

**Gezielte Beeinflussung der Fluxodynamik
in Stapeln intrinsischer Josephson-Kontakte
aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$**

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Mathematik und Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

VIRGINIA OEHMICHEN

aus Zürich (CH)

2007

Tag der Disputation: 30.01.2007

Dekan: Prof. Dr. N. Schopohl

1. Berichterstatter: Prof. Dr. R. Kleiner

2. Berichterstatter: Prof. Dr. D. Kölle

Für meine Mum und meine Tante

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Zielsetzung	1
2	Grundlagen	4
2.1	Josephson-Kontakte	4
2.1.1	Josephson-Gleichungen	5
2.1.2	Punktförmige Josephson-Kontakte – das RCSJ-Modell	7
2.1.3	Lange Josephson-Kontakte – die Sine-Gordon-Gleichung	10
2.1.4	Fluxodynamik im Einzelkontakt	16
2.1.5	Zweidimensionale und breitenmodulierte Josephson-Kontakte	19
2.1.6	Anwendungen – Der Flux-Flow-Oszillator	21
2.2	Gestapelte Josephson-Kontakte	22
2.3	Intrinsische Josephson-Kontakte aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$	27
2.3.1	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ — ein Hochtemperatursupraleiter	28
2.3.2	Intrinsischer Josephson-Effekt	30
2.3.3	Josephson-Plasmaoszillationen und Fluxodynamik	33
3	Probenpräparation und Messaufbau	45
3.1	Probenpräparation	45
3.1.1	Probleme	50
3.2	Messaufbau	52
3.2.1	Messungen im Heliumbad	52

3.2.2	Messungen im Magnetfeld	55
3.2.3	Messgenauigkeit	59
4	Ergebnisse und Diskussion	63
4.1	Charakterisierung der Proben im Nullfeld	63
4.2	Verhalten im parallelen externen Magnetfeld	67
4.2.1	Resonanzen	68
4.2.2	Oszillationen des Flux-Flow-Widerstandes	71
4.3	Gezielte Beeinflussung der Fluxodynamik: elektronisch .	74
4.4	Gezielte Beeinflussung der Fluxodynamik: geometrisch .	79
4.4.1	Motivation	79
4.4.2	Vorstellung des verwendeten Simulationspro- gramms und des Modellierungsmodells	81
4.4.3	Lösungen im statischen Fall	83
4.4.4	Lösungen im dynamischen Fall	90
4.4.5	Experimente zur geometrischen Beeinflussung – Kammstruktur	103
4.4.6	Zusammenfassung und Limitierung der Simulationen	107
5	Zusammenfassung und Ausblick	110
	Literaturverzeichnis	115

Kapitel 1

Einleitung und Zielsetzung

Im elektromagnetischen Spektrum liegt zwischen den langwelligen Radio- und Mikrowellen und dem Infrarotbereich die Terahertz-Strahlung. Dieses Fenster mit Frequenzen zwischen 0.1 und 10 THz, also Wellenlängen zwischen 3 mm und 30 μm ist ein noch recht unerforschtes Gebiet und wird daher als *Terahertz-Lücke* bezeichnet.

Das Regime der THz-Strahlung ist zum einen für die Grundlagenforschung aufschlussreich, zum anderen birgt es Potenzial für praktische Anwendungen. Bei ersterem kann das Verständnis der kondensierten Materie erweitert werden, da Elementaranregungen Eigenfrequenzen im THz-Bereich besitzen. Im Anwendungsbereich kommen die Eigenschaften der THz-Strahlung zum Tragen, wie hohes Durchdringungsvermögen für viele lichtundurchlässige Stoffe und Nicht-Ionisierung. Dadurch könnte der Einsatz von THz-Strahlung in der Medizin denjenigen von Röntgenstrahlung teilweise ersetzen. Weitere Einsatzmöglichkeiten sind die Analyse von DNS, die Untersuchung von Aerosolen in der Atmosphäre und abbildende Untersuchungen von Festkörpern zur Materialprüfung.

Als Gegenstand der Forschung ist der THz-Bereich sehr vielversprechend, doch fehlten bislang die entsprechenden Quellen zur einfachen

Erzeugung der Strahlung. Die Anforderungen an solche Quellen sind neben tragbaren, kompakten Lösungen hohe Leistungen, kohärente Emission und Durchstimbarkeit.

Die Entdeckung der Hochtemperatursupraleitung und des intrinsischen Josephson-Effekts machen $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ unter gewissen Voraussetzungen zu einem geeigneten Kandidaten als THz-Oszillator [Bed86; Kle92a]. Ein Josephson-Kontakt wird durch zwei Supraleiter beschrieben, welche durch eine Schwachstelle getrennt sind. Es treten Wechselströme mit hohen Frequenzen auf. In $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ ist die Supraleitung auf die CuO_2 -Doppelebenen beschränkt. Diese sind im Abstand von 15 \AA untereinander gekoppelt. Somit bildet $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ einen kompakten Stapel intrinsischer Josephson-Kontakte [Kle92b; Kle92a; Kle94b]. Die für Josephson-Kontakte typischen hochfrequenten Wechselströme reichen hier bis in den THz-Bereich. Diese Frequenzen lassen sich für einen THz-Oszillator ausnutzen, wenn es gelingt, die beteiligten Flussquanten – die Josephson-Fluxonen – zu in-Phase-Bewegungen mit hoher Abstrahlleistung anzuregen. Diese Bewegungen sollten gezielt steuerbar sein. Die Fluxonen lassen sich zum einen durch Mikrowellen, zum anderen durch Magnetfelder erzeugen. Erstere werden in dieser Arbeit nicht betrachtet; Ansätze zur Untersuchung der Fluxonkonfigurationen aufgrund Mikrowelleneinstrahlung finden sich in [Cla04].

Simulationen haben gezeigt, dass die durch Magnetfelder erzeugten Fluxonen zu in-Phase-Konfigurationen angeregt werden können [Kle94a; Kle94c; Kle01]. Zur experimentellen Realisierung wurden mikrostrukturierte Proben vermessen. Die benötigten Magnetfelder liegen im Tesla-Bereich. Die Experimente haben Hinweise auf kollektive Fluxonen-Resonanzen gegeben. Jedoch ist eine eindeutige Zuordnung der aufgetretenen Resonanzen nicht möglich aufgrund der großen Anzahl möglicher Zustände [Hei02a]. Daher sollten in dieser Arbeit zwei verschiedene Ansätze zur gezielten Beeinflussung der Fluxodynamik untersucht werden. Hierzu sollten die Proben mittels einer neuen

Präparationstechnik (Stufenstapel) strukturiert und die prinzipiellen Messungen aus [Hei02a] damit reproduziert werden. Dann sollte das Probendesign derart erweitert werden, dass zum einen elektronisch und zum anderen geometrisch Einfluss auf die Fluxonbewegung genommen werden konnte. Das Ziel sollte sein, die Fluxonen bereits bei relativ niedrigen Magnetfeldern steuerbar zu in-Phase-Bewegungen anzuregen.

Die Motivation dieser Arbeit war das Erweitern des Verständnisses der Fluxodynamik in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ auf experimentellem Wege und mittels Simulationen, um damit die Realisierung eines THz-Oszillators voranzutreiben. Hierzu sollten Möglichkeiten zur gezielten Beeinflussung der Fluxodynamik zur Erreichung von Phasensynchronisation und Steuerbarkeit ausgelotet werden. Die zu messenden Proben sollten geeignet präpariert werden unter dem Einsatz von neuen Fabrikationstechniken.

Im Einzelnen gliedert sich die vorliegende Arbeit wie folgt:

Im folgenden Kapitel (\rightarrow 2) werden die benötigten theoretischen Grundlagen bereitgestellt. Nachdem der Josephson-Effekt vorgestellt wurde, werden der intrinsische Josephson-Effekt eingeführt und die dieser Arbeit vorangegangenen Forschungsergebnisse zusammengefasst. Auf die Strukturierung der Proben mit einem neuen Präparationsverfahren wird in Kapitel 3 eingegangen. Die hierbei aufgetretenen Probleme werden aufgezeigt. Anschließend wird der Messaufbau samt der Messgenauigkeit beschrieben.

Die Ergebnisse der Messungen an den präparierten Proben und der durchgeführten Simulationen werden in Kapitel 4 vorgestellt und diskutiert.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf zukünftig zu erforschende Fragestellungen (\rightarrow 5).

Kapitel 2

Grundlagen

Diese Arbeit behandelt die Vortexdynamik in intrinsischen Josephson-Kontakten. Um zu verstehen, was intrinsische Josephson-Kontakte sind, wird zunächst im folgenden Abschnitt das Konzept eines Josephson-Kontakts vorgestellt. Es werden verschiedene Modelle zur Beschreibung eines einzelnen Josephson-Kontakts aufgezeigt, anschließend auf Stapel von Josephson-Kontakten erweitert und schließlich intrinsische Josephson-Kontakte aus dem Hochtemperatursupraleiter $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ beschrieben.

2.1 Josephson-Kontakte

Als Josephson-Kontakt wird eine Schwachstelle bezeichnet, wie z.B. die in Abb. 2.1 dargestellte Sandwichstruktur. Hierbei werden zwei Supraleiter durch eine sehr dünne isolierende Barriere voneinander getrennt [Buc04; Tin96]. In Supraleitern bilden sich unterhalb der Sprungtemperatur T_c aus je zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin und Impuls *Cooper-Paare* [Bar57]. Diese Cooper-Paare bilden einen gemeinsamen Quantenzustand, das Kondensat. Dieser wird durch eine einzige makroskopische Wellenfunktion Ψ beschrieben:

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi_0 e^{i\varphi(\vec{r})} \quad (2.1)$$

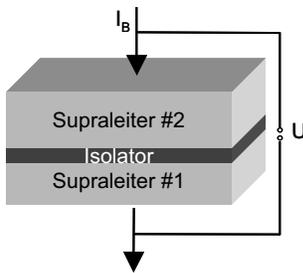


Abbildung 2.1: Skizze eines Josephson-Kontakts: die beiden Supraleiter sind durch eine dünne Barriere getrennt.

Hierbei entspricht $|\Psi|^2 = \Psi_0^2$ der Dichte der Cooper-Paare und φ ist die Phase der Wellenfunktion. Diese Phase ist über makroskopische Bereiche des Supraleiters wohldefiniert, was auch als *Phasenkohärenz* bezeichnet wird.

Bei einem Josephson-Kontakt überlappen sich die Kondensatwellenfunktionen der beiden Supraleiter, so dass diese nicht mehr unabhängig voneinander, sondern schwach gekoppelt sind. Aufgrund dieser Kopplung können in einem Josephson-Kontakt Cooper-Paare von einem Supraleiter zum anderen tunneln, was 1962 von B. D. Josephson vorhergesagt und 1963 von P. W. Anderson *et al.* (*dc-Josephson-Effekt*) bzw. 1965 von I. Giaever (*ac-Josephson-Effekt*) experimentell bestätigt wurde [Jos62; And63; Gia65]. Die den Josephson-Effekt beschreibenden Gleichungen werden im nächsten Abschnitt kurz hergeleitet.

2.1.1 Josephson-Gleichungen

Wie es für quantenmechanische Teilchen üblich ist, lässt sich auch in einem Supraleiter die Suprastromdichte für Cooper-Paare (Ladung $2e$, Masse $2m_e$) folgendermaßen schreiben:

$$\vec{j}_S = n_S \frac{e}{m_e} (\hbar \vec{\nabla} \varphi + 2e \vec{A}). \quad (2.2)$$

n_S ist die Dichte der Ladungsträger, also der Cooper-Paare. Sie ist in der Barriere stark unterdrückt und somit wird wegen der Kontinuitätsgleichung der Gradient der Phase $\vec{\nabla} \varphi$ in der Barriere stark erhöht. Also hängt der Strom von der Differenz der Phasen φ_1 und φ_2 der beiden Su-

praleiter ab und ist unter Berücksichtigung des Vektorpotentials \vec{A} eine Funktion der eichinvarianten Phasendifferenz γ :

$$\gamma = \varphi_2 - \varphi_1 - \frac{2e}{\hbar} \int_1^2 \vec{A} \cdot d\vec{s} \quad (2.3)$$

Die Integrationsgrenzen liegen hierbei an der Barriere. Da die Wellenfunktion 2π -periodisch ist, muss auch der Suprastrom als Funktion von γ eine 2π -periodische Funktion sein, welche sich durch eine Fourier-Reihe ausdrücken lässt:

$$I(\gamma) = \sum_{n=0}^{\infty} I_n \sin \gamma + \sum_{n=0}^{\infty} I_n \cos \gamma \quad (2.4)$$

Der Suprastrom sollte der Zeitumkehrinvarianz genügen und somit eine ungerade Funktion der Phasendifferenz sein: $-I(-\gamma) = I(\gamma)$. Liegt nur eine schwache Kopplung vor, so beschreibt der führende Term der Fourier-Reihe das Verhalten des Suprastroms ausreichend und diese kann zu

$$I_S = I_c \cdot \sin \gamma \quad (2.5)$$

vereinfacht werden. Gleichung (2.5) wird als *1. Josephson-Gleichung* bezeichnet. I_c ist der maximal erreichbare Strom, der *kritische Strom*. Für Ströme $I_B < I_c$ fließen nur Cooper-Paare; wird $I_B > I_c$, fällt eine Spannung über den Kontakt ab und es müssen außer den Cooper-Paaren auch Quasiteilchen tunneln.

Die Spannung U ergibt sich aus der Potenzialdifferenz $U = \phi_1 - \phi_2 - \int_1^2 \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \cdot d\vec{x}$. Die elektrostatischen Potentiale ϕ_i verhalten sich unter einer Eichtransformation wie $\phi \rightarrow \phi - \frac{\partial \chi}{\partial t}$. Für das Vektorpotenzial \vec{A} gilt bei einer Eichtransformation $\vec{A} \rightarrow \vec{A} + \vec{\nabla} \chi$. Zusammen mit der Bedingung, dass die Stromdichte gegenüber Eichtransformationen invariant sein soll, folgt bei einer Eichtransformation für die Phase aus Gleichung (2.2)

$$\varphi \rightarrow \varphi - \frac{2e}{\hbar} \chi \quad (2.6)$$

und daraus die eichinvariante Beziehung $\frac{\partial \varphi_i}{\partial t} = \frac{2e}{\hbar} \phi_i$. Wird dieser Ausdruck in die zeitliche Ableitung der Phasendifferenz (Gl. 2.3) eingesetzt und mit der Potenzialdifferenz U verglichen, so ergibt sich die

2. Josephson-Gleichung:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} = \frac{2e}{\hbar} \cdot U = \frac{2\pi}{\Phi_0} \cdot U \quad (2.7)$$

mit $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$ (*Flussquant*).

$\Phi_0 = \frac{h}{2e} \approx 2.07 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$ besteht nur aus Naturkonstanten, hat die Einheit des magnetischen Flusses und stellt ein *Flussquant* dar.

Durch die beiden Josephson-Gleichungen werden *zwei* Effekte beschrieben, der *dc-* und der *ac-Josephsoneffekt*. Liegt keine Spannung U am Kontakt an, so folgt aus der 2. Josephson-Gleichung, dass die Phasendifferenz γ zeitlich konstant ist, was in die 1. Josephson-Gleichung eingesetzt einen zeitlich konstanten Strom ergibt (dc-Josephsoneffekt). Ist hingegen $U \neq 0$, so wird γ linear von der Zeit abhängig, was einen Wechselstrom aus Cooper-Paaren zur Folge hat:

$$I_S = I_c \cdot \sin\left(\gamma_0 + \frac{2e}{\hbar} Ut\right). \quad (2.8)$$

Die Frequenz des Wechselstroms ist proportional zur angelegten Spannung mit dem Proportionalitätsfaktor $\Phi_0^{-1} = \frac{2e}{\hbar}$. Der Wert $\frac{2e}{\hbar} \approx 483.6 \text{ GHz/mV}$ wird als Josephson-Konstante bezeichnet. Diese Spannungs-Frequenz-Relation ist aus fundamentalen physikalischen Prinzipien hergeleitet und ist somit unabhängig von der Art des Josephson-Kontakts, also Punktkontakt, Korngrenzenkontakt, intrinsischer Josephson-Kontakt, etc. [Buc04]. Diese Universalität wird bei der Verwendung von Josephson-Kontakten als Spannungsstandard ausgenutzt [McD90; Ham00].

2.1.2 Punktförmige Josephson-Kontakte – das RCSJ-Modell

Wird einem *punktförmigen* Josephsonkontakt ein Strom I_B (*Bi-as-Strom*) aufgeprägt, so lassen sich dieser und die daraus resultierenden Stromspannungskennlinien durch das Stewart-McCumber-Modell [Ste68; McC68] beschreiben. Dieses Modell wird auch RCSJ-Modell genannt, was für *Resistively and capacitively shunted junction-*

Modell steht. Es wird hierbei berücksichtigt, dass bei endlichen Spannungen auch Quasiteilchen über den Kontakt strömen können. Dieser Quasiteilchenstrom I_R wird als ohmsch angenommen, was für nicht allzugroße Spannungen und für Hochtemperatursupraleiter eine gute Näherung ist. Desweiteren kommt ein Verschiebungsstrom I_C hinzu, der aus der endlichen Kapazität des Josephson-Kontaktes resultiert. Nach der Kirchhoffschen Knotenregel addieren sich diese drei Stromkomponenten (vgl. Abb. 2.2):

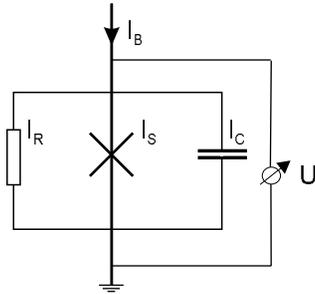


Abbildung 2.2: Ersatzschaltbild (nach dem RCSJ-Modell) eines punktförmigen Josephsonkontaktes, dem ein sogenannter Bias-Strom I_B aufgeprägt wird.

$$I_B = I_R + I_S + I_C = \frac{U}{R} + I_c \sin \gamma + C\dot{U}. \quad (2.9)$$

Mittels der zweiten Josephson-Gleichung (2.7) lässt sich die Spannung U eliminieren und es ergibt sich folgende Gleichung für die Phasendifferenz γ :

$$I_B = \frac{\Phi_0}{2\pi R} \dot{\gamma} + I_c \sin \gamma + \frac{C\Phi_0}{2\pi} \ddot{\gamma} \quad (2.10)$$

Diese nichtlineare Differentialgleichung hat die gleiche Form wie die Bewegungsgleichung eines getriebenen physikalischen Pendels mit Dämpfung. Der eichinvarianten Phasendifferenz γ entspricht der Auslenkwinkel des Pendels, dem zugeführten Strom I_B ein externes Drehmoment und der Spannung über den Kontakt $U \sim \dot{\gamma}$ die Winkelgeschwindigkeit. Wird obige Gleichung (2.10) umgestellt und in eine dimensionslose Form

gebracht:

$$i = \sin \gamma + \frac{\partial \gamma}{\partial \tau} + \beta_c \frac{\partial^2 \gamma}{\partial \tau^2}. \quad (2.11)$$

Hierbei sind $i = I_B/I_c$ der normierte Strom und $\tau = t/\tau_c = t \cdot \omega_c$ die normierte Zeit mit $\omega_c = 2\pi f_c = 2\pi \frac{U_c}{\Phi_0}$. $U_c = I_c \cdot R$ die charakteristischen Spannung. Der eingeführte Parameter $\beta_c = RC\omega_c = \frac{2\pi I_c R^2 C}{\Phi_0}$ heißt *McCumber-Parameter* und ist ein Maß für die inverse Dämpfung. Josephson-Kontakte mit $\beta_c < 1$ sind *überdämpft*, solche mit $\beta_c > 1$ *unterdämpft*. Nach dem RCSJ-Modell berechnete Strom-Spannungskennlinien sind in Abb. 2.3 zu sehen. Links ist eine Strom-Spannungs-

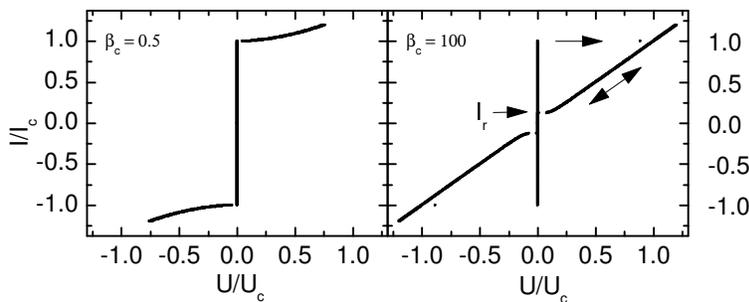


Abbildung 2.3: Nach dem RCSJ-Modell berechnete Stromspannungskennlinien. Links ist ein überdämpfter Kontakt mit $\beta_c=0.5$ gezeigt, rechts ein unterdämpfter Kontakt mit $\beta_c=100$.

Kennlinie für $\beta_c = 0.5$ gezeigt. Die Spannung ist für $|I| < I_c$ Null. Die Kennlinie geht für $|I| > I_c$ zu den endlichen Spannungen des McCumber-Zustands über. Sie ist also nicht-hysteretisch. Die rechts dargestellte Kennlinie für $\beta_c = 100$ ist hingegen deutlich hysteretisch. Für Ströme $|I| < I_c$ ist der Kontakt im supraleitenden Zustand, analog zum linken Bild. Aber für $|I| > I_c$ ‘springt’ die Spannung auf den McCumber-Ast. Wird von dort aus der Strom wieder erniedrigt, so bleibt der Kontakt im resistiven Zustand, so dass eine Spannung abfällt. Ist der Rücksprungstrom I_r erreicht, folgt die Stromspannungskennlinie wieder dem senkrechten Supraast.

2.1.3 Lange Josephson-Kontakte – die Sine-Gordon-Gleichung

Hat der Josephson-Kontakt – wie es bei realen Kontakten der Fall ist – eine räumliche Ausdehnung, so muss berücksichtigt werden, dass die Stromverteilung räumlich inhomogen wird. Die Phasendifferenz γ variiert räumlich. Die punktförmige Beschreibung des RCSJ-Modell genügt nicht mehr. Es tritt ein zusätzlicher Term auf, der das Eigenfeld \vec{B}_y berücksichtigt, das durch die inhomogene Stromdichteverteilung \vec{j}_x entlang der Schichten erzeugt wird. Zur Vereinfachung sei angenommen, dass der Kontakt nur in der x-Richtung ausgedehnt sei, wohingegen die räumliche Ausdehnung (und damit die Variation der Stromverteilung und Phasendifferenz) in y-Richtung vernachlässigt wird.

Um eine Beziehung zwischen der eichinvarianten Phasendifferenz $\gamma = \varphi_2 - \varphi_1 - 2\pi/\Phi_0 \int_1^2 \vec{A} d\vec{s}$ und dem Magnetfeld B_y herzustellen, wird der Gradient der Phase betrachtet, der sich aus Gleichung (2.2) zusammen mit der *Londonschen Eindringtiefe* $\lambda_L = \sqrt{m_e/(\mu_0 n_s e^2)}$ ergibt:

$$\vec{\nabla}\varphi = \frac{2\pi}{\Phi_0}(\mu_0\lambda_L^2\vec{j}_s + \vec{A}) \quad (2.12)$$

Dieser Ausdruck wird längs des in Abb. 2.4 eingezeichneten Weges C mit der Breite dx integriert:

$$\oint \vec{\nabla}\varphi d\vec{s} = \int \frac{2\pi}{\Phi_0}(\mu_0\lambda_L^2\vec{j}_s + \vec{A}) d\vec{s}, \quad (2.13)$$

was wegen der Eindeutigkeit der Wellenfunktion Null ergeben muss. Es ergibt sich für die Differenz der Phasendifferenzen im infinitesimalen Abstand dx

$$\begin{aligned} \gamma(x+dx) - \gamma(x) &= \frac{2\pi}{\Phi_0} \left(\mu_0\lambda_L \left(\int_1^2 \vec{j}_s d\vec{s} + \int_{2^*}^{1^*} \vec{j}_s d\vec{s} \right) + \oint_C \vec{A} d\vec{s} \right) \\ \text{und weiter} \quad \frac{\partial\gamma}{\partial x} &= \frac{2\pi}{\Phi_0} (\mu_0\lambda_L(j_{s,x}^u - j_{s,x}^o) + B_y t_{eff}) \end{aligned}$$

unter Verwendung von $\oint_C \vec{A} d\vec{s} = \int \vec{B} d\vec{f} = B_y t_{eff} dx$. Hierbei ist $t_{eff} = \bar{t} + \lambda_L \tanh(d/(2\lambda_L))$ die *magnetische Dicke* des Kontakts. Sind die Elektroden sehr dick mit $d \gg \lambda_L$, wie es nachfolgend angenommen

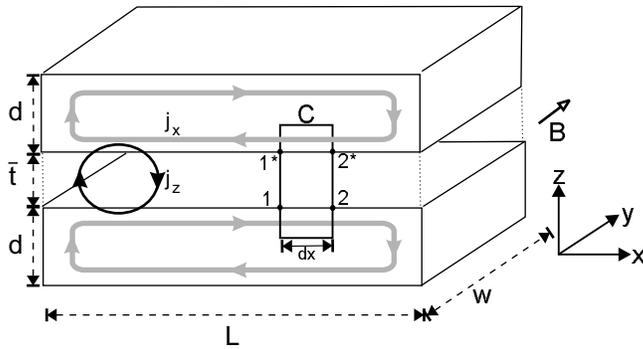


Abbildung 2.4: Zur Herleitung der gestörten Sine-Gordon-Gleichung: Josephson-Kontakt mit externem Magnetfeld in y -Richtung. Die Elektroden seien dicker als die Londonsche Eindringtiefe λ_L . Es wird längs des Weges C integriert.

werden soll, so lässt sich die effektive Dicke nähern durch $t_{eff} \approx \bar{t} + 2\lambda_L$. Mit $j_{s,x}^u$ und $j_{s,x}^o$ werden die parallel zur x -Richtung fließenden Stromdichten in der unteren und oberen Elektrode bezeichnet.

