. Seidel, *IEEE Trans.Appl.Supercond.* **5**, 3288 (1995).
- [50] J. G. Bednorz and K. A. Müller, *Z.Phys.B. - Condensed Matter* **64**, 189 (1986).
- [51] M. K. Wu, J. R. Asburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang and C. H. Chu, *Phys.Rev.Lett.* **58**, 908 (1987).
- [52] A. T. Fiory, A. F. Hebard, P. M. Mankiewich and R. E. Howard, *Phys.Rev.Lett.* **61**, 1419 (1988).
- [53] C. A. Copetti, *Biepitaxie-Josephson-Kontakte und Höchstfrequenzleitungen aus $YBa_2Cu_3O_{7-\gamma}$* , Dissertation, Universität Köln, 1995.
- [54] R. Dömel, *Untersuchung der Transporteigenschaften von SNS-Kontakten mit $SrRuO_3$ -Barriere*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1995.
- [55] M. Bode, *Herstellung und elektrische Charakterisierung von SNS-Kontakten mit Goldbarriere*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1995.
- [56] K. Herrmann, *HTSL-Josephson-Stufenkontakte*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1993.
- [57] S. K. Tolpygo, S. Shokhor, J.-Y. Lin, M. Gurvitch, A. Bourdillon, S. Y. Hou and J. M. Phillips, *Appl.Phys.Lett* **63**, 1696 (1993).
- [58] A. J. Pauza, A. M. Campbell, D. F. Moore, R. E. Somekh and A. N. Broers, *IEEE Trans.Appl.Supercond.* **3**, 2405 (1993).
- [59] M. Vaupel, *Herstellung und Magnetfeldabhängigkeit gesputterter schmaler $YBa_2Cu_3O_7$ -Stufenkontakte*, - Diplomarbeit, Rheinisch-Westfälisch Technische Hochschule Aachen, 1995.
- [60] J. W. Seo, , Dissertation, Rheinisch-Westfälisch Technische Hochschule Aachen, 1995.

- [61] H. R. Yi, Z. G. Ivanov, D. Winkler, Y. M. Zhang, H. Olin, P. Larsson and T. Claeson, *Appl.Phys.Lett.* **65**, 1177 (1994).
- [62] J. Z. Sun, W. J. Gallagher, A. C. Callegari, V. Foglietti and R. H. Koch, *Appl.Phys.Lett.* **63**, 1561 (1993).
- [63] R. S. Williams and S. Chaudhari, *Chemistry of High Temperature Superconductors II*, 1988, American Chemical Society, Washington DC.
- [64] B. Stritzker, J. Schubert, U. Poppe, W. Zander, U. Krüger, A. Lubig and C. Buchal, *Journal of the Less-Common Metals* **164&165**, 279 (1990).
- [65] H. Soltner, *Untersuchung heteroepitaktischer Schichten des Hochtemperatursupraleiters $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ mit verschiedenen Isolatormaterialien, hergestellt durch Sauerstoff-Hochdruckspütern*, Dissertation, Rheinisch-Westfälisch Technische Hochschule Aachen, 1994.
- [66] P. Berberich, B. Utz, W. Prusseit and H. Kinder, *Physica C* **219**, 497 (1994).
- [67] B. Oelze, Meßprogramm „M-KNECHT“, entwickelt am ISI, Forschungszentrum Jülich.
- [68] T. H. Büttgenbach, R. E. Miller, M. J. Wengler, D. M. Watson and T. G. Phillips, *IEEE Trans.MTT.* **36**, 1720 (1988).
- [69] J. Konopka and I. Wolff, *IEEE Trans.MTT.* **40**, 2418 (1992).
- [70] V. K. Kaplunenko, Z. G. Ivanov, E. A. Stepantsov, T. Claeson, T. Holst, Z. J. Sun, R. Kromann, Y. Q. Shen, P. Vase, T. Freltoft and E. Wikborg, *Appl.Phys.Lett.* **67**, 138 (1995).
- [71] M. G. Forrester, A. Davidson, J. Talvacchio, J. R. Gavalier and J. X. Przybysz, *Appl.Phys.Lett.* **65**, 1835 (1994).
- [72] B. Oelze, B. Ruck, M. Roth, R. Dömel, M. Siegel, A. Yu. Kidiyarova-Shevchenko, T. V. Filippov, M. Yu. Kupriyanov, G. Hildebrandt, H. Töpfer, F. H. Ihlmann and W. Prusseit, *Appl.Phys.Lett.* **68**, 2732 (1996).
- [73] J. Edstam and H. K. Olsson, *Proceedings of Low Temperature Conference LT-20*, August 4-11, 1993, Eugene-OR, USA.

Danksagung

- Ich danke Herrn Prof. Dr. A. I. Braginski für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Schicht- und Ionentechnik des Forschungszentrums Jülich durchführen zu können.
- Dr. habil. Michael Siegel, der die Arbeit über zwei Jahre lang betreute, danke ich für viele wertvolle Anregungen und das ständige Interesse am Fortschritt der Arbeit.
- Mein besonderer Dank gilt Dr. Marian Darula, der fast im gesamten Verlauf der Arbeit bereitwilliger Ansprechpartner war und durch seine eigene Arbeit substantiell zum Verständnis der Dynamik von Josephson-Arrays beigetragen hat.
- Prof. Dr. J. Konopka vom Institut für Mobil- und Satellitenfunktechnik in Kamp-Lintfort danke ich für die großzügige Überlassung der Messdaten der von mir hergestellten Serienarrays.
- Bernd Oelze danke ich für seinen unermüdlichen Programmierereifer. Sein Messprogramm hat entscheidend zum Erfolg der Arbeit beigetragen.
- Für die Herstellung der *YBCO*-Filme danke ich Conny Horstmann, Dr. Jürgen Schubert und Willi Zander vom ISI sowie Dr. Werner Pruseit von der TU München.
- Dr. Klaus Herrmann und Dr. Andrew Pauza vom IRC der Universität Cambridge sei an dieser Stelle ebenfalls für die gute Zusammenarbeit gedankt.
- Für viele wertvolle Ratschläge und Diskussionen danke ich Dr. Regina Dittmann, Dr. Erik Sodtke und Dr. Hermann Kohlstedt.
- Oliver Harnack danke ich für seine tatkräftige Unterstützung in der Endphase der Arbeit

- Den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt des ISI danke ich für die immer bereitwillige und zügige Erfüllung auch absonderlicher Wünsche. Den Mitarbeitern der Elektronikwerkstatt sei für die Hilfsbereitschaft in „elektronischen“ Fragen und den nie versiegenden Bauteilevorrat gedankt.
- Mona Nonn möchte ich für die immer schnelle und immer gute Herstellung der Lithographiemasken danken und Frau K. Barthels für die extrem zügige Bearbeitung photographischer Aufnahmen.
- Bedanken möchte ich mich auch bei allen anderen Kollegen, die während der letzten drei Jahre auf die eine oder andere Weise meine Arbeit begleiteten.
- Ganz besonders bedanke ich mich bei meiner Frau Andrea, die in den letzten vier Jahren immer zu mir hielt und die meisten meiner Launen geduldig ertrug.
- Gedankt sei auch all jenen, die ich an dieser Stelle vergessen habe.

Jül-3292
Oktober 1996
ISSN 0944-2952