Wenn der Integrationsweg im Innern des Supraleiters gewählt wird, so dass Ströme in x -Richtung verschwinden, dann folgt für den Zusammenhang zwischen der Ortsableitung der Phasendifferenz und dem Magnetfeld

$$\frac{\partial \gamma}{\partial x} = \frac{2\pi t_{eff}}{\Phi_0} B_y. \quad (2.14)$$

Bei der z -Komponente der Maxwell-Gleichung $(\nabla \times \vec{B})_z = \frac{\partial B_y}{\partial x} + \frac{\partial B_x}{\partial y} = (\mu_0 \vec{j}_{ges})_z$ verschwindet der zweite Term für $\vec{B} \parallel \vec{x}$. Dies ergibt zusammen mit den Gleichungen 2.10, 2.14 für den Kontakt der Fläche A :

$$\frac{\Phi_0}{2\pi \mu_0 t_{eff}} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} = j_{ges,z} = j_c \sin \gamma + \frac{\Phi_0}{2\pi R A} \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{C \Phi_0}{2\pi A} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2} \quad (2.15)$$

Hierbei werden wie beim RCSJ-Modell als lokale Stromdichte in z -Richtung die Summe aus Josephson-, Quasiteilchen und Verschiebungsstromdichte angenommen. Diese Gleichung ist die *gestörte Sine-Gordon-Gleichung*. Sie beschreibt zusammen mit Randbedingungen die Dynamik

eines Josephson-Kontakts. Wird ein homogener externer Strom j_{ext} angelegt, so muss die rechte Seite der Gleichung (2.15) um den Ausdruck $-j_{ext}$ ergänzt werden. In der sogenannten overlap-Geometrie erfolgt die Stromspeisung senkrecht zur langen Seite des Kontakts. Verlassen keine Ströme den Kontakt seitlich, so stellt ein von außen in y -Richtung angelegtes homogenes Magnetfeld B_{ext} die Randbedingung

$$\left. \frac{\partial \gamma}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial \gamma}{\partial x} \right|_{x=L} = \frac{2\pi}{\Phi_0} B_{ext} t_{eff}. \quad (2.16)$$

Die gestörte Sine-Gordon-Gleichung (2.15) lässt sich mit der Tunnel-Quasiteilchenleitfähigkeit $\sigma = \rho^{-1} = \bar{t}/(RA)$ (A : Fläche des Kontakts) und den Koeffizienten

$$\begin{aligned} \text{Josephson-Eindringtiefe : } \lambda_J &= \sqrt{\frac{\Phi_0 d}{2\pi\mu_0 j_c \lambda_L^2}}, \\ \text{Dämpfung : } \alpha &= \frac{\Phi_0}{2\pi RA j_c} = \frac{\Phi_0 \sigma}{2\pi \bar{t}} = \frac{1}{\sqrt{\beta_c}}, \\ \text{Plasmafrequenz : } \omega_{pl} &= \sqrt{\frac{2\pi A j_c}{C \Phi_0}} = \sqrt{\frac{2\pi \bar{t} j_c}{\epsilon_0 \epsilon \Phi_0}} \end{aligned}$$

vereinfachen zu

$$\lambda_J^2 \frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} = \sin \gamma + \alpha \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{1}{\omega_{pl}^2} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2}. \quad (2.17)$$

Die Josephson-Eindringtiefe λ_J beschreibt also diejenige Längenskala, auf welcher sich die Phasendifferenz im Josephson-Kontakt räumlich ändern kann. Das heißt, dass sich Josephson-Kontakte abhängig von λ_J in kurze bzw. lange Kontakte klassifizieren lassen. Bei einem kurzen Kontakt sind die Ausdehnungen kleiner als die Josephson-Eindringtiefe, so dass keine Effekte aus der Ortsabhängigkeit der Phase zu erwarten sind. Ein (eindimensional-)langer Kontakt hingegen liegt vor, wenn $L \gg \lambda_J$ und $w < \lambda_J$. Im Folgenden werden lange Kontakte genauer betrachtet, denn erst in solchen können die Effekte der Solitondynamik auftreten.

Der Vollständigkeit halber sei angemerkt, dass in der Realität weitere Dämpfungsterme in Gleichung (2.17) zu berücksichtigen sind. Diese sind jedoch klein und somit vernachlässigbar.

Die gestörte Sine-Gordon-Gleichung lässt sich anschaulich wieder, wie oben beim RCSJ-Modell, im Pendelmodell verstehen. Das System besteht nun aus einer Kette von Pendeln¹, welche elastisch miteinander gekoppelt sind. Siehe hierzu auch [Buc04].

Ist die Dämpfung α vernachlässigbar klein und liegt keine externe Stromdichte vor, geht die gestörte Sine-Gordon-Gleichung in die *ungestörte Sine-Gordon-Gleichung* über:

$$\lambda_J^2 \frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} = \sin \gamma + \frac{1}{\omega_{pl}^2} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2}. \quad (2.18)$$

Die gestörte Sine-Gordon-Gleichung kann nur numerisch gelöst werden. Für die ungestörte Sine-Gordon-Gleichung hingegen existieren analytische Lösungen [Cos78]: Plasmawellen, Solitonen und Breather-Oszillationen. Letztere sind für diese Arbeit nicht von Bedeutung, so dass im Folgenden nur auf die Plasmawellen und Solitonen eingegangen wird.

Plasmawellen

Die ungestörte Sine-Gordon-Gleichung (2.18) geht durch die Linearisierung $\sin \gamma \approx \gamma$ in die Klein-Gordon-Gleichung über, welche die Auswirkungen kleiner Phasendifferenzen beschreibt:

$$\lambda_J^2 \frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} = \gamma + \frac{1}{\omega_{pl}^2} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2}. \quad (2.19)$$

Lösungen dieser Gleichung sind transversale elektromagnetische Wellen, die (*Josephson-Plasmawellen*), die dem Ansatz $\gamma(x, t) \sim e^{i(\omega t - kx)}$ genügen. Es ergibt sich die Dispersionsrelation (siehe Abb. 2.5)

$$\omega^2 = \omega_{pl}^2 + k^2 \cdot \omega_{pl}^2 \lambda_J^2 = \omega_{pl}^2 + k^2 \cdot \bar{c}^2. \quad (2.20)$$

Für $k = 0$ ergibt sich eine räumlich homogene Plasmaoszillation mit der Plasmafrequenz ω_{pl} . Im anderen Grenzfall, für große Werte von k ,

¹Hierbei ist jedoch folgendes zu beachten. Die Pendelkette ist ein diskretes System ist, wohingegen die Sine-Gordon-Gleichung kontinuierlich ist. Im Pendelmodell ergibt sich der Übergang vom diskreten zum kontinuierlichen System durch Abstandverkleinerung der einzelnen Pendel.

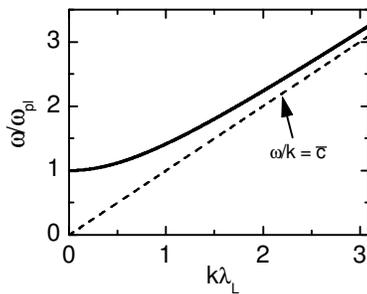


Abbildung 2.5: Dispersionsrelation $\omega^2 = \omega_{pl}^2 + k^2 \cdot \bar{c}^2$ einer Plasmawelle im langen Josephson-Kontakt

wird die Phasengeschwindigkeit durch die *Swihart-Geschwindigkeit* \bar{c} genähert. Die Swihart-Geschwindigkeit beträgt das 10^{-2} bis 10^{-4} -fache der Vakuumlichtgeschwindigkeit c . Das magnetische Feld dieser elektromagnetischen Welle kann in beide Elektroden eindringen, so dass die Welle nur die Geschwindigkeit \bar{c} erreicht, die kleiner ist, als die durch die Dielektrizitätskonstante ϵ der Barriere vorgegebene Geschwindigkeit [Swi61; Ful73].

Die Plasmawellen entsprechen im Pendelmodell kleinen Auslenkungen eines Pendels aus der Ruhelage, welche eine wellenartige Bewegung über die gesamte Kette ausführen.

Solitonen

Die Sine-Gordon-Gleichung (2.18) wird durch

$$\gamma(x, t) = 4 \arctan \left(\exp \left[\pm \frac{x - vt}{\lambda_L \sqrt{1 - \frac{v^2}{\bar{c}^2}}} \right] \right) \quad (2.21)$$

gelöst, wodurch ein *Soliton* beschrieben wird. Ein Soliton ist eine räumlich lokalisierte Anregung, welche sich unter Beibehaltung² der Form mit der Geschwindigkeit v bewegen kann [Rem99]. Das Soliton hat also Teilchencharakter, was in den unten angestellten Überlegungen ausgenutzt wird. Der Faktor $(\sqrt{1 - \frac{v^2}{\bar{c}^2}})^{-1}$ beschreibt die Lorentz-Kontraktion. Je schneller sich das Soliton bewegt, desto mehr kontrahiert es. Die erreichbare Grenzgeschwindigkeit ist die Swihart-Geschwindigkeit \bar{c} . Das

²Nichtlinearität und Dispersion gleichen sich hier gerade aus.

Vorzeichen gibt an, ob ein Soliton (+) oder ein Antisoliton (-) betrachtet wird; letzteres bewegt sich in die dem Soliton entgegengesetzte Richtung. Anschaulich (siehe Abb. 2.6 oben) ändert sich bei einem Soliton die Phasendifferenz γ von 0 auf 2π auf einer Länge von etwa $2\lambda_J$, welche die Ausdehnung eines Solitons darstellt. Verläuft diese ‘Stufe’ (engl. kink) von 2π nach 0, so handelt es sich um ein Antisoliton.

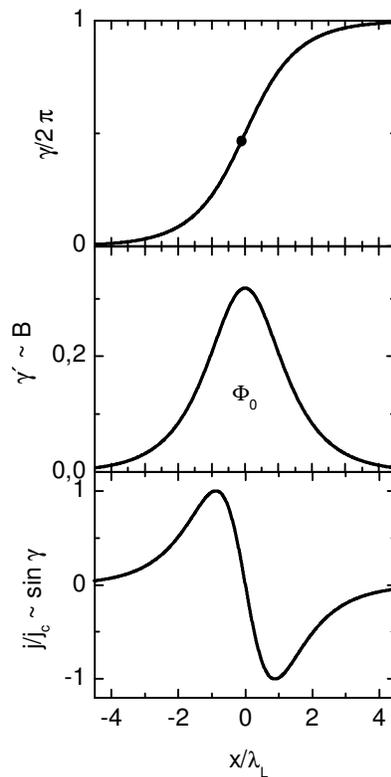


Abbildung 2.6: *oben:* Verlauf der Phasendifferenz γ von 0 nach 2π am Ort eines Solitons nach Gl. (2.21) für $v = 0$; der Punkt stellt das Solitonzentrum dar. *Mitte:* Das Magnetfeld ist proportional zu $\gamma = \frac{\partial\gamma}{\partial x}$. Das Integral darüber ist genau ein Flussquant Φ_0 . *Unten:* Suprastrom am Ort des Solitons

Im mittleren Bild ist das Magnetfeld am Ort des Solitons dargestellt, welches proportional zur räumlichen Ableitung der Phasendifferenz ist. Die Integration über das Magnetfeld ergibt genau Φ_0 , d.h. das Soliton trägt genau ein Flussquant Φ_0 . Aus dem unteren Bild wird ersichtlich, dass der Suprastrom am Ort des Solitons ein Wirbelstrom ist und somit das Flussquant abschirmt. Für das Soliton in Josephson-Kontakten werden daher auch die Bezeichnungen *Josephson-Fluxon* und *Josephson-Vortex* verwendet.

Im Bild des Pendelmodells entspricht einem Soliton eine Verdrillung eines Pendels um 2π , welche entlang der Kette bewegt werden kann (siehe auch [Die01]).

2.1.4 Fluxodynamik im Einzelkontakt

Befinden sich Solitonen in einem langen Josephson-Kontakt, so können diese durch einen Bias-Strom entlang der Barriere beschleunigt werden. Vereinfacht ausgedrückt wirkt hierbei der Bias-Strom I_B wie eine Lorentz-Kraft auf die Solitonen. Dieser Beschleunigung wirkt die Dämpfung entgegen, so dass sich eine Gleichgewichtsgeschwindigkeit v einstellt. Diese Geschwindigkeit v kann maximal den Wert \bar{c} der Swihart-Geschwindigkeit annehmen. Werden die Solitonen durch den Biasstrom bis zum Kontaktende getrieben, so werden sie als Antisoliton reflektiert, wenn sie genug kinetischen Impuls besitzen und die Dämpfung genügend klein ist. Andernfalls verlässt das Soliton den Kontakt unter Aussendung einer elektromagnetischen Welle. Begegnen sich ein Soliton und ein Antisoliton, so laufen sie bei großer Geschwindigkeit einfach durcheinander hindurch. Ist die Geschwindigkeit zu klein, dann vernichten sie sich und es entstehen Plasmawellen.

Sich bewegende Fluxonen stellen aufgrund der sich zeitlich ändernden Phasendifferenz einen Spannungspuls dar (vgl. 2. Josephson-Gleichung (2.7)). Es fällt also eine über die Zeit T gemittelte Spannung über den Kontakt der Länge L ab, wenn sich n Fluxonen mit der Geschwindigkeit v bewegen:

$$U = \frac{n\Phi_0}{T} = \frac{n\Phi_0 \cdot v}{L} \quad (2.22)$$

Für $v \rightarrow \bar{c}$ stellt sich die Kennlinie aufgrund des Lorentzfaktors auf.

Verschiedene Arten der Fluxodynamik im langen Josephson-Kontakt werden nun vorgestellt, nach anwachsendem externen Magnetfeld sortiert. Eine Übersicht findet sich auch in [Par93].

Nullfeldstufen

Liegt kein externes Magnetfeld an, so können Vortices aufgrund des Eigenfeldes des Stroms im Kontakt erzeugt werden. Dazu wird der Strom über den kritischen Strom hinaus erhöht und vom McCumber-Ast aus wieder erniedrigt. Aufgrund dynamischer Instabilitäten bilden sich spontan Vortices oder Vortex-Antivortex-Paare. Diese bewegen sich nun unter dem Einfluss des Biasstroms und verursachen einen Spannungsabfall, was von T. A. Fulton *et al.* 1973 als *Zero Field Steps* (Nullfeldstufen) bezeichnet wurde [Ful73]. Bei geringer Dämpfung werden die Vortices an den Kontaktenden als Antivortices reflektiert und laufen somit hin und her. Das mittlere Feld ist also Null. Die Höchstgeschwindigkeit der Vortices ist die Swihart-Geschwindigkeit \bar{c} , so dass die maximale Spannung für n Fluxonen im Kontakt gegeben ist durch (vgl. Gl.(2.22)):

$$U_{ZFS} = \frac{n\Phi_0 \cdot \bar{c}}{L} \quad (2.23)$$

Displaced linear slope

Liegt ein schwaches (nahe H_{c1}) externes paralleles Feld an, so dringen nur einzelne Vortices in den Kontakt. Diese bewegen sich erst, wenn der Biasstrom so groß ist, dass die Vortices aus den im Festkörper vorhandenen Pinning-Zentren (Potentialminima) gelöst werden. Die Bewegung ist dann chaotisch. Es bildet sich ein nahezu linearer Ast (*Displaced Linear Slope*) in der Stromspannungskennlinie bei kleinen Spannungen. Die Spannung ist proportional zum angelegten Magnetfeld, aber die Steigung dieses linearen Astes ist (wie der Name schon ausdrückt) konstant. Ist das angelegte Magnetfeld so groß, dass die Fluxonen dichter werden, so verschwindet dieser lineare Ast und es entstehen Strukturen, die im Folgenden beschrieben werden.

Fiske-Resonanzen

Durch ein externes Magnetfeld wird der Josephson-Strom moduliert und regt Plasmawellen an. Da ein Josephson-Kontakt der Länge L wie ein Resonator für die Plasmawellen wirkt, entstehen stehende Wellen mit der Bedingung $n \cdot \lambda/2 = L$. Diese Wellen werden nur bei großer Güte des Resonators nicht weggedämpft. Der Josephson-Strom koppelt an die Plasmawellen mit den Resonanzfrequenzen $f = n \frac{\bar{c}}{2L}$ ($n \in \mathbb{N}$) an, was nach der 2. Josephson-Gleichung zu äquidistanten Stufen, den *Fiske-Resonanzen* [Fis64; Coo64] bei den Spannungen

$$U = f\Phi_0 = \frac{n\Phi_0 \cdot \bar{c}}{2L} \quad (2.24)$$

auf der Stromspannungs-Kennlinie führt. Ein Beispiel einer Messung an einem Nb-Al/AlO_x-Nb-Kontakt findet sich in [Hec97b].

B. Dueholm *et al.* haben gezeigt, dass bei Fiske-Resonanzen in langen ($L > 8\lambda_J$) Kontakten Fluxonen berücksichtigt werden müssen [Due81]. Aufgrund des Biasstroms läuft ein Fluxon von einem Ende des Kontakts zum anderen. Dort wird es vernichtet und sendet eine Plasmawelle zurück. Durch diese wird am ersten Ende das Eindringen eines neuen Fluxons in den Kontakt ausgelöst. Die Fluxonen rasten also auf der Plasmawelle ein.

Die Stufen treten in diesem Fall bei der halben Spannung der Nullfeldstufen auf, da sich im zeitlichen Mittel ein halbes Flussquant im Kontakt befindet.

Flux-Flow-Stufe

Bei starken externen Magnetfeldern und unter dem Einfluss eines Biasstroms dringen an einem Kontaktende ständig Fluxonen in den Kontakt ein. Sie durchlaufen ihn als Fluxonkette mit der Geschwindigkeit v und verlassen ihn am anderen Ende wieder. Dieser Zustand wird als *Flux-Flow-Zustand* bezeichnet. Durch das angelegte Feld B_{ext} wird der Fluss $\Phi = BLt_{eff}$ im Kontakt erzeugt. Entspricht dieser Fluss gerade n Fluxonen $n \cdot \Phi_0$, so wird zusammen mit Gleichung (2.22) die Spannung $U = Bvt_{eff}$ erzeugt. Da die Grenzggeschwindigkeit wieder die Swihart-

Geschwindigkeit \bar{c} ist, ist die maximale Spannung gegeben durch

$$U_{FFS} = B\bar{c}t_{eff}. \quad (2.25)$$

Auf der Kennlinie zeigt sich diese *Flux-Flow-Stufe* als resonanzartige Struktur mit konstanter Spannung. Erstmals beobachtet wurde solch eine Stufe von R. E. Eck *et al.*, weshalb sie auch als ‘Eck-Peak‘ bezeichnet wird [Eck64].

Die Flux-Flow-Stufe verschiebt sich wegen $U_{FFS} \sim B$ proportional mit dem Magnetfeld, was ein charakteristisches Merkmal für sie ist. Da U_{FFS} die maximale Spannung ist, springt der Kontakt bei weiterem Erhöhen des Biasstroms in den McCumber-Zustand.

Der Flux-Flow-Zustand ist für Kontakte geringer Güte typisch. Fiske-Resonanzen, welche als Feinstruktur der Flux-Flow-Stufe überlagert sind, sind daher nicht immer sichtbar.

Die den Kontakt periodisch verlassenden Fluxonen erzeugen eine Wechselspannung mit der Frequenz $f = n\frac{\Phi}{L}$; diese ist nach der 2. Josephson-Gleichung gegeben durch $f = \frac{U_{FFS}}{\Phi_0}$.

2.1.5 Zweidimensionale und breitenmodulierte Josephson-Kontakte

In der oben hergeleiteten Sine-Gordon-Gleichung wurde davon ausgegangen, dass der Kontakt eindimensional lang ist. Reale Kontakte sind jedoch zweidimensional, so dass für eine realistischere Beschreibung die gestörte Sine-Gordon-Gleichung (2.17) gemäß [Bar82] auf die zweidimensionale gestörte Sine-Gordon-Gleichung

$$\lambda_J^2 \left(\frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \gamma}{\partial y^2} \right) = \sin \gamma + \alpha \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{1}{\omega_{pl}^2} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2} \quad (2.26)$$

erweitert werden muss. Ausgewählte Beispiele dazu finden sich bei S. Sakai *et al.* [Sak01].

P. S. Lomdahl *et al.* und J. C. Eilbeck *et al.* haben durch Vergleich des eindimensionalen mit dem zweidimensionalen Modell für lange Josephson-Kontakte untersucht, inwieweit das eindimensionale Modell ausreichend ist für die Beschreibung der Fluxodynamik [Lom85; Eil85].

Sie haben gezeigt, dass die strenge Bedingung $w \ll \lambda_J$ abgeschwächt werden kann und dass in bestimmten Fällen auch für Kontakte mit Breiten w größer als die Josephson-Länge λ_J die zweidimensionale Sine-Gordon-Gleichung in die eindimensionale übergeht. Je größer ein von außen in y -Richtung angelegtes Feld ist, desto besser gibt das eindimensionale Modell die Realität wieder. Zweidimensionale Fluxonen werden zur Bewegung senkrecht zur y -Achse gezwungen, selbst wenn ihre Bewegungsrichtung zuvor schiefwinklig war. Das Fluxon bewegt sich dann parallel zur kurzen Breite w , wobei es nicht ganz starr, sondern u-förmig ist, d.h. der Verlauf des Phasensprungs von 0 nach 2π erfolgt in einer leicht gekrümmten Form. Die Geschwindigkeit dieses zweidimensionalen Fluxons unterscheidet sich nur um wenige Prozent von derjenigen, die aus dem eindimensionalen Modell erhalten wird.

Ein Josephson-Kontakt kann auch dahingehend verändert werden, dass die Breite w nicht mehr konstant ist, sondern moduliert wird in Abhängigkeit von x : $w = w(x)$. So wurden z.B. Josephson-Kontakte untersucht, deren Breite exponentiell geformt ist [Ben96; Car02]. Auf Fluxonen, die am breiteren Ende erzeugt werden, wirkt dann eine Kraft, welche sie zum schmaleren Ende des Kontakts zwingt [Pag94].

E. Goldobin *et al.* [Gol01] erhalten für die gestörte Sine-Gordon-Gleichung unter Berücksichtigung einer modulierten Breite $w(x)$ folgenden Ausdruck

$$\frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \gamma}{\partial \tau^2} - \sin \gamma = \alpha \frac{\partial \gamma}{\partial \tau} - i_{ext} + \frac{\partial h(x)}{\partial x} + \frac{\frac{\partial w(x)}{\partial x}}{w(x)} \left[h(x) - \frac{\partial \gamma}{\partial x} \right]. \quad (2.27)$$

Hierbei liegt die Gleichung in der normierten Form vor. Längen sind auf die Josephson-Eindringtiefe λ_J normiert, der externe Strom auf den kritischen Strom ($i_{ext} = I_{ext}/I_c = j_{ext}/j_c$) und die Zeit auf die inverse Plasmafrequenz ω_{pl}^{-1} ($t = \tau \cdot \omega_{pl}^{-1}$)³. Der Dämpfungsparameter α hängt über $\alpha = \omega_{pl}/\omega_c = 1/\sqrt{\beta_c}$ mit dem McCumber-Parameter β_c zusammen. Das Magnetfeld h ist über die Beziehung $h(x) = 2H_{ext}(x)/H_{c1}$ normiert.

³Im Gegensatz zur Herleitung der gestörten Sine-Gordon-Gleichung *ohne* Breitenmodulation (\rightarrow (2.11)) wird hier nicht auf die kritische Frequenz normiert, sondern auf die Plasmafrequenz.

$H_{c1} = \Phi_0 / (\pi \mu_0 t_{eff} \lambda_J)$ ist das erste kritische Feld, das Eindringfeld eines Fluxons. Es ist gleich dem Feld im Zentrum eines Fluxons.

Im Vergleich zur gestörten Sine-Gordon-Gleichung ohne Modulation treten hier in Gleichung (2.27) drei zusätzliche Terme auf. Durch $\frac{\partial h(x)}{\partial x}$ wird der Effekt eines externen Magnetfelds beschrieben, wenn der Kontakt in der xy -Ebene gebogen ist und das Magnetfeld somit nur anteilig senkrecht steht. Der Ausdruck $\left[\frac{\partial w(x)}{\partial x} / w(x) \right] \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial x}$ rührt von der Breitenmodulation her und spielt im Folgenden für die Simulationen im Ergebniskapitel eine wichtige Rolle. Die Formel ist unabhängig von der Art der Breitenmodulation, welche z.B. exponentiell, Sinus- oder Cosinus-förmig sein kann. Der Term $\left[\frac{\partial w(x)}{\partial x} / w(x) \right] h(x)$ beschreibt die Kombination der beiden Effekte.

2.1.6 Anwendungen – Der Flux-Flow-Oszillator

Wie oben erläutert, stellen sich bewegende Fluxonen einen Spannungspuls dar, so dass an den Kontaktändern elektromagnetische Strahlung an den Außenraum abgeben werden kann. Es lassen sich nun auf verschiedene Arten Oszillatoren realisieren. Bei den Nullfeldmoden laufen die Fluxonen im Kontakt hin- und her. An den Kontaktenden wird ein Teil der Strahlung emittiert. Da die Fluxonen jedoch noch genug kinetischen Impuls behalten müssen, um wieder reflektiert zu werden, ist die Leistung der auskoppelbaren Strahlung sehr gering. Zudem ist die Frequenz durch die geometrische Dimension festgelegt.

Wesentlich vorteilhafter ist es, den Oszillator im Flux-Flow-Zustand zu betreiben. Hier verlassen die Fluxonen periodisch den Kontakt, so dass auch periodisch Mikrowellen an den Außenraum abgegeben werden. Es ergeben sich gegenüber der Ausnutzung der Nullfeldmoden zwei wesentliche Vorteile: Zum einen sind die Frequenzen über das angelegte Feld durchstimmbare, zum anderen ist die ausgekoppelte Leistung höher, da die Fluxonen den Kontakt verlassen

T. Nagatsuma *et al.* haben solch einen Flux-Flow-Oszillator analysiert [Nag84; Nag85]. Die entstehende Welle hat am Ende, an dem sie ausgekoppelt wird, maximale Amplitude (siehe Abb. 2.7). Die Leistungen liegen im Mikrowattbereich für Frequenzen von 100-400 GHz. Sie können

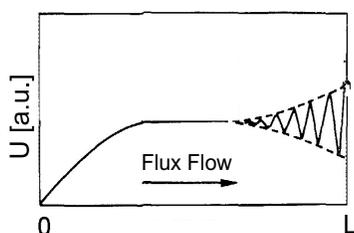


Abbildung 2.7: Analytische Berechnung der Spannung bei einem Flux-Flow-Oszillator. Die Amplitude ist an dem Ende maximal, an welchem die Fluxonen den Kontakt verlassen.(nach [Nag84])

erhöht werden, indem ganze Arrays von Josephson-Kontakten als Oszillator betrieben werden. Es muss hierbei dann aber sichergestellt werden, dass die Phasen der emittierenden Wellen gleich sind. Solch eine Synchronisation der Phase wird bei Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten, welche unten vorgestellt werden, erwartet.

2.2 Gestapelte Josephson-Kontakte

Nachdem die Sine-Gordon-Gleichung für einen einzelnen Josephson-Kontakt hergeleitet wurde, soll die Beschreibung auf die *gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen* für einen Stapel von Josephson-Kontakten erweitert werden. Josephson-Kontakte lassen sich zum einen als künstliche Multilagenstruktur stapeln, wie es in Nb-Al/ AlO_x -Nb-Technologie möglich ist [Ust94], oder sind im Fall sogenannter intrinsischer Josephson-Kontakte (siehe Abschnitt 2.3.2) natürlich gestapelt.

Diese gestapelten Josephson-Kontakte werden durch verschiedene Wechselwirkungsmechanismen gekoppelt. Die stärkste und für diese Arbeit relevante Kopplung⁴ beruht auf den Querströmen, welche in den supraleitenden Elektroden fließen. Bei dünnen Elektroden (vergleichbar oder kleiner als die magnetische Eindringtiefe) überlagern sich die abschirmenden Querströme, so dass die Kontakte *induktiv* gekoppelt sind. Die Beschreibung eines solchen Stapels aus induktiv gekoppelten Josephson-Kontakten wurde von S. Sakai *et al.* für ein System aus Nb-Al/ AlO_x -

⁴Andere Kopplungsmechanismen wie z.B. über phononische Wechselwirkung finden sich in der Literatur [Hel97].

Nb-Kontakten [Sak93] aufgestellt und von R. Kleiner *et al.* [Kle94c] auf Stapel intrinsischer Josephson-Kontakte erweitert⁵. Die Elektrodynamik dieses Systems wird in den Modellen, wie unten gezeigt wird, durch gekoppelte Sine-Gordon-Gleichungen beschrieben. Das Modell lässt sich gut an ein reales System anpassen, da alle Modellparameter (charakteristische Längen, Frequenzen) direkt aus den physikalischen Größen (Abmessungen, kritische Stromdichte) abgeleitet werden.

Das Schema eines Stapels aus Josephson-Kontakten zusammen mit den benötigten Variablen ist in Abbildung 2.8 zu sehen. Zur Vereinfachung

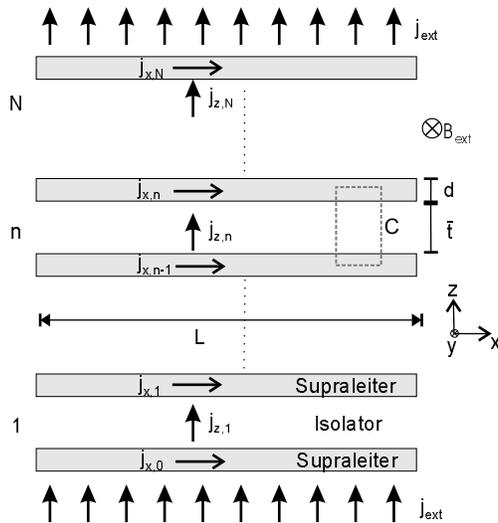


Abbildung 2.8: Schema eines Stapels aus Josephson-Kontakten zur Herleitung der gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen

sei angenommen, dass alle Kontakte identisch sind. Der Stapel besteht aus N Josephson-Kontakten, wobei der n -te Kontakt aus den supraleitenden Schichten $n - 1$ und n gebildet wird, welche die n -te isolierende Schicht einschließen. Die supraleitenden Schichten haben die Dicke d ,

⁵Eine Gegenüberstellung der Bezeichnungen und Größen nach R. Kleiner und des Sakai-Bodin-Petersen-Modells findet sich in [Hec97a].

die isolierenden Schichten die Dicke \bar{t} . Die Ausdehnung in x-Richtung, also senkrecht zum Magnetfeld, ist L . In y-Richtung soll die Ausdehnung vernachlässigbar klein sein ($w \rightarrow 0$). Die supraleitenden Stromdichten in der Ebene des n -ten Kontakts seien $j_{x,n}$, diejenigen über den n -ten Kontakt $j_{z,n}$. Die eichinvariante Phasendifferenz lässt sich analog zum Einzelkontakt für den n -ten Kontakt schreiben als

$$\gamma_n = \varphi_n - \varphi_{n-1} - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_{(n-1)}^n A_z dz. \quad (2.28)$$

Die Amplitude des Ordnungsparameters wird in den Elektroden als konstant angenommen. Ist weiterhin der Gradient der n -ten Phase φ_n in y -Richtung vernachlässigbar, so gilt nach Gleichung (2.12) für den Gradienten von φ_n in x -Richtung folgende Abhängigkeit von $A_{x,n}$ und $j_{x,n}$:

$$\frac{\partial \varphi_n}{\partial x} = \frac{2\pi}{\Phi_0} (A_{x,n} + \mu_0 \lambda_L^2 j_{x,n}). \quad (2.29)$$

Wird die Phase längs des Weges C (siehe Abb. 2.8) integriert, dessen Ausdehnung in x -Richtung infinitesimal klein ist, ergibt sich für die Ableitung der n -ten Phasendifferenz nach x

$$\frac{\partial \gamma_n}{\partial x} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \left(\frac{\partial}{\partial x} \oint_C \vec{A} d\vec{s} + \mu_0 \lambda_L^2 (j_{x,n} - j_{x,n-1}) \right). \quad (2.30)$$

Für die z -Abhängigkeit des Magnetfeldes wird die symmetrisierte Lösung der London-Theorie benutzt. Für die y -Komponente des Magnetfeldes $B_y(z)$ in der n -ten Elektrode entlang der z -Richtung ergibt sich

$$B_y(z) = \frac{B_n + B_{n+1}}{2} \frac{\cosh(z/\lambda_L)}{\cosh(d/2\lambda_L)} + \frac{B_{n+1} - B_n}{2} \frac{\sinh(z/\lambda_L)}{\sinh(d/2\lambda_L)} \quad (2.31)$$

B_n ist die y -Komponente des Magnetfeldes in der n -ten Barriere. Für die (aufgrund der geringen Dicke der Elektroden) nicht verschwindende Stromdichte $j_{x,n}$ in x -Richtung in der n -ten Elektrode ergibt sich aus der Maxwell-Gleichung $\mu_0 j_{x,n} = -\partial B_y(z)/\partial z$. Damit, mit der Kontinuitätsgleichung und Gl. (2.30) folgt unter Berücksichtigung einer externen Stromdichte j_{ext}

$$j_c \cdot \frac{\partial^2 \gamma_n}{\partial x^2} = \left(\frac{1}{\lambda_m^2} + \frac{2}{\lambda_k^2} \right) j_{z,n} - \frac{1}{\lambda_k^2} (j_{z,n-1} + j_{z,n+1}) - \frac{1}{\lambda_m^2} j_{ext} \quad (2.32)$$

$$\text{mit } \lambda_m = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 t_{eff} j_c}} \quad \text{und} \quad \lambda_k = \sqrt{\frac{\Phi_0 d_{eff}}{2\pi\mu_0 \lambda_L^2 j_c}},$$

$$d_{eff} = \lambda_L \sinh\left(\frac{d}{\lambda_L}\right) \quad \text{und} \quad t_{eff} = \bar{t} + 2\lambda_L \tanh\left(\frac{d}{2\lambda_L}\right)$$

Gleichung (2.32) ist das Analogon der Sine-Gordon-Gleichung (2.17), welche die Dynamik eines *einzelnen* Josephson-Kontakts beschreibt. Aus Gleichung (2.32) lässt sich erkennen, dass hier die eichinvariante Phasendifferenz bzw. deren zweite örtliche Ableitung des n -ten Kontakts aufgrund des zweiten Terms auf rechten Seite der Gleichung durch die Ströme in den Nachbarkontakten beeinflusst wird. Benachbarte Kontakte sind also gekoppelt.

Wird die **Josephson-Eindringtiefe** λ_J mit

$$\lambda_J = \left(\sqrt{\frac{1}{\lambda_m^2} + \frac{2}{\lambda_k^2}} \right)^{-1} = \sqrt{\frac{\Phi_0 d_{eff}}{2\pi\mu_0 j_c [t_{eff} d_{eff} + 2\lambda_L^2]}} \quad (2.33)$$

definiert, so lässt sich der dimensionslose Kopplungsparameter $s = (\lambda_J/\lambda_k)^2$ einführen. Er gibt an, wie stark die Kontakte miteinander gekoppelt sind. Für Elektroden, die sehr dick sind im Vergleich zur Londonschen Eindringtiefe, also $d_{eff} \gg \lambda_L$, geht die Kopplung s gegen Null wegen $\lambda_k \rightarrow \infty$. Es besteht dann keine Kopplung mehr und die Eigenschaften der Kontakte werden nicht durch ihre Nachbarn beeinflusst. Im anderen Grenzfall, für $d_{eff}, t_{eff} \ll \lambda_L$, nähert sich s seinem Maximalwert von 0.5, was eine sehr starke Kopplung bedeutet.

Um Gleichung 2.32 kompakter zu schreiben, wird die Kopplungsmatrix \mathbf{M} eingeführt mit den Diagonalelementen $M_{i,i} = 1/\lambda_J^2$, den Nebendiagonalelementen $M_{i,i-1} = M_{i,i+1} = -1/\lambda_k^2$ und den restlichen Elementen $M_{i,j} = 0$ ($i, j = 1 \dots N$). Die Phasendifferenzen und die auf j_c normierten Stromdichten i werden als Vektoren $\vec{\gamma} = (\gamma_1, \dots, \gamma_N)$ und $\vec{i} = (i_1, \dots, i_N)$ geschrieben; der extern eingespeiste Strom geht über die Randbedingungen $i_{z,0} = i_{z,N+1} = i_{ext}$ ein. Damit lautet Gleichung 2.32

$$\frac{\partial^2 \vec{\gamma}}{\partial x^2} = \mathbf{M} \vec{i} - \frac{1}{\lambda_k^2} (1, 0, \dots, 0, 1) i_{ext} \quad (2.34)$$

oder mit $\vec{i}_{ext} = (i_{ext}, \dots, i_{ext})$

$$\frac{\partial^2 \vec{\gamma}}{\partial x^2} = \mathbf{M}(\vec{i} - \vec{i}_{ext}) - \frac{1}{\lambda_m^2} \vec{i}_{ext}. \quad (2.35)$$

Jeder Kontakt lässt sich lokal durch das RCSJ-Modell beschreiben, also ist $i_{z,n}$ durch die Summe aus Josephson-Strom, Ohmschen Strom und Verschiebungsstrom gegeben:

$$i_{z,n} = \frac{j_{z,n}}{j_c} = \sin \gamma_n + \dot{\gamma}_n + \beta_c \ddot{\gamma}_n \quad (2.36)$$

Die zeitlichen Ableitungen erfolgen hier nach der normierten Zeit $\tau = t \cdot \tau_c^{-1}$ mit der charakteristischen Zeit $\tau_c = \omega_c^{-1}$, und der McCumber-Parameter ist $\beta_c = 2\pi j_c \rho^2 \epsilon \epsilon_0 \bar{t} / \Phi_0$ [Kle00]. Somit lässt sich das gesamte Gleichungssystem der *gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen* zur Beschreibung der Dynamik eines Stapels von Josephson-Kontakten in der kompakten Form

$$\frac{\partial^2 \vec{\gamma}}{\partial x^2} - \frac{1}{\lambda_m^2} \vec{i}_{ext} = \mathbf{M} \left(\sin \vec{\gamma} + \frac{\partial \vec{\gamma}}{\partial \tau} + \beta_c \frac{\partial^2 \vec{\gamma}}{\partial \tau^2} - \vec{i}_{ext} \right) \quad (2.37)$$

schreiben. Weitere Randbedingungen folgen aus Gleichung (2.30), wenn bei dem rechteckförmigen⁶ Stapel aus Abb. 2.8 keine Ströme den Stapel seitlich verlassen und die Eigenfelder an den Kanten aufgrund von Kreisströmen vernachlässigt werden. Die örtliche Ableitung der eichinvarianten Phasendifferenzen muss an den Rändern dem externen Feld proportional sein:

$$\left. \frac{\partial \gamma_n}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial \gamma_n}{\partial x} \right|_{x=L} = \frac{2\pi}{\Phi_0} B_{ext} t_{eff} \quad (2.38)$$

Durch die gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen kann insbesondere auch ein Stapel sogenannter intrinsischer Josephson-Kontakte, welche im nächsten Abschnitt vorgestellt werden, beschrieben werden⁷. Ob-

⁶In dieser Arbeit werden nur offene Stapel betrachtet; annulare Kontakte wurden z.B. in [Cla02; Web03] untersucht.

⁷Es sei hier angemerkt, dass eine sehr allgemeine Beschreibung von Schichtstrukturen mit Josephson-gekoppelten quasizweidimensionalen supraleitenden Ebenen das Lawrence-Doniach-Modell [Law70] ist, welches von L. N. Bulaevski auf intrinsische Josephson-Kontaktstapel angewandt wurde [Bul91; Bul92].

wohl die Beschreibung sehr gut ist und in vielen Fällen die experimentell beobachteten Effekte intrinsischer Josephson-Kontakte erklärt, soll im Folgenden kurz auf die Gültigkeitsgrenzen eingegangen werden.

Die gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen wurden für den eindimensionalen Grenzfall hergeleitet. Das bedeutet, dass der Stapel in y -Richtung keine maßgebliche Ausdehnung hat; maßgeblich heißt, dass die Breite w des Stapels kleiner als die Josephson-Eindringtiefe λ_J sein muss. Für $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ ist λ_J in der Größenordnung von $0.5 \mu\text{m}$ (\rightarrow 2.3.2). Technologisch ist es bisher schwierig, einen Stapel mit einer Breite unterhalb eines Mikrometers aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ zu präparieren, so dass ein realer Stapel nicht eindimensional, sondern nur eine Annäherung an den eindimensionalen Grenzfall ist.

Die Randbedingungen (2.38) nähern das magnetische Feld an den Kanten durch das extern angelegte Feld. Dadurch werden Abstrahlungseffekte vernachlässigt.

Ladungseffekte, welche zusätzlich zur induktiven Kopplung der Schichten eine kapazitive Kopplung verursachen, werden von M. Machida *et al.* und D. A. Ryndyk *et al.* betrachtet [Mac00; Ryn01].

Die Bedeutung von Dissipation in den Ebenen wurde theoretisch von A. E. Koshelev und experimentell von Yu. I. Latyshev für $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Einkristalle untersucht [Kos00; Lat02]; denn aufgrund der $d_{x^2-y^2}$ -Wellensymmetrie in Hochtemperatursupraleitern können die zu jeder Energie und Temperatur vorhandenen Quasiteilchen zu Verlusten auch in den Ebenen führen.

2.3 Intrinsische Josephson-Kontakte aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$

In diesem Abschnitt wird zuerst der Hochtemperatursupraleiter $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ vorgestellt, anschließend das Konzept des intrinsischen Josephson-Effekts erläutert und schließlich die Fluxodynamik in intrinsischen Josephson-Kontakten dargelegt.

2.3.1 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ — ein Hochtemperatursupraleiter

Das Phänomen der Hochtemperatursupraleitung wurde 1986 von G. Bednorz und K. Müller [Bed86] entdeckt. Hochtemperatursupraleiter zeichnen sich durch eine besonders hohe Sprungtemperatur T_c vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand aus. Die Materialien haben eine komplexe, schichtartige Kristallstruktur mit CuO_2 -Ebenen, welche für die Supraleitung verantwortlich sind, und sind im Normalzustand sehr schlechte Leiter. In dieser Arbeit wurde der Hochtemperatursupraleiter $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ (BSCCO) verwendet.

Kristallstruktur Die schichtartige Kristallstruktur von $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ist in Abb. 2.9 zu sehen. Die oben erwähnten

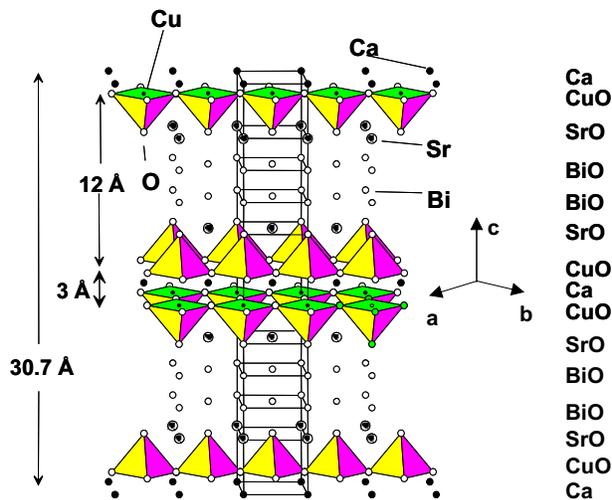


Abbildung 2.9: Kristallstruktur von $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. Durch die durchgezogenen Linien ist die tetragonale Einheitszelle hervorgehoben; die Achsen a, b und c verdeutlichen die orthorhombische Überstruktur. (aus[Möβ00])

CuO_2 -Ebenen treten hier als Doppelenen auf und wechseln sich

mit BiO- und SrO-Schichten ab. Für den ideal stöchiometrischen Fall $x = 0$ ergibt sich eine tetragonale Einheitszelle (Raumgruppe $I4/mmm$) mit den Gitterkonstanten $a = b = 3.81 \text{ \AA}$ und $c = 30.7 \text{ \AA}$ [Tar88]. Der Abstand der CuO_2 -Doppelebenen voneinander ist 12 \AA , innerhalb einer Doppelebene sind die CuO_2 -Schichten 3.3 \AA entfernt. Bei Sauerstoffüberschuss ($x > 0$) wird der Exzess-Sauerstoff in den BiO-Schichten angelagert, wodurch sich eine orthorhombische Überstruktur ausbildet [Kir88].

Die stark anisotrope Kristallstruktur führt zu stark richtungsabhängigen elektronischen Eigenschaften.

Elektronische Eigenschaften Stöchiometrisches $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ist ein antiferromagnetischer Isolator. Zusätzliche Sauerstoffatome in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ mit $x > 0$ binden je zwei Elektronen in der Wismutoxid-Schicht und hinterlassen dadurch zwei Löcher in den CuO_2 -Ebenen. Damit nimmt die Anzahl der in den CuO_2 -Ebenen verfügbaren freien Ladungsträger (Löcher) zu. Der spezifische Widerstand ist stark anisotrop und das temperatur- und dotierungsabhängige Verhältnis ρ_c/ρ_{ab} der spezifischen Widerstände senkrecht (ρ_c) und parallel zu den Schichten beträgt etwa 10^5 bei T_c [Mar88]. Das Verhalten des spezifischen Widerstands in c -Richtung in Abhängigkeit von der Temperatur ist halbleiterähnlich mit einem Anstieg bis zur Sprungtemperatur T_c . Die Sprungtemperatur selbst ist stark dotierungsabhängig und durchläuft als Funktion des Sauerstoffgehalts x eine glockenförmige Kurve. Das Maximum von $T_c \approx 93 \text{ K}$ wird für die optimale Dotierung von $x = 0.16$ erreicht [Tal98; All90].

Auch im supraleitenden Zustand sind die elektronischen Eigenschaften stark anisotrop. Dazu gehören außer dem spezifischen Widerstand auch die charakteristischen Längen der Ginzburg-Landau-Theorie, nämlich die magnetische Eindringtiefe λ_L und die Kohärenzlänge ξ_{GL} . Die Londonschen Eindringtiefen sind bei 0 K $\lambda_L \equiv \lambda_{ab} \approx 200 \text{ nm}$ (Abschirmströme in ab -Richtung) und $\lambda_c \geq 100 \mu\text{m}$ [Wal96; Poo95]. Aus den oberen kritischen Feldern senkrecht (\perp) und parallel (\parallel) zu den CuO_2 -Ebenen ($H_{c2}^\perp \approx 31 \text{ T}$ und $H_{c2}^\parallel \gg 100 \text{ T}$) lassen sich die Kohärenzlängen –

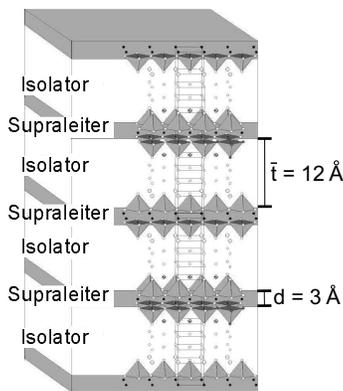


Abbildung 2.10: Modell eines BSCCO-Einkristalls als Stapel mit alternierenden supraleitenden und isolierenden Schichten.

die Längen, auf welcher die Wellenfunktion variieren kann – zu $\xi_{ab} \approx 32 \text{ \AA}$ und $\xi_c \approx 0.6 \text{ \AA}$ bestimmen [Nau88]. Also ist ξ_c kleiner als der Atomabstand und somit kleiner als der Abstand zwischen den CuO_2 -Ebenen. Die Supraleitung sollte demnach *nur* in den CuO_2 -Ebenen stattfinden und demnach quasi zweidimensional beschränkt sein.

2.3.2 Intrinsischer Josephson-Effekt

Da die supraleitenden Ladungsträger in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ auf die CuO_2 -Doppelebenen beschränkt sind, handelt es sich nicht mehr um einen homogenen Supraleiter, sondern um eine Schichtenfolge von supraleitenden und isolierenden (BiO- und SrO-) Ebenen. Um trotzdem die Volumeneigenschaften von $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ erklären zu können, müssen die CuO_2 -Doppelebenen Josephson-gekoppelt sein. Diese Kopplung wurde direkt durch Messen des dc- und ac-Josephson-Effekts nachgewiesen, indem in kleinen BSCCO-Einkristallen der Stromtransport senkrecht zu den Kupferoxidebenen betrachtet wurde [Kle92b; Kle92a; Kle94b]. Ein BSCCO-Einkristall ist dann ein Stapel sogenannter intrinsischer Josephson-Kontakte, wobei ein intrinsischer Josephson-Kontakt durch ein Paar von Kupferoxid-Doppelebenen zusammen mit der dazwischenliegenden Barrierenschicht gebildet wird. Dieses Modell von $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ aus alternierenden supraleitenden und isolierenden

Schichten ist in Abb. 2.10 gezeigt. Die mathematische Beschreibung erfolgt durch die oben (\rightarrow 2.2) hergeleiteten gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen. Es lassen sich für $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ als Stapel intrinsischer Josephson-Kontakte folgende typischen Werte und Eigenschaften angeben:

- Da die Supraleitung auf die CuO_2 -Doppelebenen beschränkt ist, ist die Elektrodendicke $d = 3 \text{ \AA}$. Für die Barrierendicke, also den Abstand der CuO_2 -Doppelebenen, gilt $\bar{t} \approx 12 \text{ \AA}$.
- Die Londonsche Eindringtiefe in ab -Richtung ist, wie oben erwähnt, bei 0 K $\lambda_L \approx 200 \text{ nm}$ [Wal96] und somit um Größenordnungen größer als die Elektroden- und Barrierendicke. Damit lassen sich die effektiven Dicken aus den gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen (2.32) annähern durch $d_{\text{eff}} \approx d \approx 3 \text{ \AA}$ und $t_{\text{eff}} \approx \bar{t} + d \approx 15 \text{ \AA}$.
- Die kritische Suprastromdichte j_c liegt typischerweise bei 200–5000 A/cm^2 und steigt mit der Sauerstoffdotierung.
- Da die Elektroden sehr dünn sind im Vergleich mit der Londonschen Eindringtiefe, sind die Schichten sehr stark induktiv gekoppelt. Für $j_c = 1000 \text{ A/cm}^2$ und $\lambda_L = 200 \text{ nm}$ ergeben sich

$$\lambda_J \approx 0.3 \mu\text{m} \text{ und } s \approx 0.5,$$

das heißt, der Kopplungsparameter s nimmt hier ungefähr seinen maximalen Wert von 0.5 an.

- Der McCumber-Parameter ist mit $\beta_c \approx 10^4$ viel größer als 1, die Kontakte sind somit stark unterdämpft und die $I(U)$ -Kennlinien (vgl. Abb. 2.11) sind bei tiefen Temperaturen stark hysteretisch.
- Das Verhalten des kritischen Stroms in Abhängigkeit von der Temperatur, $I_c(T)$, kann durch die Ambegaokar-Baratoff-Beziehung für konventionelle Josephson-Kontakte beschrieben werden [Amb63].
- Die charakteristische Spannung U_c kann, abhängig vom Sauerstoffgehalt, Werte bis zu 27 mV annehmen, was nach der zweiten

Josephson-Gleichung (2.7) einer für die Anwendung interessanten charakteristischen Frequenz von bis zu 13 THz entspricht.

Eine typische $I(U)$ -Kennlinie eines Stapels intrinsischer Josephson-Kontakte aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Einkristall ist in Abb. 2.11 zu sehen. Das gemessene $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Mesa war etwa 65 nm dick,

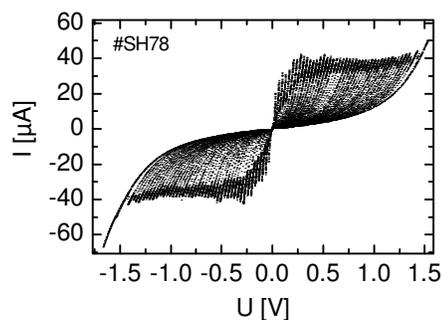


Abbildung 2.11: Typische Kennlinie eines Stapels intrinsischer Josephson-Kontakte aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ bei 4.2 K; dieser Stapel besteht aus 43 Kontakten und hat eine Grundfläche von $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ (aus [Hei02a]).

was 43 intrinsischen Josephson-Kontakten mit einer Einzelhöhe von 15 \AA entspricht. Diese können nun im supraleitenden oder resistiven (McCumber-) Zustand sein. Die aufgetragene Spannung ist die über dem Stapel abfallende Gesamtspannung, welche aufgrund der Reihenschaltung die Summe der Spannungsabfälle der einzelnen Josephson-Kontakte ist. Beim 0. Ast⁸ sind demnach alle Kontakte für $|I| < I_c$ im supraleitenden Zustand. Werden die Kontakte resistiv, so erzeugt jeder einzelne resistive Kontakt einen Spannungsabfall, was zu den Ästen für $|U| > 0$ führt.

Es lässt sich also anhand der Strom-Spannungs-Charakteristik bestimmen, aus wievielen Kontakten ein Stapel intrinsischer Josephson-Kontakte besteht; dies ist insofern nützlich, da andere Methoden, wie z.B. die Bestimmung der Stapelhöhe mittels des Alpha-Steppers, mit einer Zerstörung der Probe verbunden wären.

⁸Da das hier vorgestellte Mesa im Dreipunktverfahren gemessen wurde, fällt ein Kontaktwiderstand ab, so dass der 0. Ast einen leicht von $R = 0$ verschiedenen Widerstand hat.

2.3.3 Josephson-Plasmaoszillationen und Fluxodynamik

Im Gegensatz zum Einzelkontakt gibt es im Stapel intrinsischer Josephson-Kontakte eine Vielzahl von unterschiedlichen Zuständen. Sie beruhen auf der starken Kopplung benachbarter Kontakte und sind abhängig davon, wie viele Kontakte im supraleitenden oder resistiven (McCumber-)Zustand sind und ob und wieviele Fluxonen/Antifluxonen beteiligt sind. Einen Überblick gibt [Kle03]. Im folgenden soll das Augenmerk auf kollektiven resonanten Phänomenen liegen.

Numerische Simulationen sind ein wichtiges Werkzeug, um die zahlreichen Effekte besser zu verstehen, wie sie durch die gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen beschrieben werden. Hierzu werden die nichtlinearen partiellen gekoppelten Differentialgleichungen (2.32) in gewöhnliche gekoppelte Differentialgleichungen umgewandelt, indem eine Multimodenentwicklung der eichinvarianten Phasendifferenzen mittels Fourierkomponentenzerlegung angewendet wird [Kle94c]. Die so erhaltenen gewöhnlichen gekoppelten Differentialgleichungen werden dann mittels der Runge-Kutta-Methode 5. Ordnung gelöst. Die unten vorgestellten Ergebnisse dieser Berechnungen ergeben sich für einen Modellstapel mit 20 Kontakten und einer Länge von $10\ \mu\text{m}$. Bis auf den McCumber-Parameter werden die typischen Größen von $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ verwendet; realistische Werte von $\beta_c = 10^4$ würden numerische Instabilitäten verursachen, so dass $\beta_c \leq 200$ den Berechnungen zu Grunde gelegt wurde.

Plasmaoszillationen

Josephson-Plasmaoszillationen sind kleine Auslenkungen der Phasendifferenzen um die Ruhelage. Analog zum Einzelkontakt lassen sich die gekoppelten Sine-Gleichungen linearisieren, sofern die Dämpfung vernachlässigbar ist und kein externer Strom anliegt. Für die Plasmawellen wird der Ansatz $\gamma_n(x, t) = \gamma_0(x, 0)e^{i(kx - \omega t)}$ mit kleinen Amplituden verwendet. Es ergeben sich im Modell des eindimensionalen Stapels ($\omega < \lambda_J$) der Länge L mit N Kontakten kollektive Josephson-

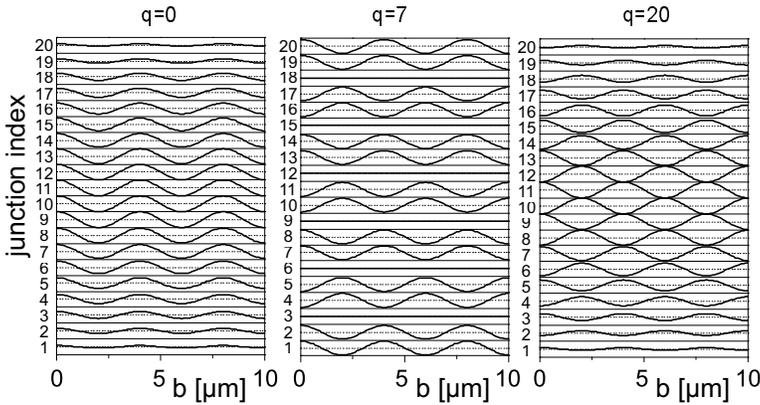


Abbildung 2.12: Für einen $10\ \mu\text{m}$ langen Stapel mit 20 Kontakten berechnete elektrische Feldverteilung in jedem Kontakt ($\sim \frac{\partial \gamma}{\partial t}$), welche durch die Plasmawellen erzeugt wird. Es sind die zweidimensionalen Cavity-Moden (q/k) mit $(1/5)$, $(7/5)$ und $(20/5)$ gezeigt (aus [Kle03]).

Plasmaoszillationen mit der Dispersionsrelation

$$\omega = \omega_{qk}^2 = \omega_{pl}^2 + c_q^2 \left(\frac{\pi k}{L} \right)^2, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.39)$$

Die N verschiedenen Modengeschwindigkeiten c_q sind

$$c_q = \frac{\bar{c}}{\sqrt{1 - 2s \cos \frac{\pi q}{N+1}}}, \quad q = 1, \dots, N. \quad (2.40)$$

Hier gibt es also so viele verschiedene Geschwindigkeiten und Moden, wie der Stapel Kontakte hat. Durch diese Plasmawellen wird ein elektrisches Feld erzeugt, welches einer zweidimensionalen (xz) stehenden Welle entspricht. Der Stapel agiert also als zweidimensionaler Resonator mit Resonanzen mit q Halbwellen in z -Richtung und k Halbwellen in x -Richtung. Diese sogenannten *Cavity-Resonanzen* werden mit (q/k) bezeichnet und liegen bei $f_{q,k} \approx c_q k / (2L)$ [Kle94a; Kle94c].

Zur Veranschaulichung sind in Abb. 2.12 einige elektrische Felder dargestellt, die durch Simulationen für den oben (Seite 33) beschriebenen Stapel mit 20 Kontakten berechnet wurden.

Josephson-Fluxodynamik

Nullfeldstufen Wie beim Einzelkontakt sind auch für gestapelte Josephson-Kontakte Nullfeldstufen möglich und in Simulationen beobachtet worden [Kle00]. Experimentell wurden sie bisher nicht eindeutig beobachtet, was auf die Unterschiede zwischen realen Kontakten und den idealisierten Bedingungen in den Simulationen – eindimensionaler und freistehender Stapel, niedriger McCumber-Parameter – zurückzuführen sein dürfte. Die Nullfeldstufen in den Simulationen beruhen ebenfalls auf der Bewegung von Fluxonen oder Fluxon-Antifluxon-Paaren, die durch die Anregung von hochamplitudigen Plasmawellen entstehen. Da sich in jedem Kontakt des Stapels Fluxonen befinden können und die Kontakte zusätzlich im supraleitenden oder McCumber-Zustand sein können, führt das zu einer großen Vielfalt von Konfigurationen. Allgemein lassen sich die Zustände in zwei Gruppen einteilen: Vortices, welche sich unabhängig voneinander bewegen und solche, die kollektive (resonante) Cavity-Resonanzen anregen; so wurde unter anderem auch die ($q=1/k$)-Resonanz beobachtet. Im Gegensatz zum Einzelkontakt werden dabei die (Anti)-Fluxonen an den Rändern nicht einfach reflektiert, sondern laufen im Nachbarkontakt zurück.

Fluxodynamik im parallelen Magnetfeld Auch für das Verständnis der Fluxodynamik im externen Magnetfeld parallel⁹ zu den CuO_2 -Doppelebenen sind Simulationen auf Basis der eindimensional gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen wichtig. Denn aufgrund der komplexen Vielzahl von möglichen Zuständen ist die Interpretation experimentell gefundener IU-Kennlinien nicht immer eindeutig; in den Simulationen jedoch kann die Fluxodynamik direkt beobachtet werden. Die Fluxonenzustände, die in Simulationen mit parallelem externen Magnetfeld gefunden werden, lassen sich grob in zwei Gruppen einteilen: zum einen in Zustände mit nur wenigen (Anti)-Fluxonen und zum anderen in solche mit vielen beteiligten (Anti)-Fluxonen. Im ersten Fall

⁹In dieser Arbeit wird nur der Einfluss externer paralleler Magnetfelder behandelt; Untersuchungen von Stapeln intrinsischer Josephson-Kontakte unter dem Einfluss von Mikrowellen finden sich in [Cla04] und den Referenzen darin.

zeigen die Fluxonen keine klare Ordnung, im zweiten Fall ordnen sich die Fluxonen in Fluxonenreihen, resonante Zustände oder geordnete Fluxonengitter an [Kle01].

Im Einzelnen zeigt sich mit steigendem Magnetfeld folgendes Verhalten: Wird das Magnetfeld vom fluxonenfreien Zustand aus erhöht, so bleibt der Stapel zuerst weiterhin frei von Fluxonen, das heißt, er zeigt diamagnetisches Verhalten [Kle94c].

Beim weiteren Erhöhen, aber immer noch bei schwachen Feldern¹⁰, dringen Fluxonen in den Stapel ein; dies geschieht in den mittleren Kontakten, während die andern fluxonenfrei bleiben. Wird nun ein Strom über den Stapel geschickt und soweit erhöht, dass alle Kontakte resistiv werden, dann können beim Erniedrigen des Stroms verschiedene resonante Cavity-Moden angeregt werden. Insbesondere werden auch solche mit kleinen q -Werten durch sich bewegende Fluxonen und Antifluxonen angeregt, entsprechend zu den Nullfeldstufen. Darüber hinaus gibt es auch zahlreiche ungeordnete Zustände, in welchen einige Kontakte supraleitend, andere resistiv oder mit (Anti-)Fluxonen besetzt sein können. Bei etwas höheren Feldern beginnen sich einzelne Fluxonenreihen zu bewegen.

In mittleren Feldern sind die Vortices ohne angelegten äußeren Strom unregelmäßig verteilt. Beim Anlegen eines Stroms bewegen sich die Vortices zunächst ungeordnet, um dann mit höherem Strom in Fluxonreihen zu laufen, welche sich mit fluxonfreien Kontakten abwechseln. Zudem können bei höheren Strömen einige kollektive Cavity-Resonanzen mit q -Werten zwischen 6 und 1 angeregt werden. Beim Erniedrigen des Stroms bildet sich ein Zustand, in welchem sich eine große Anzahl von Fluxonen und wenige Antifluxonen unregelmäßig bewegen. Es sei darauf hingewiesen, dass hier noch ein paar Antifluxonen existieren, welche in noch höheren Magnetfeldern nicht mehr gebildet werden. Stark geordnete Fluxonkonfigurationen wurden auch außerhalb der Resonanzen beobachtet. Diese Fluxongitter sind bei höheren Feldern

¹⁰Hierbei werden Felder als schwach bezeichnet, wenn sie weniger oder gleich nur einem Flussquant pro Kontakt entsprechen, also $B_{ext} \leq 1.4 \text{ T}/L[\mu\text{m}]$.

ausgeprägter und werden dort besprochen.

In hohen¹¹ Feldern sind in allen Kontakten Fluxonen gleichmäßig verteilt. Die Fluxonen ordnen sich im statischen Zustand aufgrund repulsiver Wechselwirkung untereinander in einem Dreiecksgitter an, welches sich bei kleinen Strömen als Ganzes durch den Stapel bewegt [Kle94c]. Beim weiteren Erhöhen des Stroms werden verschiedene dynamische Fluxongitterkonfigurationen durchlaufen, welche in Geschwindigkeitsintervallen stabil sind. Besteht der Stapel aus N Kontakten, so können sich N verschiedene Fluxongitter ausbilden, wobei die q -te Mode aus q jeweils um π verschobenen Domänen besteht. Innerhalb einer Domäne – ein oder mehrere Kontakte – sind die Fluxonen in Phase und bilden somit ein Rechtecksgitter; die q -te Mode ist für Geschwindigkeiten v im Bereich $c_{q+1} < v < c_q$ stabil. Bis zur niedrigsten Geschwindigkeit $c_N = 0.7 \cdot \bar{c}$ bewegen sich die Fluxonen als Dreiecksgitter, während für das Geschwindigkeitsintervall $c_2 < v < c_1 = 1.8 \cdot \bar{c}$ mit $q = 1$ Domäne ein Rechtecksgitter vorliegt, bei welchem sich die Fluxonreihen in *allen* Kontakten in Phase bewegen. Denn bei hohen Geschwindigkeiten wird die Wechselwirkung zwischen den Fluxonen attraktiv [Ust96]. Die Konfigurationen $q = 1$ und $q = N$ sind in Abbildung 2.13 für einen Stapel mit 20 Kontakten, die jeweils mit fünf Fluxonen besetzt sind, gezeigt. Zudem sind die Fluxongitter für $q = 4$ und $q = 10$ dargestellt, bei denen 4 um π verschobene Domänen bzw. 10 um π verschobene Domänen existieren. Der Übergang zwischen den stabilen Fluxonkonfigurationen erfolgt über instabile Zwischenbereiche [Kos01]. Die Fluxongitter können mit den Cavity-Resonanzen wechselwirken und so zu kollektiven Resonanzen (Kleiner-Moden) führen, welche als zweidimensionales Analogon zu den Fiske-Resonanzen im Einzelkontakt betrachtet werden können [Kle94a]. Hierbei rasten Fluxonen, welche in Kontakten mit geringer Amplitude des elektrischen Felds laufen – also an den Knoten längs der z -Achse –, nicht auf das stehende Wellenmuster ein, sondern bewegen sich frei.

Ein Beispiel einer berechneten Strom-Spannungs-Kennlinie ist in Abbil-

¹¹Als hohe Felder könnten auch diejenigen Felder bezeichnet werden, bei welchen die Fluxonen dicht ($B_{ext} > \Phi_0/(2\lambda_J t_{eff})$) sind oder sich gar überlappen ($B_{ext} > \Phi_0/(\lambda_J t_{eff})$).

dung 2.14 zu sehen. Es wurde der Stapel mit 20 Kontakten für einen angelegten Fluss von $5 \Phi_0$ pro Kontakt simuliert. Wird der angelegte Strom von Null aus erhöht, bewegt sich zunächst ein ungeordnetes Vortextgitter, welches in einen geordneten Fluxonzustand übergeht, bei dem sich in jedem zweiten Kontakt Vortexreihen bewegen. Bei weiterem Erhöhen des Stroms bewegt sich wieder ein ungeordnetes Fluxongitter durch den Stapel, gefolgt von mehreren ungeordneten Zuständen mit vielen Vortices und wenigen Antivortices. Danach treten mehrere kollektive Cavity-Resonanzen auf, die durch die entsprechenden (q/k) Halbwellen bezeichnet sind. Für den Stapel existiert also im Gegensatz zum Einzelkontakt nicht nur *ein* resonanter Zustand mit *einer* Modengeschwindigkeit, sondern eine Vielzahl von Zuständen vor dem Übergang in den resistiven Zustand. Da die Möglichkeit besteht, dass nicht immer alle Kontakte an den Resonanzen beteiligt sind, können diese einen relativ großen differentiellen Widerstand aufweisen. Interessant für die Anwendung sind die in-Phase-Resonanzen ($q = 1$), bei welchen die Fluxonen als Rechtecksgitter durch den Stapel getrieben werden und diesen am Rand verlassen. Wie auch beim Einzelkontakt erzeugen die Fluxonen einen Spannungspuls, der am Kontaktende als elektromagnetische Strahlung an den Außenraum abgegeben wird. Beim Stapel intrinsischer Josephson-Kontakte erfolgt für die $q=1$ -Mode diese Emission aufgrund der hohen charakteristischen Spannung im THz-Bereich synchron aus allen Kontakten, so dass die erwartete schmalbandige hochfrequente Abstrahlung eine große Leistung haben sollte. Berechnungen von Machida *et al.* führten zu Ausgangsleistungen von 10 W/cm^2 für einen $1 \mu\text{m}$ breiten Stapel mit fünf Kontakten [Mac01].

Experimentell wurde beobachtet, dass diese Resonanzen in Stapeln intrinsischer Josephson-Kontakte aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Einkristallen bzw. -Dünnschichten angeregt werden können [Fuj02; Hei02a; Hei02b; Sak02]. Allerdings ist die Stabilität der Resonanzen deutlich geringer als durch die Simulationen vorhergesagt, und die Resonanzen sind dadurch nur bei sehr tiefen Temperaturen zu messen. Zudem konnte gezeigt werden, dass nur ein Teil der Kontakte

an den Resonanzen mitwirkt [Hei02b].

Flux-Flow-Oszillationen im externen Magnetfeld

Kürzlich vorgestellte Messungen an $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Whiskerstrukturen, die mit einem FIB-System (focussed ion beam) präpariert wurden, zeigen stark periodische Oszillationen des Flux-Flow-Widerstands in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld [Ooi02; Hir02; Hir03]. Die hergestellten Stapel haben Längen zwischen 7 und 31 μm und sind mit bis zu 1000 intrinsischen Josephson-Kontakten sehr hoch. In Abbildung 2.15 sind die Oszillationen des Flux-Flow-Widerstands in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld gezeigt. Sie sind über einen weiten Temperaturbereich, aber nur bei kleinen Strömen sichtbar (in der gezeigten Graphik ist der angelegte Strom $10 \mu\text{A}$ ¹²), wenn sich das durch das angelegte Magnetfeld ausgebildete Fluxongitter langsam bewegt. Die Autoren erklären sich die Magnetooszillationen durch einen Matching-Effekt zwischen dem Fluxongitter und der Stapellänge. Die Erklärung der Autoren ist in Abbildung 2.16 schematisch dargestellt. Zur Erzeugung eines Fluxons pro Kontakt wird das Feld $B_0 = \Phi_0 / (L \cdot 15 \text{ \AA})$ benötigt. Passt die Periode des Fluxongitters genau auf die Länge des Stapels (Abb. 2.16), so wird das Oberflächenpotential am Rand maximal und damit die mittlere Geschwindigkeit des Gitters minimal; der Flux-Flow-Widerstand, der direkt von der Geschwindigkeit abhängt, wird dann ebenfalls minimal. Wenn das externe Magnetfeld erhöht wird, werden zusätzliche Fluxonen gezwungen, in die Kontakte einzutreten; aufgrund der dann auftretenden Inkommensurabilität des Gitters zur Stapellänge bewegt sich das Gitter schneller und es fällt eine höhere Flux-Flow-Spannung ab. Seinen Maximalwert nimmt er an, wenn sich ein weiteres halbes Fluxon pro zwei Kontakte im Stapel befindet.

Für die Periode der Oszillationen, H_p , was dem Übergang von kommensurablen zu inkommensurablen und wieder kommensurablen Gitter ent-

¹²Die Autoren machen keine Angabe für den kritischen Strom und auch nicht für die kritische Stromdichte, so dass kein quantitativer Vergleich des angelegten Stroms zu I_c gezogen werden kann. Jedoch müssen die angelegten $10 \mu\text{A}$ kleiner als I_c sein, so dass sich der Stapel im Flux-Flow-Regime befindet.

spricht, wird also das Feld erwartet, was benötigt wird, um ein Fluxon pro zwei Kontakte dem Stapel hinzuzufügen, also $\mu_0 H_p = 0.5 \cdot \mu_0 H_0 = 0.5\Phi_0/(L \cdot 15 \text{ \AA})$. Dieser Wert stimmt mit den experimentellen Beobachtungen überein und wurde auch in Simulationen von M. Machida gefunden [Mac03]. Diese Beobachtung unterstützt die Annahme, dass im quasistatischen Fall, also bei geringen Strömen, die Fluxonen ein Dreiecksgitter bilden.

Diese Oszillationen wurden analytisch von A. E. Koshelev untersucht [Kos02]. Es wird das Verhalten im hohen Magnetfeld $B_{ext} > L\Phi_0/(2\pi(\bar{t} + d)\lambda_J)$ ($\approx 0.5 \text{ T}$ für $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$) untersucht, bei welchem die Fluxonen homogen alle Kontakte füllen. Hierbei lassen sich das durch den angelegten Strom verursachte Eigenfeld und die Josephson-Kopplung vernachlässigen, wodurch das System vollständig analytisch beschrieben werden kann. Durch die Wechselwirkung des Fluxongitters mit den Rändern wird aufgrund der Oberflächenbarriere eine alternierende Deformation auf das Gitter ausgeübt, welche auf der Längenskala $l_B > \lambda_J$ abklingt und proportional zum angelegten Feld ist:

$$l_B = \frac{\pi\gamma_\lambda^2(\bar{t} + d)^3 B}{\sqrt{2}\Phi_0}. \quad (2.41)$$

γ_λ ist der Anisotropiefaktor. Aufgrund der Deformation wird $I_c(B)$ moduliert mit der Periode von einem Fluxon pro zwei Schichten und die Widerstandsozillationen erscheinen bei Strömen, die etwas größer als $I_c(B)$ sind. Die neue Längenskala kommt in den Bereich der Stapellänge L , wenn das angelegte Feld größer als die Feldskala $B_L = L\Phi_0/(2\pi\lambda_J(\bar{t} + d))$ (für $L \gg \lambda_J = \gamma_\lambda(\bar{t} + d)$) wird. Für $B > B_L$ verhält sich der Stapel wie ein kurzer Stapel und es wird das sogenannte Fraunhofer-Muster mit der Periode von einem Flussquant pro Kontakt für $I_c(B)$ erwartet. In Abbildung 2.17 ist das Verhalten eines Stapels schematisch als $B(L)$ -Diagramm dargestellt; der Stapel kann kurzes oder langes Stapel-Verhalten im Bereich eines dichten oder verdünnten Gitters zeigen.

Die Einführung der neuen Längenskala l_B stellt eine Erweiterung zum Erklärungsansatz von K. Hirata *et al.* dar, denn nun lassen sich Stapel von Josephson-Kontakten besser klassifizieren.

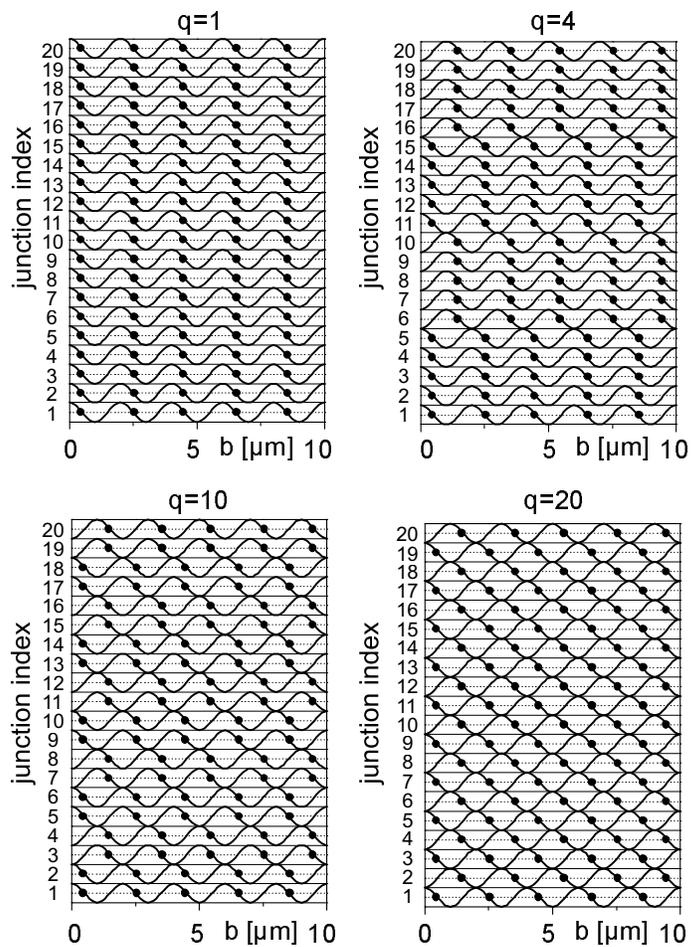


Abbildung 2.13: Berechnete Fluxongitter für einen Stapel mit 20 Kontakten und einer Länge von $10\ \mu\text{m}$. Es sind die Suprastromdichten gezeigt, wobei der Vortextmittelpunkt durch einen Punkt symbolisiert wird. Das externe Feld entspricht $5\Phi_0$, was zur Ausbildung von $k = 10$ Halbwellen in x -Richtung führt. Von den möglichen (q/k) Fluxongittern ($k = 10$) sind diejenigen mit $q = 1, 4, 10, 20$ Domänen in z -Richtung dargestellt (aus [Kle01]).

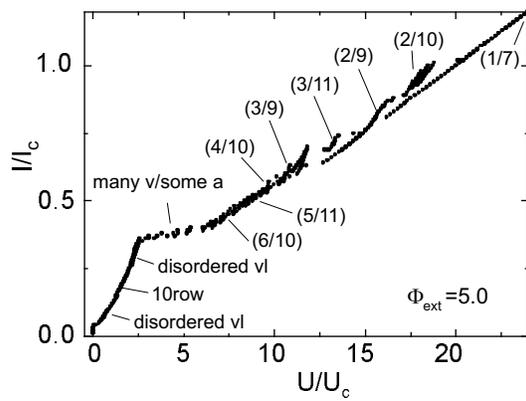


Abbildung 2.14: Berechnete Strom-Spannungs-Kennlinie für den Stapel mit 20 Kontakten für einen angelegten Fluss von $5\Phi_0$ pro Kontakt; many v/some a = viele Vortices, wenige Antivortices; vl=vortex lattice (aus [Kle01]).

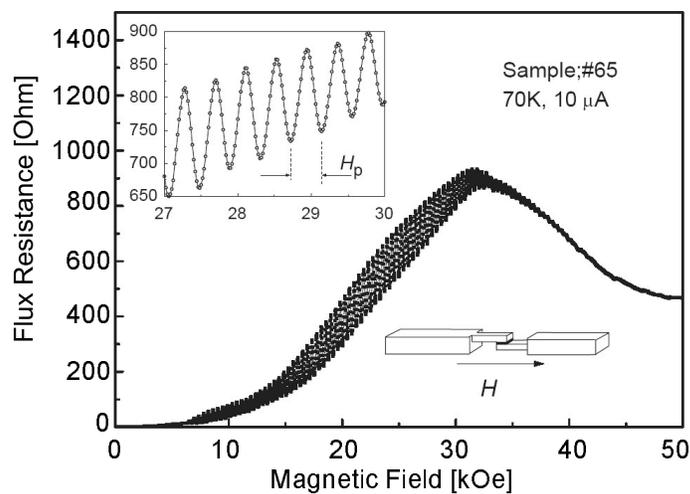


Abbildung 2.15: Flux-Flow-Widerstand einer strukturierten $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Probe, aufgetragen gegen das parallel zu den CuO_2 -Ebenen angelegte Magnetfeld; der angelegte Strom war $10 \mu\text{A}$, gemessen wurde bei $70 \text{ K} < 86 \text{ K} = T_c$. Eine Skizze der Probe ist ebenfalls gezeigt, welche mit einem FIB-System hergestellt wurde und eine Kontaktfläche von $17.6 \times 14.0 \mu\text{m}^2$ hat (aus [Hir03]).

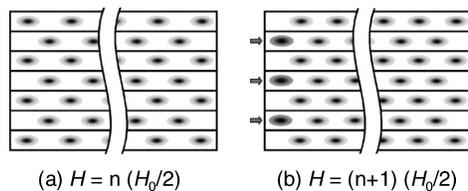


Abbildung 2.16: Schema des Fluxongitters bei angelegtem Magnetfeld, zur Erklärung der Kommensurabilität. Hierbei ist $B_0 = \mu_0 H_0 = \Phi_0 / (L \cdot 15 \text{ \AA})$ das Feld, was benötigt wird, um ein Fluxon pro Kontakt hinzuzufügen ($n \in \mathbb{N}$) (aus [Ooi02]).

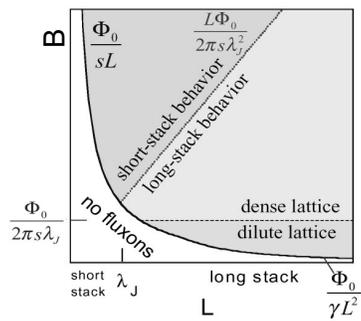


Abbildung 2.17: Schematisches Feld-Längen-Diagramm eines Stapels, was die unterschiedlichen Bereiche des dichten bzw. diluten Gitters veranschaulicht und das erwartete Verhalten als langer bzw. kurzer Stapel. Mit s wird hier die Periode der Schichtstruktur bezeichnet, γ ist der Anisotropiefaktor. Der Fokus liegt auf dem oberen rechten Teil des Diagramms, dem Bereich eines dichten Gitters in einem langen Stapel. (aus [Kos02])

Kapitel 3

Probenpräparation und Messaufbau

Zur Untersuchung der Fluxodynamik in intrinsischen Josephsonkontakten aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ ist es zunächst nötig, geeignete Proben, d.h. Stapel mit einer definierten Geometrie und Anzahl von Kontakten, zu präparieren. Im Folgenden wird daher auf das verwendete Präparationsverfahren eingegangen, sowie dessen Vor- und Nachteile im Vergleich zu anderen Verfahren diskutiert. Daran anschließend werden der Messaufbau und die Messmethode im Detail beschrieben.

3.1 Probenpräparation

Es gibt verschiedene Methoden zur Herstellung von definierten Stapeln aus intrinsischen Josephsonkontakten. Zwei verschiedene Geometrien werden in Abbildung 3.1 dargestellt. Die aus der Halbleitertechnologie bekannte Strukturierung kleiner Türmchen (Mesas) auf Oberflächen wurde von Régi *et al.* [Rég94] erstmals auf $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Einkristalle angewandt. A. Yurgens verfeinerte das Verfahren und es wird nun von mehreren Gruppen angewendet [Yur94; Hei02a]. Die Messstruktur besteht aus einer Reihenschaltung von Basiskristall und dem

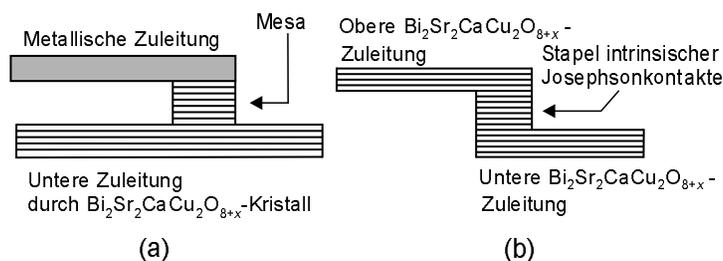


Abbildung 3.1: Verschiedene Möglichkeiten, einen Stapel intrinsischer Josephson-Kontakte zu realisieren; links: als Mesa; rechts: als Stufenstapel

eigentlichen Mesa. Diese Anordnung ist asymmetrisch und kann daher unerwünschte Auswirkungen auf die Fluxodynamik haben; denn durch im Basiskristall angeregte Moden kann der Stabilitätsbereich der kollektiven Resonanzen im eigentlichen Mesa verringert werden [Kle00]. Außerdem wird die oberste Schicht metallisch kontaktiert, was zu einem nicht zu vernachlässigenden Kontaktwiderstand führt.

Stapel intrinsischer Josephson-Kontakte können auch durch Stufenstapel definiert werden. Die Stufenstapelstruktur weist mehrere Vorteile auf. Die Struktur ist symmetrisch, der Basiskristall entfällt. Die Zuleitungen sind aus supraleitendem Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+x}, wodurch kein Kontaktwiderstand auftritt. Zudem ist der Stapel durch die Zuleitungen geschützt, so dass eine Veränderung einzelner Schichten während der Präparation – z.B. durch Sauerstoffreduktion – minimiert werden kann. Aufgrund dieser Vorteile wurde in dieser Arbeit die Herstellung der Stufenstapelstruktur gewählt, auf die nun näher eingegangen wird.

Aus BSCCO-Whiskern lassen sich mit Hilfe eines fokussierten Galliumionenstrahls ¹ Stapel mit Lateralabmessungen im sub- μm -Bereich herstellen [Kim99; Lat99]. Eine mögliche Schädigung der Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+x}-Einkristalle durch die Galliumionen ist aber nicht ausgeschlossen. Da zudem keine FIB-Ätzeanlage in Tübingen zur Verfügung stand, wurde anders vorgegangen. Es wurde am Lehrstuhl in Anlehnung an die doppelseitige Präparationsmethode von H. B. Wang [Wan01; Wan02] eine Methode zur Herstellung von intrinsischen Stu-

¹FIB = Focussed Ion Beam

fenstapeln etabliert, welche auf einer Kombination von Elektronenstahl- und Photolithographie sowie Argonionenstrahlätzen beruht.

Der Präparationsprozess ist in Abb. 3.2 zu sehen. Eine detaillierte Beschreibung des Präparationprozesses inklusive aller Parameter findet sich bei [Web03; Mül03]. Im Folgenden werden nur die prozessrelevanten Schritte beschrieben:

1. Ein $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Einkristall-Plättchen aus der von G. Gerhäuser in Erlangen mit der Self-Flux-Methode hergestellten Kristallschmelze B14B [Ger91; Ger92] wurde aus der Schmelze gelöst und mittels Epoxidharzkleber (*UHU endfest* oder *Super* der japanischen Firma *Cemedine*) auf ein Saphirsubstrat aufgeklebt. Anschließend wurde der Kristall mit Tesafilm abgezogen, so dass eine frische Oberfläche² vorlag, und diese mit 20 nm Silber bedampft. Das Silber verhinderte im nachfolgenden Belichtungsprozess ein Aufladen durch die Elektronen im Rasterelektronenmikroskop.

Darauf wurde der Elektronenstrahlnegativlack *AR-N7700.18* der Firma *Allresist* aufgeschleudert. Es wurde die Grundstruktur, aus welcher der eigentliche Stapel und die Zuleitungen präpariert werden, mittels Elektronenstrahlolithographie mit dem System *ELPHY* der Firma *Raith* am Rasterelektronenmikroskop *JEOL JSM 6500 F* geschrieben, im Entwickler *AR-300-47* der Firma *Allresist* entwickelt und mit Argonionenstrahlätzen definiert. Es wurde eine kommerzielle 3 cm-Kaufmannquelle verwendet.

2. Nach dem Entfernen des restlichen Lackes mit Aceton wurde auf die gleiche Art die erste Feinstruktur präpariert. Hierzu wurde nur ein Teil durch den Lack geschützt, so dass der in der Grundstruktur definierte Stapel auf einer Seite noch weiter abgetragen wurde. So wurde die spätere untere Zuleitung definiert.
3. Nachdem wieder die Lackreste entfernt worden waren, wurde die bisher erzeugte Struktur sichtbar, die wie eine Stufe aussah. Diese

²Aufgrund der schwachen van-der-Waals-Kräfte zwischen den BiO-Ebenen spaltet der Einkristall atomar glatt.

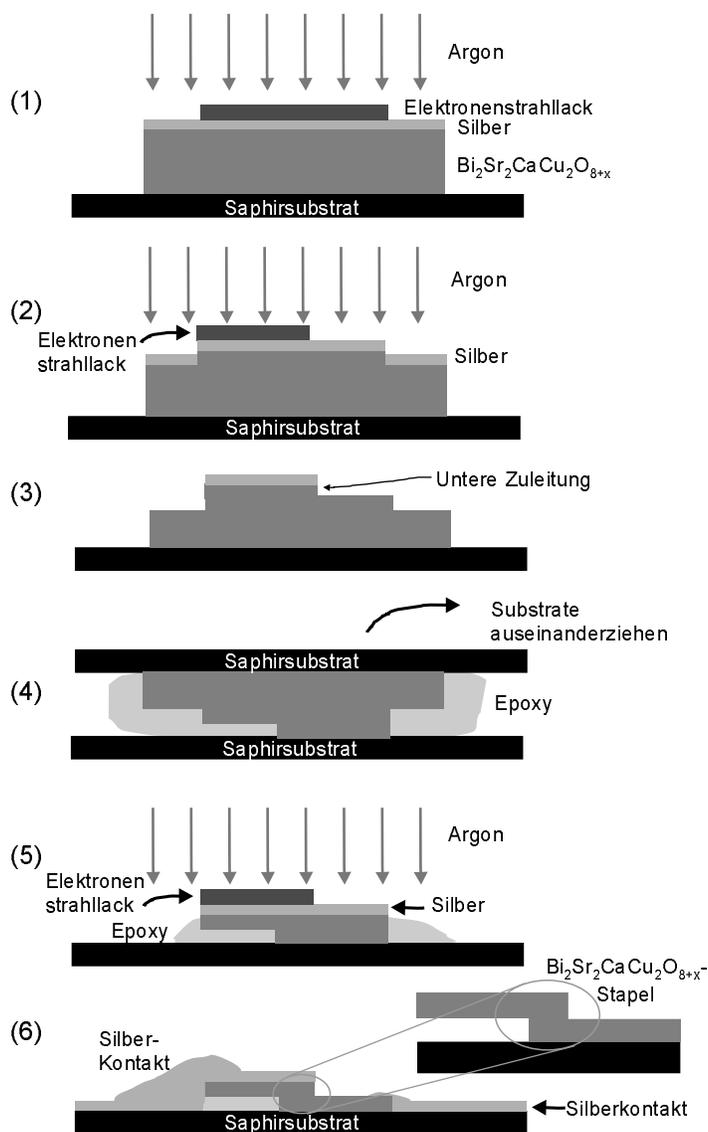


Abbildung 3.2: Präparationsprozess zur doppelseitigen Strukturierung von Stufenstapeln aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ (nicht maßstabsgetreu)

auf dem Einkristall sitzende Stufe stellte eine Sollbruchstelle mit der unteren Zuleitung dar.

4. Es wurde von oben ein zweites Saphirsubstrat mit Epoxidkleber aufgeklebt und die Anordnung umdreht, so dass das zweite Substrat unten lag. Die untere Zuleitung lag nun auch unten. Durch Auseinanderziehen der beiden Substrate brach der Einkristall an der zuvor präparierten Sollbruchstelle.
5. Es wurde wieder durch Elektronenstrahlolithographie und anschließendes Argonionenstrahlätzen die zweite, obere Zuleitung definiert. Nachdem die Grundstruktur weggeätzt worden war, erfolgte das Abtragen des eigentlichen Stapels.
6. Der doppelseitig strukturierte Stapel lag nun vor. Da die gesamte Ausdehnung der Anordnung inklusive der Zuleitungen nur $500\ \mu\text{m}$ groß war und wegen der unten erwähnten Probleme (3.1.1), wurden die für die Messung benötigten Kontakte photolithographisch und durch einen Lift-Off-Prozess strukturiert. Hierzu wurde der Photolack *AR-P 3540* der Firma *Allresist* aufgeschleudert, welcher durch ein Projektionsbelichtungsmikroskop mit einer passenden Maske belichtet und anschließend im Entwickler *AR 600-56* sichtbar gemacht wurde. Danach wurde Silber aufgedampft. Dieses bildete an allen nicht durch Photolack geschützten Stellen Silberkontakte zum $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$. Die Probe wurde durch einen Lift-Off-Prozess vom restlichen Silber befreit.

Eine fertige Probe ist in Abb. 3.3 zu sehen. Die Aufnahme mit dem Rasterelektronenmikroskop ist von schräg oben aufgenommen, um auch den eigentlichen Stapel unter den Zuleitungen zu zeigen. Dieser erscheint aufgrund seiner geringen Höhe nur als Strich.

Die strukturierten Proben maßen $3\text{-}10\ \mu\text{m}$ in der Länge, $1\text{-}3\ \mu\text{m}$ in der Breite und hatten eine Höhe von $15\text{-}37.5\ \text{nm}$, was $10\text{-}25$ Kontakten entspricht.

Es wurden zwei verschiedene Geometrien realisiert, welche in Abb. 3.4 skizziert sind. Links ist ein quaderförmiger Stufenstapel zu sehen,

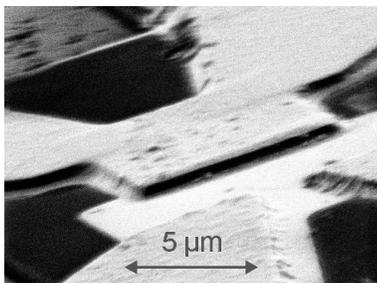


Abbildung 3.3: Fertig präparierter Stufenstapel (mit dem Rasterelektronenmikroskop bei 4kV aufgenommen)

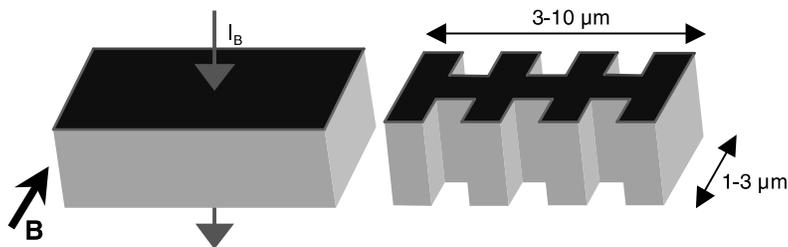


Abbildung 3.4: Mittels der doppelseitigen Strukturierung realisierte Geometrien (nicht maßstabsgetreu).

während rechts die Breite entlang des Stapels moduliert wurde. Hierbei wurde die Breite in periodischen Abständen auf ein Drittel der vollen Breite reduziert. Letztere Geometrie wird im folgenden als *Kammstruktur* bezeichnet.

3.1.1 Probleme

Das anfängliche Ziel, sehr schmale Stapel – also eindimensional lange Kontakte – aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ mittels der oben vorgestellten doppelseitigen Methode zu präparieren, konnte nicht realisiert werden. Die Proben waren zu empfindlich auf äußere Einflüsse wie z.B. Spannungspulse oder seitliche Zugbelastungen durch direktes Kontaktieren der $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Zuleitungen mit Leitsilber und erlitten irreversible Defekte. Abb. 3.5 zeigt zwei Beispiele solch defekter Proben. Deutlich zu sehen ist die unterbrochene Zuleitung links im Bild (siehe Pfeil) und der zerstörte Stapel rechts im Bild. Schäden dieser Art schienen bei

mit der doppelseitigen Strukturierungsmethode hergestellten Proben besonders gravierend zu sein. Ähnliche Probleme wurden auch in anderen Labors beobachtet [Wan05a].

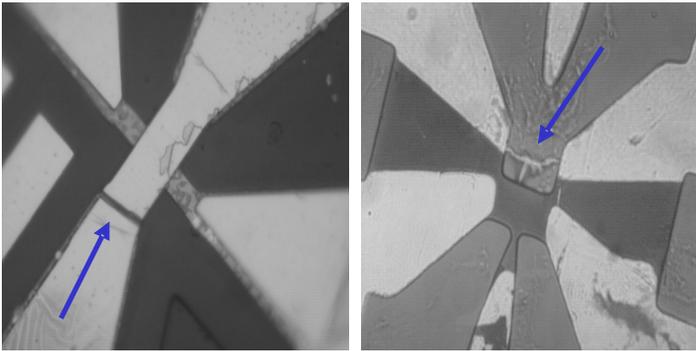


Abbildung 3.5: Zwei Beispiele irreversibel defekter Proben. Links: aufgrund von Zugbelastung durch direktes Kontaktieren des $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Stapels mit Leitsilber. Diese anfangs verwendete Geometrie hat sich als anfälliger für Zerstörungen erwiesen. Das Design der Geometrie wurde daher abgändert, so wie es rechts zu sehen ist. Rechts: Defekt aufgrund eines Spannungspulses

Diese Probleme konnten zum einen durch eine Verbesserung des Geometriedesigns (siehe Abb. 3.5 rechts) gelöst werden. Zum anderen konnten sie bei breiteren Proben erfolgreich beseitigt werden: Die Probenbreite wurde von $1\ \mu\text{m}$ auf $3\ \mu\text{m}$ vergrößert, was den Proben insgesamt mehr Stabilität verliehen hat. Desweiteren wurde auf das direkte Kontaktieren der Zuleitungen aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ mittels Leitsilber verzichtet, da die Zugbelastungen beim Verdunsten des Lösungsmittels zu groß waren; stattdessen wurden die Zuleitungen aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ durch Silberkontakte verlängert, welche photolithographisch definiert worden sind (siehe Beschreibung des Präparationsprozesses, Punkt 6).

Zum anderen wurde die Probe bei allen Umbauten kurzgeschlossen, wie es im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

3.2 Messaufbau

Die nach oben beschriebener Methode präparierten Proben wurden zuerst im Heliumbadkryostaten durch Aufnahme von Widerstands-Temperatur-Kurven und Strom-Spannungs-Kennlinien charakterisiert; anschließend wurden Transportmessungen bei unterschiedlichen Temperaturen und Magnetfeldern in einem anderen Kryostaten³ durchgeführt.

3.2.1 Messungen im Heliumbad

Die Probe war auf dem Probenhalter am unteren Ende des Probenstabs angebracht, welcher in das Heliumbad getaucht wurde, so dass die Probe in direktem Kontakt zum flüssigen Helium (4.2 K) stand. Verschiedene Temperaturen konnten eingestellt werden, indem der Stab unterschiedlich weit über dem Spiegel des flüssigen Heliums platziert wurde, da die Temperatur aufgrund des Gradienten (4.2 K unterhalb des Spiegels und 300 K oben am Halsrohr des Kryostaten) höhenabhängig ist.

Probenhalter und Probenstab

Die Proben wurden mit Leitsilber auf den Kupferblock des Probenhalters geklebt (siehe Abb. 3.6). Die Kontaktierung erfolgte durch dünne mit Leitsilber befestigte Kupferdrähte als Stromzuführungen bzw. als Spannungsabgriffe zur Messung im Vierpunktverfahren⁴. Jede Zuleitung wurde durch π -Filter direkt auf dem Probenhalter – also unmittelbar vor der Probe – gefiltert, um hochfrequente Störsignale zu eliminieren. Hierbei wurde eine möglichst hohe Induktivität gewählt ($L = 4.7 \text{ mH}$), um eine scharf definierte Abschneidefrequenz zu bekommen. Außerdem wurde ein Keramikkondensator mit einer sehr kleinen Kapazität $C_2 = 10 \text{ pF}$ parallel geschaltet, um die ganz hohen Frequenzen herauszufiltern. Denn Kunststoffkondensatoren mit Kapazitäten im Bereich $C_1 = 0.1 \mu\text{F} > 30 \text{ pF}$ besitzen auch eine kleine Induktivität.

³Dieser Kryostat hat im Gegensatz zu ersterem Heliumbadkryostaten die Möglichkeit, hohe Magnetfelder anzulegen, benötigt aber auch sehr viel Helium, so dass er erst bei erfolversprechender Charakterisierung zum Einsatz kam.

⁴Die Widerstände der Zuleitungen von je 40Ω werden hierbei nicht mitgemessen.

Die Abschneidefrequenz $f_{3dB} \approx (2\pi RC_{ges})^{-1}$ für die gesamte Schaltung (C_{ges} : Summe der Kapazitäten) liegt dann für einen typischen Widerstand von $R = 5\text{ k}\Omega$ (im resistiven Bereich) bei 500 Hz.

Die Zuleitungen zur Probe wurden durch das Innere des Probenstabes

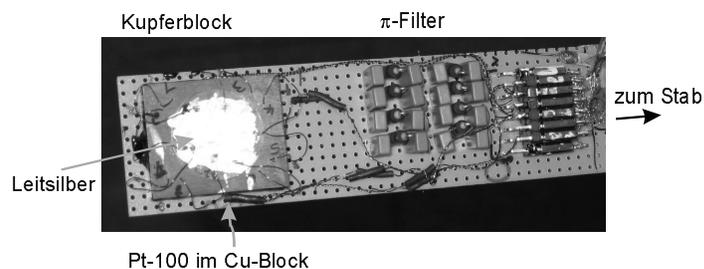


Abbildung 3.6: Bild des Probenhalters. Das Leitsilber (links im Bild) ist durch das durchsichtige Saphirsubstrat hindurch zu sehen.

in einem eigenen Neusilberröhrchen nach oben geführt und hierbei zur Vermeidung von Störsignalen paarweise verdrillt.

Zur Temperaturkontrolle standen zwei Pt-100-Temperaturfühler (Fa. *Merz Messfühlertechnik*) und ein Heizer zur Verfügung. Ein Temperaturfühler war in einer Bohrung im Kupferblock untergebracht, der zweite auf dem Probenhalter auf gleicher Höhe wie die Probe selbst. Der Heizer bestand aus einem Heizwiderstand von $50\ \Omega$, welcher in eine im Kupferblock gefräste Nut gewickelt war. Die Zuleitungen für die Temperaturkontrolle wurden im Probenstab paarweise verdrillt und getrennt von den Zuleitungen zur Probe nach oben geführt, um Störungen zu vermeiden.

Messelektronik

Eine Skizze des Messaufbaus wird in Abb. 3.7 gezeigt. Die Messungen fanden stromgesteuert statt. Hierzu stand eine batteriebetriebene, rauscharme Stromquelle zur Verfügung, welche extern gesteuert werden konnte. Der Strombereich konnte in Dekaden zwischen $0.1\ \mu\text{A}$ und $10\ \text{mA}$ eingestellt werden. Der Monitorausgang gab eine zum fließenden Strom

proportionale Spannung aus, wobei 1 V dem jeweiligen Maximalwert entsprach. Die Spannungssignale der Proben konnten über einen ebenfalls batteriebetriebenen Verstärker von der Ausleselektronik entkoppelt und verstärkt werden. Um die Probe vor Spannungstößen zu schützen,

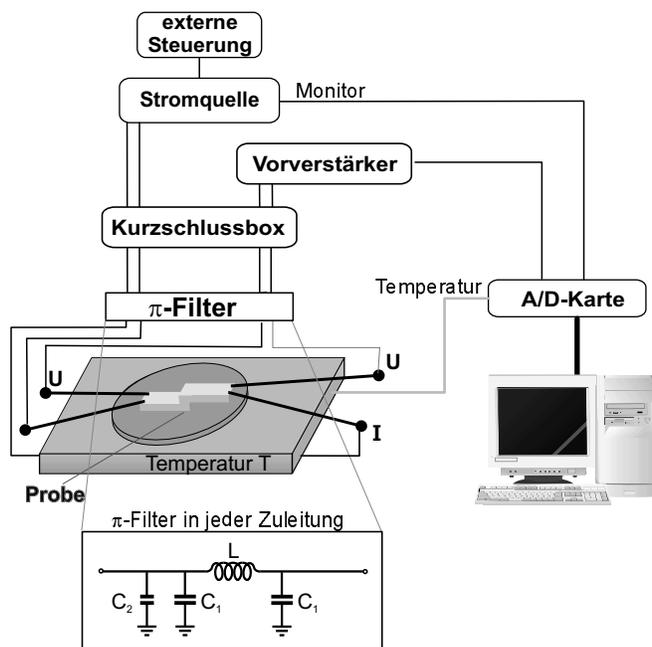


Abbildung 3.7: Skizze des Messaufbaus

konnte sie kurzgeschlossen und von aller Elektronik abgekoppelt werden. Dies war bei allen Umbauten und Veränderungen der Verkabelung wichtig. Desweiteren befand sich zwischen den stromführenden Leitungen ein Drehpotentiometer mit hohem Widerstand, so dass der Kurzschluss kontinuierlich aufgehoben werden konnte, indem der Widerstand auf Null gedreht wurde.

Zur Abschirmung elektromagnetischer Felder bis zu Frequenzen von ca. 1 GHz befand sich dieser Messaufbau in einer Abschirmkammer. Es wurde mit abgeschirmten Kabeln (BNC oder Lemo) gearbeitet.

Die zu messenden Größen wurden mittels einer A/D-Messkarte (Fa. *National Instruments*) und am Lehrstuhl programmierten LabView-Programmen von einem PC außerhalb der Abschirmkammer erfasst.

3.2.2 Messungen im Magnetfeld

Es wurde weitestgehend die gleiche Messelektronik wie im Helium-Bad-Kryostaten verwendet. Allerdings stand der Kryostat hier nicht in einer Abschirmkammer. Desweiteren konnte eine dem Magnetfeld proportionale Spannung ausgelesen werden, sowie der Orientierungswinkel der Magnetfeldrichtung zur Probenhalterebene (s.u.). Teilweise wurden die Messdaten auch mit Digitalmultimetern ‘HP 34401 A’ (Fa. *Hewlett Packard*) aufgenommen und über GPIB-Karten vom PC ausgelesen. Obwohl diese Digitalmultimeter eine geeignete Auflösung für den Messbereich hatten, wurde trotzdem ein Vorverstärker verwendet. Denn durch die ans Stromnetz angeschlossenen Digitalmultimeter erlitten viele Proben irreversible Defekte wegen der fehlenden Abkopplung von netz-internen Störungen.

Magnetkryostat

Für die Messungen stand ein Magnetkryostat mit einem supraleitenden Splitcoil-Magneten (Fa. *Janis*) zur Verfügung. Die Spulenkonstante war 902 Gauss/A und das maximal erreichbare Feld 7 T. Gespeist wurde der Magnet durch eine Stromquelle *SMS120* der Fa. *Cryogenic*.

Dass es sich bei dem verwendeten System um einen Splitcoil-Magneten handelt, ist für das Experiment entscheidend. Das Adiabatenrohr (siehe 3.2.2) kann (mittels einer an der Öffnung des Kryostaten angebrachten Drehdurchführung) um seine Längsachse im horizontalen Magnetfeld gedreht werden. Der Drehwinkel wird durch einen elektronischen Drehgeber der Fa. *Wachendorf* gemessen und über eine weitere A/D-Karte vom PC ausgelesen.

Ausrichten der Probe im Magnetfeld Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen setzen ein präzise ausgerichtetes Magnetfeld voraus,

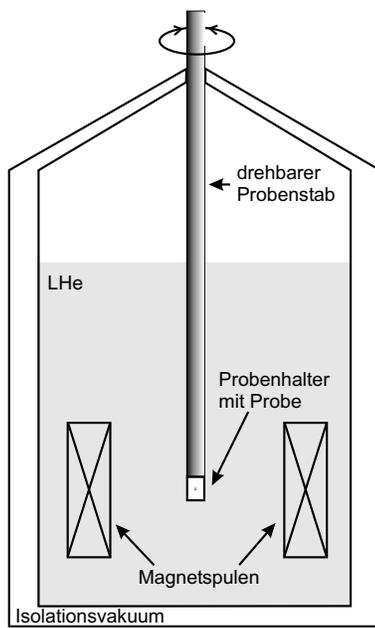


Abbildung 3.8: Magnetkryostat mit Splitcoil-Spulen zur Erzeugung horizontaler Magnetfelder bis 7 T.

und zwar parallel zu den CuO_2 -Doppelebenen. Als Sensor für die Fehlorientierung dient die Probe selbst, wie im Folgenden gezeigt wird.

Ein parallel zu den CuO_2 -Doppelebenen angelegtes Magnetfeld erzeugt beim Eindringen in die Schichten Josephson-Vortices (\rightarrow 2.3.3). Wird hingegen das Feld senkrecht zu den Schichten angelegt, so bilden sich sogenannte *Pancake-Vortices*⁵. Diese sind an Defekten gepinnt. Liegt nun der Orientierungswinkel des Feldes zu den Schichten zwischen diesen beiden Extremen, so bilden sich durch Josephson-Vortices verbundene Pancake-Vortices (vgl. Abb. 3.9). Wird bei angelegtem Magnetfeld ein Strom angelegt, so können die Josephson-Fluxonen durch den Kontakt laufen und es fällt eine Spannung ab. Bei schräg angelegtem Magnetfeld werden die Josephson-Fluxonen durch Pinning an Pancake-Vortices an ihrer Bewegung gehindert. Dieses Verhalten wird

⁵Bei senkrecht angelegtem Magnetfeld fließen in den supraleitenden Ebenen Abschirmströme, wohingegen in den isolierenden Schichten keine solchen fließen, so dass sich ein Stapel nahezu zweidimensionaler Wirbelströme in den CuO_2 -Ebenen bildet.[Cle91]

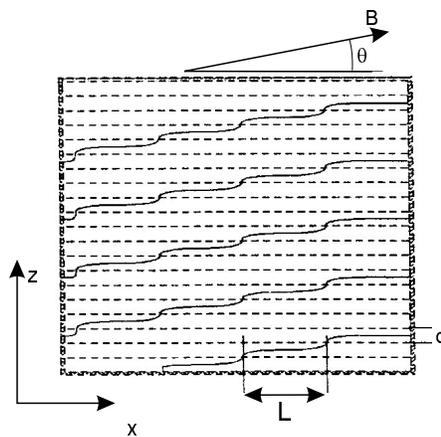


Abbildung 3.9: Skizze eines Stapels aus Josephson-Kontakten, an welchen ein schräges Magnetfeld angelegt wurde. Es bilden sich durch Josephson-Vortices verbundene Pancake-Vortices (nach [Kos93]).

beim Ausrichten der Probe ausgenutzt. Es wird bei einem Magnetfeld von einigen Tesla ein Biasstrom $I_B < I_c$ über die Probe geschickt und die am Stapel abfallende Spannung gegenüber dem Fehlorientierungswinkel zwischen Magnetfeldrichtung und CuO_2 -Ebenen gemessen. Das Verhalten der Widerstandsänderung vom Fehlorientierungswinkel findet sich in Abb. 3.10. Für große Fehlorientierungswinkel Θ befinden sich viele Pancake-Vortices in der Probe, so dass der Widerstand ΔR groß ist. Wird der Fehlorientierungswinkel kleiner, so entstehen immer mehr Josephson-Vortices, die jedoch noch aufgrund des Pinnings an der Bewegung gehindert werden; der Widerstand sinkt. Je parallel die Probe ausgerichtet ist, desto mehr nimmt die senkrechte Feldkomponente $B_{\perp} = B \cdot \sin \Theta$ ab, was unterhalb des kritischen Feldes zum Verschwinden der Pancake-Vortices (und damit des Pinnings) führt. In diesem *Lock-In-Zustand* können sich die Josephson-Vortices ungehindert bewegen und verursachen einen Spannungsabfall [Hec97a], was einen Peak bei paralleler Ausrichtung ergibt. Nach dem Orientieren wurde das Magnetfeld ausgeschaltet und die Probe über ihre Sprungtemperatur erwärmt, um

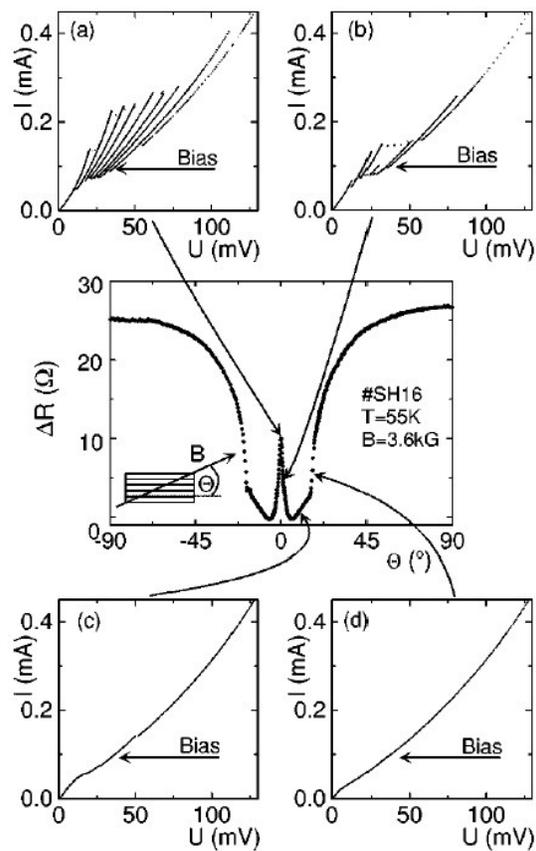


Abbildung 3.10: Abhängigkeit der Widerstandsänderung ΔR vom Fehlorientierungswinkel Θ zum exakt parallel ausgerichteten Magnetfeld bei einem angelegten Feld von 3.6 T. Die kleinen Bilder zeigen Stromspannungskennlinien im ausgerichteten Zustand und bei 3 verschiedenen Fehlorientierungen (aus [Iri00]).

so in der Probe befindlichen Fluss zu beseitigen. Dies ließ sich durch Kennlinienvergleich im Nullfeld jeweils vor und nach dem Ausrichten verifizieren. Das Justieren der Probe wurde bei relativ hohen Temperaturen von 50-70 K durchgeführt, da hier die Pancake-Vortices nahezu frei beweglich sind. Außerdem wurde die Ausrichtung nach jeder Messserie erneut durchgeführt.

Adiabat

Ein Adiabat besteht in seiner einfachsten Ausführung aus einem evakuierbaren Rohr, in welchem sich die Probe befindet. Dieses Adiabatenrohr wird – mitsamt der Probe auf dem Probenstab im Inneren – ins Heliumbad getaucht. Nun kann durch Evakuieren des Rohrs die thermische Ankopplung der Probe ans Bad verringert, bzw durch Einlassen eines Austauschgases verbessert werden.

Bei den Messungen im Magnetkryostaten war der Einsatz eines Adiabaten-systems erforderlich, denn hier musste sich die Probe in konstanter Höhe zwischen den Magnetspulen befinden, so dass die Temperatur nicht wie bei den Messungen im Heliumbad-Kryostaten über die Höhe über dem Heliumbad eingestellt werden konnte. Das hier verwendete doppelwandige Adiabaten-system ist in [Nac04] beschrieben.

Das Einstellen der Temperatur erfolgte jedoch nicht über die in [Nac04] beschriebene Heizwendel am Probenraumrohr, sondern über den direkt am Kupferblock⁶ angebrachten Heizer. Das Kupfer gewährte eine gute thermische Ankopplung an die Probe. Daher wurde die Temperatur über den Temperatursensor im Kupferblock mittels eines *LakeShore*-Temperaturkontrollers geregelt. Die eigentliche Temperatur an der Probe wurde über den zweiten Temperatursensor auf Höhe der Probe gemessen.

3.2.3 Messgenauigkeit

Strom & Spannung: Die Genauigkeit der Strom-Spannungs-Kennlinien wird durch das Rauschen der Spannungen bestimmt. Die in der

⁶In dem in [Nac04] beschriebenen System befand sich kein heizbarer Kupferblock, da dort mit zwei Stiften als Probenhalter gearbeitet worden ist.

Abschirmkammer (Heliumbad-Kryostat) durchgeführten Messungen sind – aufgrund der Verwendung von batteriebetriebenen Stromquellen, Filtern und der Abschirmkammer selbst – sehr rauscharm mit einem Spannungsrauschen von ca. $2\ \mu\text{V}$.

Da die Messungen im angelegten Magnetfeld ohne Abschirmkammer durchgeführt wurden, weisen sie ein größeres Rauschen auf. Die Verwendung der π -Filter unmittelbar vor der Probe auf dem Probenhalter verbesserte zwar das Signal-zu-Rausch-Verhältnis; jedoch wird das Rauschen hier zusätzlich durch die Stromquelle für den Magneten verstärkt. Selbst wenn kein Magnetfeld angelegt war, sondern nur die Stromquelle des Magneten eingeschaltet wurde, erhöhte sich das Rauschen auf teilweise bis zu $100\ \mu\text{V}$. Wurde mit ans Netz angeschlossenen Digitalmultimetern gearbeitet, machte sich zwar das Netzrauschen bemerkbar, konnte jedoch durch die interne Integration der Daten ausgeglichen bzw. sogar verbessert werden; allerdings ergaben sich weniger Datenpunkte.

Der kritische Strom wird durch thermische Schwankungen und externe Störungen verringert, was insbesondere bei kleinen Strömen (unterhalb von $1\ \mu\text{A}$) und hohen Temperaturen ins Gewicht fällt.

Temperatur: Bei der Fehlerabschätzung bzgl. der Temperatur muss unterschieden werden zwischen der Genauigkeit der Temperaturmessung aufgrund der Sensorgenauigkeit und -platzierung sowie Abweichungen durch Heizeffekte innerhalb der Probe selbst. Die verwendeten Pt100-Temperatursensoren sind bis ca. 40 K vom Hersteller geeicht. Um auch bei tieferen Temperaturen diese Sensoren verwenden zu können, wurden sie mittels eines *Allan Bradley*-Widerstandes geeicht. Das Widerstands-Temperaturverhalten ist in [Nac04] abgebildet. Bei den Messungen im Adiabaten wurde ein Pt100-Widerstand direkt neben der Probe verwendet. Die thermische Ankopplung fand über das gasförmige Helium statt. Es wurde deshalb langsam abgekühlt, um dem trägen System Zeit zu geben, sich auf die Tempera-

tur einzustellen, was bei $R(T)$ -Messungen zur Bestimmung von T_c wichtig war. Wurden Messungen bei konstanter Temperatur durchgeführt, so wurde gewartet, bis die Temperaturschwankungen kleiner als $\pm 0.1\text{K}$ waren. Zudem muss beachtet werden, dass die Temperatursensoren leicht magnetfeldabhängig sind; die Messungen wurden entsprechend korrigiert.

Die Temperatur der Probe selbst kann durch den Einfluss deponierter elektrischer Leistung ansteigen. Solche Aufheizeffekte durch Dissipation der Leistung, jedoch für Mesas mit einem zusätzlich heizenden Basiskristall und nicht für Stapel, wurden von Krasnov *et al.* [Kra01; Kra03; Kra04; Yur03; Fen02] untersucht und gemessen. Diese spielen insbesondere bei einer hohen Anzahl intrinsischer Kontakte und großen Probengrößen eine Rolle.

Kürzlich wurde von H. B. Wang *et al.* das Aufheizverhalten von Stapeln intrinsischer Josephson-Kontakte untersucht [Wan05c]. Die Autoren finden – übereinstimmend zu den Ergebnissen für ein Mesa – immer stärkere Aufheizeffekte je höher die Spannung. Diese liegen bei etwa 35 K, wenn fast alle Kontakte im resistiven (McCumber-) Zustand sind, und erreichen T_c bei höheren Bias-Strömen. Bei H. B. Wang *et al.* sind Stapel mit mehr als 50 Kontakten untersucht wurden. Es kann davon ausgegangen werden, dass die Temperaturerhöhung der in dieser vorliegenden Arbeit vorgestellten Stapel geringer sein sollte, da diese nur die Hälfte oder sogar weniger hoch sind. Für ein kreisförmiges Mesa mit Radius a berechnet sich die Temperaturerhöhung gemäß [Kra01] zu

$$\Delta T = \frac{\pi q a}{4 \kappa_{ab}} \quad (3.1)$$

mit der dissipierten Leistungsdichte $q = j \cdot U$ und der thermischen Leitfähigkeit κ_{ab} in ab -Richtung. Typische Werte der gemessenen Proben bei einem angelegten Strom von I_c sind $j_c = 0.3\text{ kA/cm}^2$, $U = 0.3\text{ V}$ (hinterster resistiver Ast), $\kappa_{ab} = 1\text{ W/(Km)}$ und $a = 2.5\text{ }\mu\text{m}$. Es ergibt sich eine typische Temperaturerhöhung von $\Delta T \approx 1.8\text{ K}$.

Magnetfeld: Entscheidend für die Messungen im Magnetfeld sind die Homogenität des Feldes, die Genauigkeit der angegebenen Spulenkonstanten und die Positionierung der Probe. Die Homogenität des Magnetfelds wird von der Firma Janis mit $\pm 0.5\%$ für einen Bereich von 1 cm Durchmesser angegeben. Entscheidend ist demnach die Positionierung der Probe. In der Höhe konnte die Probe mit einer Genauigkeit von ± 0.5 cm positioniert werden. Die Ausrichtung der CuO_2 -Ebenen parallel zum Feld wurde, wie oben beschrieben, durch Ausnutzung des Lock-In-Überganges erreicht. Hierbei liegt der Fehler bei weniger als 0.04° . Die Genauigkeit des Magnetfeldes wird also durch die oben angegebene Homogenität bestimmt.

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Transportmessungen für die in unterschiedlichen Geometrien hergestellten Stapel aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Die Proben wurden zuerst im Nullfeld charakterisiert (\rightarrow 4.1) und dann im zu den CuO_2 -Doppelebenen parallelen Magnetfeld (\rightarrow 4.2) gemessen. Darauf aufbauend wurde die gezielte Beeinflussung der Fluxodynamik untersucht: auf elektrodynamischem Wege mittels eines zusätzlichen Steuerstroms (\rightarrow 4.3) und durch geometrische Änderung des Stapels als sog. Kammstruktur (\rightarrow 4.4). Die hierzu durchgeführten Simulationen als Motivation und zur Erweiterung des Verständnisses werden ab Seite 81 vorgestellt.

4.1 Charakterisierung der Proben im Nullfeld

Um die charakteristischen Eigenschaften der Proben zu bestimmen, wurden das Widerstands-Temperatur-Verhalten und Strom-Spannungs-Kennlinien bei 4.2 K im Nullfeld gemessen. Direkt aus den Messungen

lassen sich die kritische Temperatur T_c und der kritische Strom I_c bestimmen, woraus sich mit Kenntnis der Stapelfläche (aus Messungen der lateralen Stapelabmessungen im Rasterelektronenmikroskop) die kritische Stromdichte j_c und die Josephson-Eindringtiefe λ_J berechnen lassen.

In Abbildung 4.1 ist eine typische Widerstands-Temperatur-Kurve gezeigt (Probe VO229). Es wurde bei einem konstanten Strom von $1 \mu\text{A}$ die über dem Stapel abfallende Spannung in einer Vierpunktmessung aufgenommen und in den c-Achsen-Widerstand $R(T)$ umgerechnet. Die Kurve zeigt von Raumtemperatur bis hin zu Temperaturen $T \geq 81 \text{ K}$ ein halbleiterähnliches Verhalten. Zwischen 81 K und 79 K erfolgt mit einem steilen Abfall des Widerstands der Übergang zum supraleitenden Zustand. Die mittlere kritische Temperatur beträgt demnach $T_c = 80 \text{ K}$. Diese ist gegenüber der kritischen Temperatur von 87 K verringert, welche die optimal dotierte Schmelze hatte, aus der die Proben hergestellt wurden. Dies lässt sich dadurch erklären, dass während des Präparationsprozesses Sauerstoffentzug stattgefunden hat: Die hohen Temperaturen unter Vakuumbedingungen, die beim Ätzen und Bedampfen vorherrschen, fördern den Sauerstoffentzug. Somit sind die Kristalle nicht mehr optimal dotiert, sondern unterdotiert.

In der Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe VO229 in Abbildung 4.2, welche bei 4.2 K im Vierpunktmessverfahren aufgenommen wurde, sind sowohl im positiven als auch im negativen Bereich 25 (vereinzelt nicht ganz ausgefahrene) Äste ersichtlich, die 25 intrinsischen Kontakten entsprechen. Im Gegensatz zu den Kennlinien eines Mesas, wie sie in [Hei02a] gezeigt sind, ist hier der nullte Ast stark gegenüber den restlichen Ästen überhöht. Der kritische Strom I_c liegt hier bei $120 \mu\text{A}$. Dies ergibt zusammen mit der Querschnittsfläche des Stapels von $A = 3 \times 7 \mu\text{m}^2$ eine kritische Stromdichte von $j_c = I_c/A \approx 0.5 \text{ kA/cm}^2$. Dieser relativ niedrige Wert von j_c beruht auf der Unterdotierung der Proben [Kle92b]. Mit dem Wert von j_c lässt sich gemäß Gleichung (2.33) und unter der Annahme von $\lambda_L = 200 \text{ nm}$ [Wal96] die Josephson-Eindringtiefe zu $\lambda_J = 0.4 \mu\text{m}$ bestimmen. Der Stapel ist demnach $8 \times 20 \lambda_J^2$ groß.

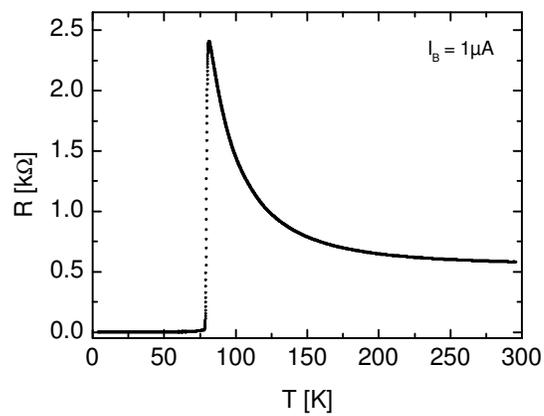


Abbildung 4.1: Typische $R(T)$ -Kurve (Probe VO229), die im Nullfeld bei einem Biasstrom von $1 \mu\text{A}$ aufgenommen wurde. Die kritische Temperatur T_c lässt sich zu 80 K bestimmen.

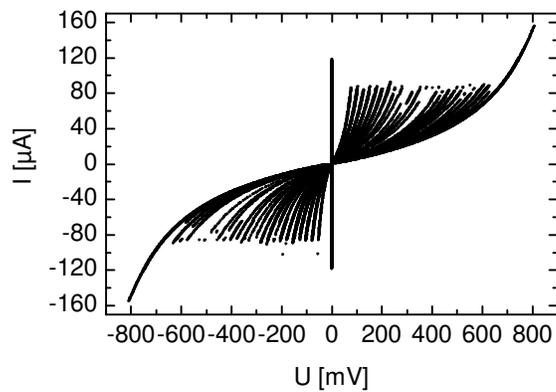


Abbildung 4.2: Typische $I(U)$ -Kennlinie (Probe VO229) im Nullfeld bei 4.2 K. Der Stapel hatte eine Fläche von $3 \times 7 \mu\text{m}^2$ und 25 Kontakte.

Probe	$w * L$ [μm^2]	N	I_c [μA]	j_c [$\frac{\text{kA}}{\text{cm}^2}$]	λ_J [nm]	$w * L$ [λ_J^2]	Typ
VOW76	1*5	40	280	5.6	500	2*10	C
VO107	1*3	15	5.5	0.2	700	1*4	C
VO118	3*9	35	80	0.3	600	5*15	C
VO151	2*10	40	30	0.15	800	2*12	C
VO153	2*10	15	9	0.05	1500	1*7	C
VO160	2*10	20	95	0.5	500	4*20	C
VO210	3*7	25	90	0.43	500	6*14	S(K)
VO214	3*7	30	10	0.07	1200	3*6	(S)K
VO226	3*7	50	20	0.1	1000	3*7	S(K)
VO229	3*7	25	120	0.6	400	8*20	S(K)

Tabelle 4.1: Übersicht über die charakterisierten Proben; w : Stapelbreite, L : Stapellänge, N : Anzahl Kontakte, I_c : kritischer Strom, $j_c = I_c/(w * L)$: kritische Stromdichte, λ_J : Josephson-Eindringtiefe (Gl.(2.33) mit $\lambda_L = 200$ nm); mit Typ wird die realisierte Geometrie bzw. Anzahl der Zuleitungen bezeichnet: Control current: Overlap-Geometrie mit 4+2 Zuleitungen (\rightarrow 4.3), Stack: Overlap-Geometrie mit 4 Zuleitungen, Kammstruktur (\rightarrow 4.4). Berechnungen beziehen sich auf ungeklammerte Strukturen.

Eine Übersicht der charakterisierten Proben ist in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Die Angabe der Stapelfläche in Einheiten der Josephson-Eindringtiefe stellt nur eine Abschätzung dar und wurde gerundet. Es lässt sich jedoch erkennen, dass die Stapel bzgl. der für die Fluxodynamik relevanten Größe λ_J unterschiedlich sein können, auch wenn sie gleich Abmessungen haben. Je kleiner j_c ist, desto größer wird die Josephson-Eindringtiefe wegen $\lambda_J \sim \frac{1}{\sqrt{j_c}}$. Eine große Josephson-Eindringtiefe kommt der angestrebten Realisierung des Grenzfalls ein-dimensional langer Kontakte entgegen.

4.2 Verhalten im parallelen externen Magnetfeld

Die charakterisierten Proben wurden unter dem Einfluss eines parallelen externen Magnetfeld vermessen, um die Fluxodynamik zu untersuchen. Es sollte das Verständnis der Josephson-Fluxodynamik in intrinsischen Josephson-Kontakten erweitert werden. Bei den Messungen war eine gute parallele Ausrichtung der Kupferoxiddoppelebenen zum Magnetfeld wichtig (siehe 3.2.2), damit die Josephson-Vortices nicht durch Pancake-Vortices an ihrer Bewegung gehindert werden. Im Folgenden handelt es sich, soweit nicht anders vermerkt, um parallele externe Magnetfelder.

In Abb. 4.3 ist eine typische Kennlinienschar am Beispiel der Probe VO210 bei 10 K für die Magnetfelder von 0-2 T aufgetragen. Die Probe wurde aufgrund beschädigter Leiterbahnen im Zweipunkt-Messverfahren gemessen. Der daraus entstehende Kontaktwiderstand von $90\ \Omega$ ist im Diagramm abgezogen. Das im Grundlagenkapitel (\rightarrow 2.3.3) beschriebene Verhalten intrinsischer Josephson-Stapel im Magnetfeld lässt sich aus der Abbildung erkennen. Die durch das Magnetfeld erzeugten Fluxonen bewegen sich unter dem Einfluss des Bias-Stroms entlang der Kontakte. Die daraus resultierende abfallende Spannung erzeugt auf der Kennlinie den abgeknickten Flux-Flow-Ast. Anschließend geht die Kennlinie in den resistiven Bereich über. Die maximale Flux-Flow-Spannung U_{FFS} – vor dem Sprung auf den resistiven Bereich¹ – ist proportional zur Anzahl der Fluxonen und damit zum angelegten Feld. Diese lineare Abhängigkeit ist im Inset der Abb. 4.3 gezeigt. Ebenfalls eingezeichnet ist die Ausgleichskurve.

Die Daten wurden hier für eine Temperatur von 10 K gezeigt, da diese im folgenden Unterabschnitt 4.2.1 weiter ausgewertet werden. Ebenfalls durchgeführt wurden die Messungen bei flüssiger Helium-Temperatur. Sie sehen analog aus. Die Daten der Probe VOW76 sind in [Mül03] dargestellt. Auch dort zeigt sich das typische Abknicken des Flux-Flow-Astes und dessen lineare Abhängigkeit zum angelegten

¹Eine Beschreibung der Ermittlung von U_{FFS} findet sich in [Mül03].

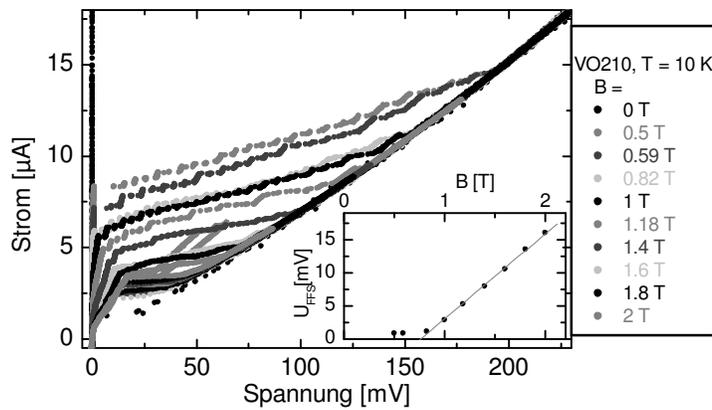


Abbildung 4.3: Typische Kennlinienschar (Probe VO210, 10 K) bei angelegten Magnetfeldern von $B = 0-2$ T; das Abknicken des Flux-Flow-Astes ist deutlich zu sehen. Im Inset sind die Flux-Flow-Spannungen U_{FFS} gegen die angelegten Magnetfelder B aufgetragen.

Magnetfeld.

4.2.1 Resonanzen

Eine vergrößerte Darstellung von Abb.4.3 (Probe VO210) ist in Abb. 4.4 zu sehen. Deutlich zu sehen sind die resonanzartigen Strukturen (\rightarrow Pfeile). Die Resonanzen konnten hier zum ersten Mal bei Messungen an einem BSCCO-*Stufenstapel* beobachtet werden. Ähnliche Strukturen wurden bereits bei Messungen an Mesas gesehen [Hei02a]. Die dort durchgeführten Messungen erfolgten bei 300 mK - 4.2 K. Die in der hier vorliegenden Arbeit an Stapeln beobachteten resonanten Strukturen scheinen jedoch stabiler zu sein, da sie bis 10 K beobachtet werden konnten. Möglicherweise beruht die höhere Stabilität auf der Symmetrie des Stapels im Gegensatz zum Mesa. Die Stapelstruktur besitzt keinen Basiskristall, wie es bei der Mesastruktur der Fall ist (vgl. Abb. 3.1). Die Fluxodynamik in der Stapelstruktur kann also nicht durch die Asymmetrie aufgrund des Basiskristalls beeinflusst werden. Somit sollte

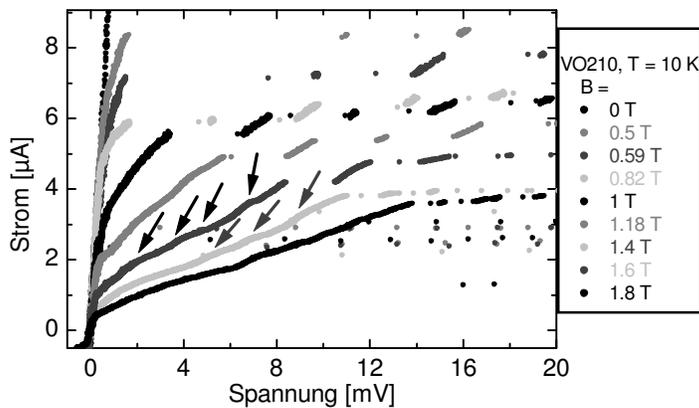


Abbildung 4.4: I(U)-Kennlinie der Probe VO210 bei 10 K und verschiedenen Magnetfeldern B aufgenommen. Einige der Resonanzen auf den Flux-Flow-Ästen sind mit Pfeilen gekennzeichnet.

die Stapelstruktur besser mit den Modellvorstellungen, welche die Resonanzen vorhersagen, übereinstimmen als die Mesastruktur.

Wie im Grundlagenkapitel (\rightarrow 2.3.3) dargestellt, können sich N verschiedene Fluxongitter ausbilden, die N verschiedenen Moden der Frequenz $f_{q,k} = \frac{c_q k}{2L}$ entsprechen. Die daraus resultierenden Modenspannungen U_q berechnen sich zu $U_q = \phi_0 \cdot f_{q,k}$. Um die beobachteten Resonanzen zuordnen zu können, wurde die Auftragung in Abb.4.5 analog zu [Hei02a] gewählt. Als Linien im Graphen aufgetragen sind die experimentell gefundenen (in Abb. 4.4 mit Pfeilen versehenen) Modenspannungen bei einem externen Magnetfeld von 1.4 T (schwarz) bzw. 1.6 T (grau). Als Dreiecke sind die theoretisch möglichen und rechnerisch ermittelten Modenspannungen aufgetragen unter der Annahme, dass sich nur ein Teil der Kontakte (Anzahl $N_{\text{beteiligt}}$) an den Resonanzen beteiligt. Aufgrund von Randeffekten nehmen die äußeren Kontakte möglicherweise nicht an den kollektiven Resonanzen teil. Die Modenspannungen U_q berechnen sich mit den Modengeschwindigkeiten c_q (2.40) zu $U_q = c_q N_{\text{beteiligt}} B \cdot 15 \text{ \AA}$. Bewegen sich z.B. in 10 der $N=25$ Kontakte Fluxonen in Domänen, so gibt es zehn theoretisch

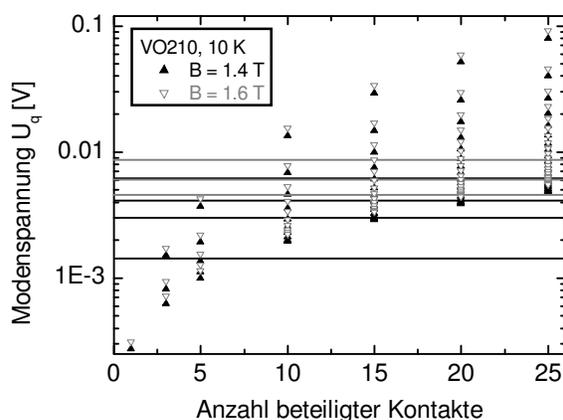


Abbildung 4.5: Als Linien sind die gemessenen Modenspannungen U_q der Probe VO210 bei 10 K für Felder von 1.4 T (schwarz) und 1.6 T (grau) aufgetragen. Die Dreiecke sind die theoretisch errechneten Spannungen (je für 1.4 T (schwarz) und 1.6 T (grau)) unter der Annahme, dass sich nur ein Teil der Kontakte an den Resonanzen beteiligt. Diese Anzahl beteiligter Kontakte ist auf der x -Achse aufgetragen.

mögliche Fluxonkonfigurationen innerhalb dieser zehn beteiligten Kontakte. Die daraus resultierenden Spannungen sind als Dreiecke über der x -Achsenposition $x = 10$ aufgetragen, also an der Stelle für zehn beteiligte Kontakte. Berechnete Modenspannungen (Dreiecke) – und damit Fluxonkonfigurationen –, die im Bereich unterhalb oder oberhalb der experimentell beobachteten Werte (Linien) liegen, lassen sich so direkt ausschließen. So sind nach dieser Annahme mindestens drei Kontakte an der niedrigsten gemessenen Resonanz für 1.4 T beteiligt, aber nicht mehr als 10 Kontakte. Nehmen nur drei Kontakte an dieser Resonanz teil, dann sollten diese in der in-Phase-Konfiguration sein. Es könnten aber auch fünf Kontakte beteiligt sein, in welchen sich die Fluxonen in drei Domänen zueinander bewegen. Da die hier vorgestellte Probe aus etwa 25 Kontakten besteht, gibt es mehrere Konfigurationen, die sich der gemessenen Spannung zuordnen lassen. Den anderen gemessenen Resonanzen, auch bei weiteren Magnetfeldern, lassen sich

genauso verschiedene Konfigurationen zuordnen. Die Resonanzen wurden auch bei anderen Proben in entsprechender Form beobachtet.

Obige Ausführungen zeigen, dass Stufenstapel sehr gut geeignet sind, kollektive Resonanzen zu beobachten. Die kollektiven Resonanzen wurden in dieser Arbeit zum ersten Mal an Stufenstapeln beobachtet, und sind stabiler als bei der Mesageometrie. Es hat sich gezeigt, dass eine Mindestzahl von Kontakten an den Resonanzen beteiligt sein muss. Eine genauere Zuordnung der kollektiven Resonanzen jedoch lässt sich erst bei sehr geringerer Kontaktzahl der Stapel machen. Diese Zuordnung ist aber auch dann noch nicht eindeutig und die Präparation von Stufenstapeln mit einer geringen Anzahl von Kontakten ist sehr zeitaufwendig und schwierig. Deshalb wurde dazu übergegangen, auf andere Weise Information über die Fluxonkonfiguration zu erhalten (\rightarrow 4.2.2) und bestimmte Konfigurationen gezielt zu erzeugen (\rightarrow 4.3, 4.4).

4.2.2 Oszillationen des Flux-Flow-Widerstandes

Eine Möglichkeit, Informationen über die Fluxonenkonfiguration zu erhalten, bieten die im Grundlagenkapitel (\rightarrow 2.3.3) vorgestellten Flux-Flow-Oszillationen. Bisher waren diese Messungen jedoch auf mittels FIB-Technologie hergestellte Stufenstapel [Ooi02; Hir02] mit großen Abmessungen beschränkt. Im Rahmen dieser Arbeit und der zugehörigen betreuten Diplomarbeit [Ver03] konnten die Flux-Flow-Oszillationen erstmals auch an doppelseitig präparierten Stufenstapeln mit kleinen Abmessungen beobachtet werden.

Für die Probe VO229, deren charakteristische Kurven bereits in den Abbildungen 4.1 und 4.2 gezeigt wurden, werden die Flux-Flow-Oszillationen nachfolgend beispielhaft gezeigt. Auch an anderen Proben konnten die Flux-Flow-Oszillationen beobachtet werden. Zur Messung der Oszillationen wurde bei einem konstanten Biasstrom das externe Magnetfeld kontinuierlich erhöht und die abfallende Spannung aufgezeichnet. Die $U(B)$ -Abhängigkeit wurde für jeweils konstante Bias-Ströme im Bereich von $0.5\text{-}3\mu\text{A}$ gemessen. Für diese Ströme liegt das Verhalten

der Probe im Flux-Flow-Bereich. Gezeigt werden beispielhaft in Abb.4.6 die Daten für einen Biasstrom von $1\mu\text{A}$ bei einer Temperatur von etwa 7K . Für die gezeigte Kurve wurde das Magnetfeld kontinuierlich von 0 auf 3T erhöht. Im Graphen sind die Oszillationen in den Flux-

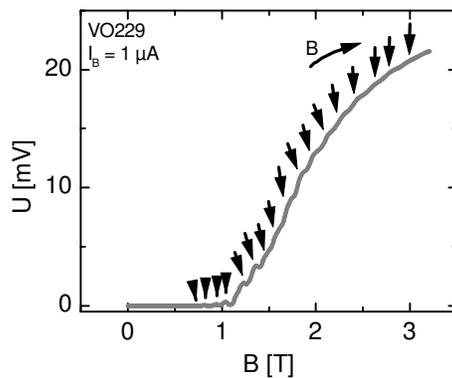


Abbildung 4.6: Flux-Flow-Oszillationen der Probe VO229 bei ca. 7K und einem konstanten Bias-Strom von $1\mu\text{A}$.

Flow-Spannungen an den mit Pfeilen markierten Stellen zu sehen. Die Flux-Flow-Oszillationen lassen sich also auch und erstmals an doppelseitig präparierten Stufenstapeln beobachten. Die Oszillationsperiode B_p wurde auf verschiedene Arten ermittelt:

- direktes Ablesen aus dem $U(B)$ -Plot
- Ablesen der Periode, nachdem der angefittete Untergrund von der Originalkurve abgezogen wurde
- Bilden der Ableitung dU/dB
- Fourier-Transformierte bilden, welche direkt die Frequenz und damit die Periode angibt.

Die beiden letzteren Arten der Periodenbestimmung dienten vor allem zur Bestätigung. Die Anwendung dieser sich ergänzenden Verfahren war notwendig, weil nicht bei allen Messungen die Periode so gut zu erkennen

war wie in Abb. 4.6. Die Flux-Flow-Oszillationen in dieser Arbeit fallen weniger deutlich aus als bei Hirata et. al., weil die Stapel hier einen Faktor 10-100 niedriger sind als bei [Hir02; Ooi02]. Dadurch fallen auch kleinere Spannungen ab. Zudem wirken sich Randeﬀekte der äußeren Schichten stärker aus.

Die Inversen der aus den $U(B)$ -Graphen ermittelten Magnetfeldperioden B_p sind in Abb. 4.7 gegen die Stapellänge L aufgetragen. Hierbei fließen auch die Ergebnisse der Oszillationsperioden aus [Ver03] ein. Im Vergleich zu den Ergebnissen der Japanischen Gruppe konnten in dieser Arbeit vor allem Ergebnisse für kleinere Längen L ($4\text{-}20\ \mu\text{m}$) gewonnen werden. Die Auftragung wurde analog zu der in [Hir02] beschriebenen Auftragung gewählt. Bewegen sich die Fluxonen in einem Drei-

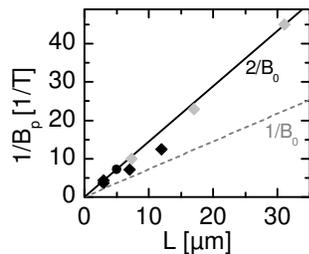


Abbildung 4.7: Inverses der Oszillationsperiode B_p in Abhängigkeit der Stapellänge L . Graue Punkte: aus Hirata et.al.[Hir02]; schwarze Punkte: in Tübingen gemessene Stufenstapel.

ecksgitter, so müssten, wie im Grundlagenkapitel erläutert, die Kehrwerte der Magnetfeldperioden auf der Geraden $2/B_0$ (schwarze Linie) liegen. Bei Vorliegen eines Viereckgitters wäre die $1/B_0$ -Gerade relevant (grau gestrichelte Linie). Die erhaltenen Magnetfeldperioden B_p liegen um die eingezeichnete $2/B_0$ -Gerade, teilweise mit einer gewissen Streuung. Die Messungen der Flux-Flow-Oszillationen können als Hinweis darauf gesehen werden, dass die Fluxonen sich annähernd in einem Dreiecksgitter bewegen. Die Abweichungen zur $2/B_0$ -Geraden lassen sich wie folgt erklären. Unterschiede im Ätzprozess führen zu unterschiedlicher Randschädigung. Dadurch haben die Proben unterschiedliche effektive Längen. Die Oszillationsperiode wird verändert. Kürzlich hat auch die Japanische Gruppe noch nicht veröffentlichte Experimente durchgeführt [Hir05], welche die Verringerung der effektiven Länge bekräftigen. Es wurden an doppelseitig präparierte Stufenstapeln Flux-

Flow-Oszillationen gemessen. Anschließend wurden die Proben annealt. Beim erneuten Messen zeigten sich die Flux-Flow-Oszillationen zum einen deutlicher und zum anderen mit höherer Periode. Bis zu diesen Experimenten hatten die Japanischen Forscher ihre Proben mittels FIB-Technologie hergestellt.

Zusammenfassend stellen die in Tübinger Experimenten beobachteten Flux-Flow-Oszillationen eine Erweiterung zu den Ergebnissen der Japanischen Gruppe dar. Denn nun sind erstmals die Oszillationen auch an in doppelseitiger Präparationstechnik hergestellten Stufenstapeln mit niedriger Kontaktzahl und kürzeren Längen L beobachtet worden. Die in diesem Abschnitt präsentierten Ergebnisse dienen als Vorstufe zur gezielten Beeinflussung der Fluxonendynamik, welche im Abschnitt 4.4.5 vorgestellt wird.

4.3 Gezielte Beeinflussung der Fluxodynamik: elektronisch

In diesem Abschnitt wird eine Möglichkeit vorgestellt, die Fluxodynamik in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten *gezielt* zu beeinflussen.

Wie in 4.2.1 dargelegt wurde, ist es bei einem Stapel intrinsischer Josephson-Kontakte unklar, ob sich die in-Phase-Mode erreichen lässt. Insbesondere sind hierzu hohe Magnetfelder und dementsprechend hohe technische Anforderungen notwendig. Mit sogenannten ‘three-terminal devices‘ wird versucht, diese Nachteile zu umgehen. Bei den ‘three-terminal devices‘ kommt eine dritte Elektrode als Steuerelektrode wie bei einem Transistor zum Einsatz. Diese Hochtemperaturtransistoren bieten die Möglichkeit, hohe Stromdichten bei geringen Verlusten zu kontrollieren und sind mit anderen supraleitenden Komponenten kompatibel. Sie lassen sich in drei Operationsmodi aufteilen [Man96; Yur02]: Quasiteilcheninjektion, Elektrischer Feldeffekt-Transistor und Vortexfluss-Transistoren. Bei letzterem wird durch eine vom Josephson-Kontakt isolierte Kontrollelektrode ein Strom geschickt, welcher ein Magnetfeld erzeugt. Durch dieses Magnetfeld sollen Vortices erzeugt werden.

Für den in dieser Arbeit untersuchten Hochtemperatursupraleiter BSSCO sind die zur Erzeugung von Fluxonen benötigten Magnetfelder sehr hoch. Damit wird der benötigte Kontrollstrom aufgrund des Ampère'schen Gesetzes $B \sim I/\text{Abstand}$ sehr groß (im mA-Bereich) und muss sehr nah am Stapel erzeugt werden, was schwer zu realisieren ist. In der Literatur findet sich daher auch keine Veröffentlichung für Experimente an BSSCO zur Fluxonerzeugung mittels einer isolierten Kontrollelektrode.

In dieser Arbeit wurde daher ein etwas anderer Ansatz zur kontrollierten Fluxonerzeugung ohne äußeres Magnetfeld gewählt. Abb. 4.8 zeigt die hierzu präparierte Probengeometrie. Die abgebildete Struktur wird im folgenden als *Steuerstromstruktur* bezeichnet. Zusätzlich zu den Zulei-

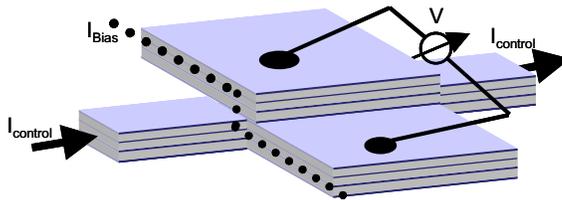


Abbildung 4.8: Schemazeichnung der Probenstruktur zur Messung mit zusätzlichem Steuerstrom $I_{control}$

tungen der Overlap-Geometrie existieren hier zwei weitere supraleitende Stromzuleitungen (vgl. Abb. 3.5). Durch diese wird der Kontrollstrom $I_{control}$ geführt, der jedoch *nicht* durch eine Isolationsschicht vom eigentlichen Stapel getrennt ist. Durch den supraleitenden Kontrollstrom soll eine Inhomogenität im unteren Bereich des Stapels erzeugt werden. Dadurch wird kinetischer Impuls ins System gebracht, durch welchen einzelne Vortices entstehen sollen.

Zwei typische Beispiele von I-U-Kennlinien mit angelegten Kontrollströmen werden im Folgenden vorgestellt. In Abb. 4.9 links ist die I-U-Kennlinie der Probe VO151 bei 4.2K ohne angelegten Steuerstrom zu sehen. Obwohl im Vierpunktmessverfahren aufgenommen, ist der 0.Ast nicht senkrecht, sondern weist einen Widerstand von $3\text{k}\Omega$ auf. Zudem

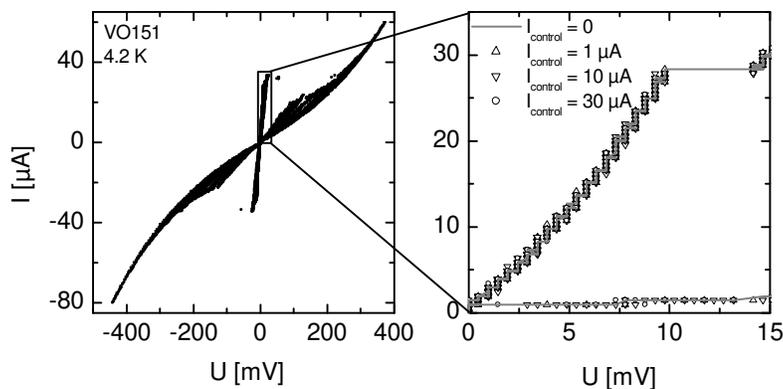


Abbildung 4.9: Links: I-U-Kennlinie der Probe VO151 bei 4.2 K (Die Lücke nach den ersten drei Ästen und den hinteren beruht auf den unterschiedlichen Messbereichen.); rechts: vergrößerter Ausschnitt der Kennlinie (durchgezogene Linie) und Kennlinien mit angelegten Steuerströmen I_{control} (1, 10, 30 μA), welche aufeinanderliegen.

sind nicht alle Äste ausgefahren, da in unterschiedlichen Verstärkerbereichen gemessen wurde. So ist die Lücke zwischen den ersten drei Ästen und den hinteren Ästen entstanden. Im rechten Teil der Abbildung ist als durchgezogene graue Linie ein vergrößerter Ausschnitt der Kennlinie zu sehen. Aufgrund der starken Vergrößerung sind die Daten in x -Richtung diskretisiert. Die y -Richtung ist aber nicht betroffen. Zusätzlich sind hier die Messungen bei angelegten Steuerströmen von 1, 10 und 30 μA aufgetragen. Die Datenpunkte liegen für diese vier Kurven aufeinander. Auch für Steuerströme zwischen 1 und 30 μA , welche aus Gründen der Übersichtlichkeit hier nicht dargestellt sind, sehen die Kurven gleich aus. Trotz Anlegen eines Steuerstroms zeigen die Kennlinien im Rahmen der Messgenauigkeit keinen erkennbaren Unterschied.

Zur Verdeutlichung sind in Abb. 4.10 zu den Spannungen 1 mV (schwarz), 5 mV (grau) und 9.8 mV (hellgrau) die Stromwerte gegen die angelegten Kontrollströme aufgetragen. Diese Spannungen liegen im unteren, im mittleren und im oberen – nahe I_c – Bereich des 0.Astes. Die

Stromwerte zu den jeweiligen Spannungen liegen im Rahmen der Messgenauigkeit auf einer Parallelen zur x -Achse. Die Streuung rührt von der Diskretisierung der Spannungsmessdaten. Die aufgetragenen Stromwerte zeigen keine Abhängigkeit vom angelegten Steuerstrom. Wie oben

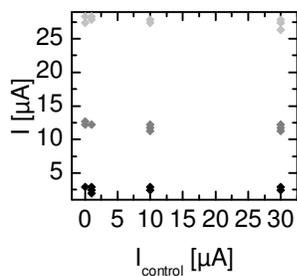


Abbildung 4.10: Stromwerte zu den Spannungen 1 mV (schwarz), 5 mV (grau) und 9.8 mV (hellgrau) aufgetragen gegen die angelegte Kontrollströme I_{control} (Probe VO151).

erläutert, ist das Ziel, durch den Steuerstrom Vortices zu erzeugen. Dies würde einen Einfluss auf die Kennlinie haben und sich im Verhalten des kritischen Stroms mit steigendem Steuerstrom auswirken. Die gemessenen Daten zeigen jedoch keinen erkennbaren Einfluss des Steuerstroms auf die Vortexdynamik. Das führt zu folgendem beiden Erklärungsmöglichkeiten: Entweder lassen sich durch einen Steuerstrom keine Vortices erzeugen oder aber die Auswirkung ist so gering, dass sie im Rahmen der Messgenauigkeit nicht feststellbar war. Auch das nachfolgende Beispiel zeigt, dass die Idee des Steuerstroms nicht wie gewünscht funktioniert; es zeigt sich kein sichtbarer Effekt durch Fluxonen.

Ein zweites Beispiel gemessener I-U-Kennlinien an einer Steuerstromprobe (VO153) bei 4.2 K ist in Abb. 4.11 zu sehen. Bei dieser Probe wurden zwei Leiterbahnen irreparabel beschädigt, so dass nur noch vier Zuleitungen vorhanden waren. Die Messungen der $I(U)$ -Kennlinien erfolgten im Zweipunkt-Verfahren. Die verbleibenden zwei Zuleitungen dienten zum Anlegen des Steuerstroms. Die schwarzen Datenpunkte in der Abbildung zeigen das Verhalten ohne angelegten Steuerstrom. Die Kurven für angelegte Steuerströme von 1, 5 und 10 μA sind in Graustufen gezeigt. Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, sind diese Kurven bis auf eine Verschiebung nach unten gleich. Diese Verschiebung entlang der y -Achse entspricht dem angelegten Steuerstrom. So ist z.B. die

unterste Kennlinie (dunkelgrau) für $I_{control} = 10 \mu A$ um $10 \mu A$ nach unten verschoben im Vergleich zur Kennlinie ohne angelegten Steuerstrom. Dieses Verhalten kann dadurch erklärt werden, dass aufgrund der fehlen-

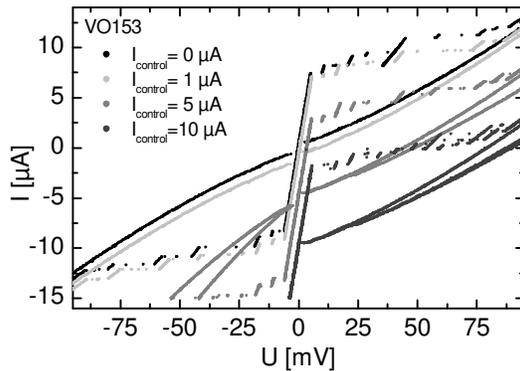


Abbildung 4.11: I-U-Kennlinien der Probe VO153 bei 4.2 K mit angelegten Steuerströmen $I_{control}$ in den Höhen von 0, 1, 5 und $10 \mu A$. Der Strombereich war auf $15 \mu A$ begrenzt, so dass im negativen Strombereich die Daten abbrechen.

den Leiterbahnen der Steuerstrom von oben schräg nach unten zur Seite durch den Stapel geführt wurde. Da der Bias-Strom von oben nach unten geleitet wurde, haben sich die Ströme addiert. Dadurch wurden die Nullpunkte der Kennlinien verschoben. Wie bereits oben zeigt auch hier das Anlegen eines Steuerstroms keinen Effekt auf die Fluxodynamik.

Mit der gleichen Probe wurde auch versucht, den Steuerstrom um die Ecke zu schicken, da sich hierbei eine Inhomogenität bilden sollte. Bei dieser Messung wurde jedoch der Stapel zerstört.

Das Verhalten der Probe VO153 zeigt auf, wie wichtig separate Zuleitungen für den Steuerstrom sind. Sind diese nicht vorhanden, scheint sich der Strom den günstigsten Weg zu suchen. Diese separaten Zuleitungen waren zum einen präparationsbedingt nicht trivial, zum anderen wurden sie oft während der Messung beschädigt.

Wieso sich in den Messungen kein sichtbarer Effekt (z.B. eine Änderung von I_c) auf die Fluxodynamik aufgrund des Steuerstroms zeigt, ist unklar. Die Messungen von Schromm [Sch98] an konventionellen quadratischen BSCCO-Mesas im externen Magnetfeld zeigen eine Asymmetrie von $I_c(B)$ bei leicht verkipptem Magnetfeld. Es sollte also auch bei Stapeln langer Josephson-Kontakte durch das Einbringen einer Inhomogenität über die Einspeisung eines zusätzlichen supraleitenden Stromes eine Asymmetrie zu beobachten sein.

Der gesuchte Effekt wurde von japanischen Forschern in einem vergleichbaren Experiment ebenfalls im Rahmen der Messgenauigkeit **nicht** beobachtet [Wan05b], obwohl dort sogar Kontrollströme bis zu 200 mA angelegt wurden. Eine mögliche Erklärung für das Ausbleiben eines sichtbaren Effekts könnte sein, dass die entstehende Asymmetrie deutlich kleiner ist als die Messgenauigkeit und somit nicht beobachtet werden konnte.

Da das Anlegen eines Steuerstroms nicht den gewünschten deutlichen Effekt zeigt, wurde ein weiterer Ansatz verfolgt zur gezielten Beeinflussung der Fluxodynamik, der im folgenden aufgezeigt ist.

4.4 Gezielte Beeinflussung der Fluxodynamik: geometrisch

4.4.1 Motivation

Wie im vorangehenden Abschnitt dargelegt, zeigte die Beeinflussung der Fluxonendynamik auf elektronischem Weg (Steuerstrom) und ohne externes Magnetfeld keinen sichtbaren Effekt. Daher werden im Folgenden Simulationen, Realisierung und Messergebnisse einer *geometrischen* Beeinflussung vorgestellt, welche erstmals in dieser Arbeit untersucht worden ist.

Es wurde versucht, bei niedrigem angelegtem externen Magnetfeld die vorhandenen Fluxonen durch eine geeignete Geometrie des Stapels in die in-Phase-Mode zu zwingen und diese Konfiguration für einen möglichst großen Strombereich zu stabilisieren. Hierzu wurde die Breite w modu-

liert. Bei dieser modulierten Geometrie wird in periodischen Abständen die Breite rechteckförmig reduziert, was zu einer *Kammstruktur* führt. Diese Breitenmodulation ist in Abbildung 4.12 (oben) für eine Periode von 3.5 gezeigt, was 3 Einschnürungen entspricht. Die Energie eines Flu-

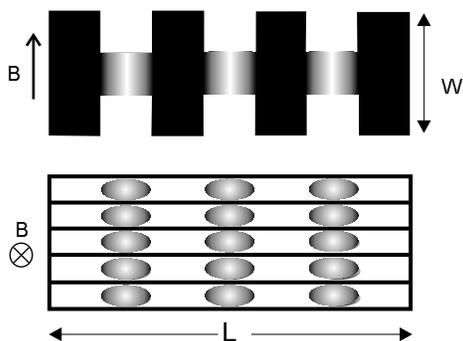


Abbildung 4.12: Schema der *Kammstruktur*, hier mit 5 Kontakten, im Aufricht (oben) und von der Seite (unten). Es sind die erwarteten bevorzugten Aufenthaltsorte der Fluxonen eingezeichnet für ein externes Magnetfeld von $3\Phi_0$ pro Kontakt (nicht maßstabsgetreu).

xons ist proportional zu seiner Länge. Die Breitenmodulation des Stapels bewirkt also eine Potenzialverteilung für die Fluxonen mit Potenzialminima jeweils in der Mitte der Einschnürungen (in der Abbildung schattiert dargestellt). Aus energetischen Gründen wird erwartet, dass sich die Fluxonen bevorzugt in diesen Potenzialminima aufhalten. Weiterhin wird angenommen, dass die Fluxonenanzahl mit der Anzahl der Potenzialminima korreliert sein muss. Es sollten also solche Magnetfelder bevorzugt werden, bei welchen die Fluxonenanzahl sich ohne Rest auf die Zahl der Potenzialminima aufteilen lässt, die sogenannten Matching-Felder. In Analogie zu den von Hirata et al. durchgeführten Experimenten wird hier eine zum Matching-Feld korrelierte $U(B)$ -Abhängigkeit erwartet. Für die beispielhaft gezeigte Breitenmodulation mit 3.5 Perioden (also

3 Minima) liegt das erwartete 1. Matching-Feld bei

$$B_{\text{matching}} = \frac{3\Phi_0}{15 \text{ \AA} \cdot L}. \quad (4.1)$$

Die hierfür erwartete Anordnung für ein angelegtes Magnetfeld von drei Fluxonen pro Kontakt ist in Abb. 4.12 als Momentaufnahme gezeigt. Im statischen Fall verteilen sich hier die drei Fluxonen pro Kontakt genau auf die drei Minima. Bei anliegendem Strom, also im dynamischen Fall, bewegen sich die Fluxonen, sollten sich aber gemäß der Annahme im zeitlichen Mittel länger in den Bereichen der Minima aufhalten. Es sollte somit das rechteckige in-Phase-Gitter und nicht das für statische und niedrige Ströme übliche Dreiecksgitter favorisiert sein. Im Folgenden werden Simulationen gezeigt, welche diese Erwartung im Wesentlichen bestätigen und einen Einblick in die Abläufe im Inneren vermitteln. Hierzu werden zuerst das verwendete Simulationsprogramm und das Modellierungsmodell vorgestellt. Anschließend werden die Simulationsergebnisse ohne angelegten Strom und mit angelegtem Strom aufgeführt. Bei beiden Fällen wird unterschieden, ob niedrige oder hohe externe Magnetfelder angelegt sind. Danach folgen die Messergebnisse, der erstmals in dieser Arbeit durchgeführten Experimente zur Kammstruktur. In der abschließenden kurzen Zusammenfassung werden die Limitierungen der Simulationen aufgezeigt.

4.4.2 Vorstellung des verwendeten Simulationsprogramms und des Modellierungsmodells

Die im Folgenden vorgestellten Simulationen wurden mit dem Programm *nstack* durchgeführt. Es wurde von R. Kleiner *et al.* speziell zur Simulation intrinsischer Stapel aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ entwickelt [Kle00]. Das Programm basiert auf den gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen, welche die Dynamik von gestapelten langen Josephson-Kontakten beschreiben (vgl. 2.2). Die partiellen Differentialgleichungen der Sine-Gordon-Gleichungen werden mittels Multimodenentwicklung in gewöhnliche zeitabhängige Differentialgleichungen umgewandelt. Dann erfolgen die

Berechnungen im Fourier-Raum unter Zuhilfenahme des Runge-Fehlberg-Algorithmus. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Versionen *nstack1.12-1.14* verwendet. In diesen Versionen konnten die Breitenmodulation und ein schnellerer Algorithmus implementiert werden [Gab04].

Ein entscheidender Aspekt von *nstack* ist, dass Stapel beliebiger Kontaktzahl² simuliert werden können. Der limitierende Faktor hierbei ist die Rechenzeit. Aus numerischen Gründen sind die Simulationen auf kleine β_c von 50-200 beschränkt. Diese sind experimentell unrealistisch, denn für $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ gilt $\beta_c \approx 10^4$.

Ein weiterer Vorteil des Programms (gegenüber anderen Simulationsprogrammen) neben der beliebigen Anzahl von Kontakten ist die graphische Wiedergabe der Fluxondynamik. Die Bewegung der Fluxonen lässt sich in ‘Echtzeit‘ betrachten und fördert die Erkenntnis über die Abläufe im Innern.

Als Normierung liegen dem Programm die kritische Frequenz f_c , das Feld B_0 und der kritische Strom I_c zugrunde. Die kritische Frequenz hängt über β_c mit der Plasmafrequenz zusammen, welche als konstant mit dem Wert 100 GHz angenommen wird. $B_0 = \Phi_0/(15 \text{ \AA} \cdot \text{L})$ wird benötigt, um die Fluxonzahl pro Kontakt um 1 zu erhöhen. Das angelegte magnetische Feld wird als normierte Größe $H = B/B_0$ (Fluss) angegeben. Der Strom i wird in Einheiten des kritischen Stroms angegeben: $i = I_B/I_c$.

Im Programm erfolgte die Implementierung der Breitenmodulation nach Gleichung (2.27), wobei die Terme $\frac{\partial h(x)}{\partial x}$ und $\frac{\partial w(x)}{w(x)} \cdot h(x)$ hier nicht berücksichtigt werden müssen. Die im Experiment rechteckige Breitenmodulation wird in der Simulation durch einen stetig differenzierbaren Sinus realisiert (siehe Abb. 4.13):

$$w(x) = w_0 \cdot \left(1 + A \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{P} x\right) \right). \quad (4.2)$$

Die Modulation erfolgt um die mittlere Breite w_0 mit der Amplitude A . Mit P wird die Anzahl der Perioden auf der gesamten Länge angegeben. In Abb. 4.13 ist die Modulierung der experimentellen Kammstruktur als durchgezogene Linie eingezeichnet. Es wird während 3.5 Perioden um die

²Da der Rechenaufwand bei breitenmodulierten Stapeln sehr hoch ist, sind auf heutigen PCs Stapel mit bis zu 10 Kontakten in vertretbarer Rechenzeit simulierbar.

mittlere Breite 1 mit der Amplitude 0.5 moduliert. Im gezeigten Beispiel mit einer Breite $w(x) = 1.5$ ist die größtmögliche Amplitude $A = 0.75$ um die mittlere Breite $w_0 = 0.75$.

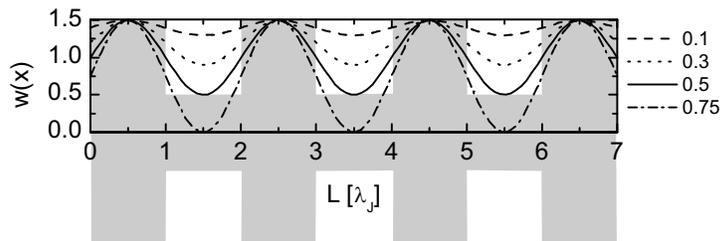


Abbildung 4.13: Veranschaulichung der Modulationsamplitude A gemäß Gl. 4.2. Es sind die Amplituden $A = 0.1, 0.3, 0.5$ und 0.75 gezeigt (vgl. Legende rechts des Graphen). Grau unterlegt ist die experimentelle Realisierung als Kammstruktur.

Die folgenden Simulationsergebnisse sind, sofern nicht ausdrücklich darauf hingewiesen, für einen Stapel mit der Länge $l = L/\lambda_J = 7$. Unterliegt der Stapel einer Breitenmodulation, so wird die Periode 3.5, also 3 Einschnürungen angenommen.

4.4.3 Lösungen im statischen Fall

Im folgenden Absatz werden die Lösungen der Simulationen mit dem Programm *nstack* für den statischen Fall ($I_B = 0$) gezeigt. Die Ergebnisse werden zuerst für niedrige externe Felder und anschließend für hohe externe Felder gezeigt. Hierbei werden jeweils die Fälle eines Stapels mit $N = 3$ bzw. $N = 7$ Kontakten betrachtet. $N = 7$ wurde als Beispiel für einen hohen Stapel gewählt. Diese Anzahl stellt einen Kompromiss dar zwischen einer möglichst hohen Kontaktzahl und einem vertretbaren Rechenaufwand.

Niedrige Felder

N = 3 Kontakte In Abb. 4.14 ist die Auswirkung der Modulationsamplitude A auf die Stromverteilung eines Stapels mit $N = 3$ Kontakten zu sehen. Es liegt ein externer Fluss von drei Fluxonen pro Kontakt an. Im oberen Teil der Abbildung ist der modulierte Stapel in Aufsicht skizziert. Der Betrag der Modulationsamplitude steigt von links nach rechts. Im linken Teil der Abbildung gilt $A = 0$, in der Mitte $A = 0.1$ und rechts $A = 0.3$. Im unteren Teil der Abbildung ist eine Momentaufnahme der

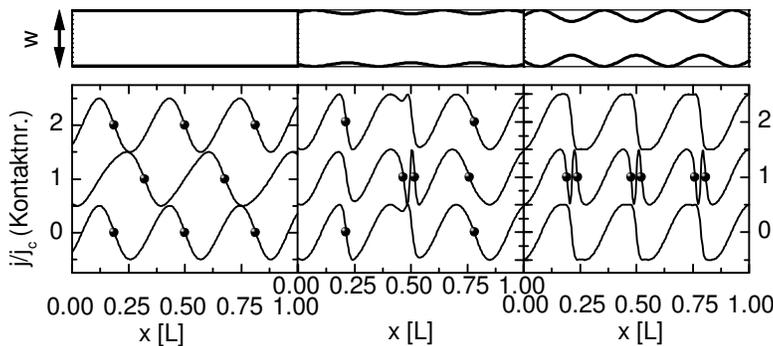


Abbildung 4.14: Auswirkungen der Modulation (links: $A = 0$, keine Modulation; Mitte: $A = 0.1$; rechts: $A = 0.3$) auf einen Stapel mit $N = 3$ Kontakten beim Anlegen eines externen Flusses von 3 Fluxonen pro Kontakt.

Suprastromverteilungen (Linien) im Stapel zu sehen. Die Fluxonen sind durch Punkte dargestellt. Die auf j_c normierten Stromverteilungen in den drei Kontakten sind entlang des Stapels in x -Richtung aufgetragen. Zur besseren Übersicht und zur Verdeutlichung der Stapelgeometrie sind die Stromverteilungen der einzelnen Kontakte vertikal versetzt dargestellt. Die Kontakte sind von 0 bis $N - 1$ durchnummeriert.

Der externe Fluss von drei Fluxonen pro Kontakt wurde in der hier gezeigten Simulation langsam von 0 aus gesteigert. Langsam bedeutet, dass gewartet wurde, bis die angeregten Schwingungen abgeklungen waren. Für einen Rechtecksstapel ohne Breitenmodulation bildet sich das erwar-

tete Dreiecksgitter der Fluxonen (\rightarrow Abb. 4.14 links) [Kle94c]). Für eine Breitenmodulation mit $A = 0.1$ ist das Dreiecksgitter bereits gestört. Die Modulation macht sich bemerkbar: Der magnetische Fluss scheint zum einen am Eindringen gehindert zu werden. Dies äußert sich in weniger Fluxonen im Stapel, als dem externen Fluss entsprechen. Zum anderen ordnen sich die Fluxonen verstärkt in den Bereichen der Einschnürung an (\rightarrow Abb. 4.14 Mitte). Dieses Verhalten wird noch deutlicher bei einer Amplitude von 0.3. Die Fluxonen ordnen sich im mittleren der drei Kontakte an und zwar jeweils in Paaren in den Bereichen der Einschnürungen (\rightarrow Abb. 4.14 rechts). Hier ist offensichtlich das Potenzial für die Vortices am günstigsten. Je stärker die Breitenmodulation ist, desto mehr wird auch der Fluss am Eindringen gehindert, und der Einfluss der Modulation überwiegt. Für $A = 0.3$ befinden sich nur noch sechs Fluxonen im Stapel.

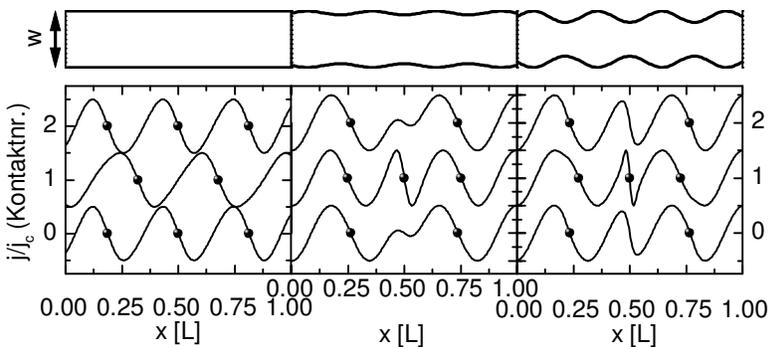


Abbildung 4.15: Auswirkung der Breitenmodulation auf einen Stapel mit $N = 3$ Kontakten; Umschalten der Breitenmodulation von $A = 0$ auf $A = 0.1$ auf $A = 0.3$ bei einem externen Fluss von 3 Fluxonen pro Kontakt.

In Abb. 4.15 sind die Simulationsergebnisse zur gleichen Geometrie, aber einen anderen Ausgangszustand gezeigt: Im Ausgangszustand im linken Teil der Abbildung liegt ein externer Fluss von drei Fluxonen pro Kontakt an. Der Stapel ist nicht breitenmoduliert und die Fluxonen

bilden das oben dargestellte Dreiecksgitter. Ausgehend von diesem Zustand wurde die Breitenmodulation ‘eingeschaltet‘ mit einer Amplitude von $A = 0.1$ (\rightarrow Abb. 4.15 Mitte) bzw $A = 0.3$ (\rightarrow Abb. 4.15 rechts). Das Einschalten der Modulation bewirkt ein Umordnen der Fluxonen von der Dreiecksstruktur hin zu einer Konfiguration, in welcher die Fluxonen fast in Phase sind. Das Verstärken der Breitenmodulation zur Amplitude von 0.3 bewirkt ein Verstärken des Effekts. Jeweils in den beiden äußeren Einschnürungsbereichen sitzen drei Fluxonen fast übereinander, wohingegen in der mittleren Einschnürung sich nur im mittleren Kontakt ein Fluxon befindet. Es wurde also wieder Fluss verdrängt im Vergleich zum reinen Rechteckstapel. Obwohl die Fluxonen nicht exakt übereinander sitzen, ist der Einfluss der Breitenmodulation und der Trend zu einer in-Phase-Konfiguration deutlich zu erkennen.

N = 7 Kontakte Es wurde weiterhin untersucht, ob sich die Breitenmodulation auch auf Stapel mit $N > 3$ auswirkt. Das typische Ergebnis ist in Abb. 4.16 zu sehen.

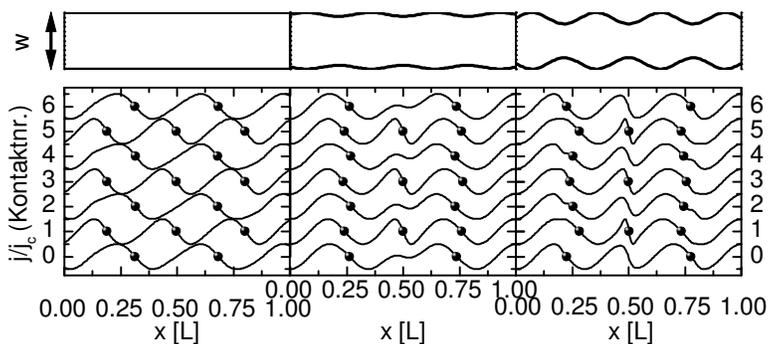


Abbildung 4.16: Auswirkung der Breitenmodulation auf einen Stapel mit $N = 7$ Kontakten; Umschalten der Breitenmodulation von $A = 0$ auf $A = 0.1$ auf $A = 0.3$ bei einem externen Fluss von 3 Fluxonen pro Kontakt.

Hier wurden für einen Stapel mit sieben Kontakten die zu oben

(vgl. Abb. 4.15) analogen Simulationen durchgeführt. Der linke Teil der Abbildung zeigt bei einem reinen rechteckförmigen Stapel die übliche Dreiecksanordnung. Im mittleren Teil haben die Fluxonen sich nach Einschalten einer Breitenmodulation mit $A = 0.1$ umgeordnet und sind annähernd in Phase. Das weitere Umschalten auf $A = 0.3$ bewirkt wie bereits für $N = 3$ eine Verstärkung der nahezu in-Phase-Fluxonenanordnung. Die Fluxonen halten sich bevorzugt in den Bereichen der Einschnürung auf. Dieser Effekt lässt sich auch für Stapel mit noch mehr Kontakten nachweisen. Der Einfluss der Modulation scheint also stärker zu sein als der der Vortexabstoßung. Die Fluxonen werden zur in-Phase-Konfiguration gezwungen durch die Modulation der Stapelgeometrie.

Hohe Felder

$N = 3$ Kontakte Als typisches Beispiel für das Verhalten eines Stapels mit $N = 3$ Kontakten bei hohen Feldern ist in Abb. 4.17 das Simulationsergebnis für einen externen Fluss von 14 Fluxonen pro Kontakt gezeigt. Links ist die erwartete Dreiecksanordnung für den Fall keiner Breitenmodulation zu sehen, rechts die Konfiguration für $A = 0.3$. Durch den Einfluss der Breitenmodulation ordnen sich die Fluxonen in den drei Kontakten übereinander an. Die Verteilung erfolgt gleichmäßig längs des Stapels und richtet sich nicht nach den Positionen der geometrischen Einschnürungen. Im statischen Fall werden also auch bei hohen Feldern die Fluxonen zur in-Phase-Konfiguration gezwungen.

Nach dem Umschalten fand ein Einschwingvorgang zwischen dem Dreiecksgitter aufgrund der Fluxonenabstoßung und dem Vierecksgitter aufgrund der Breitenmodulation statt. Letztlich hatte die Breitenmodulation den stärkeren Einfluss und die Fluxonen positionierten sich in Phase. Das Oszillieren zwischen den beiden Konfigurationen bis zum Einstellen des Gleichgewichtszustandes dauerte wesentlich länger als die typische Zeit für einen Einschwingvorgang von etwa $10\beta_c$, die die relevante Zeitskala für kurze Josephson-Kontakte ist. Bei der Einstellung einer stabilen Fluxonkonfiguration dagegen müssen die Fluxonen in der Regel den Stapel mehrfach durchlaufen, was erheblich länger dauern kann. Im Falle

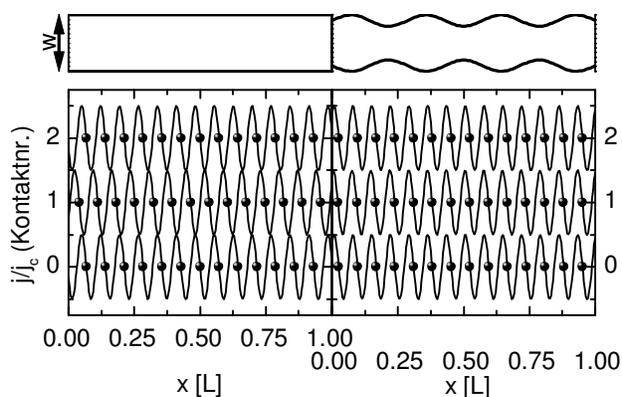


Abbildung 4.17: Auswirkung der Breitenmodulation auf einen Stapel mit $N = 3$ Kontakten; Umschalten der Breitenmodulation von $A = 0$ auf $A = 0.3$ bei einem externen Fluss von 14 Fluxonen pro Kontakt.

breitenmodulierter Kontakte scheint dieser Effekt stärker ausgeprägt zu sein als bei langen Kontakten.

N = 7 Kontakte Wird ein Fluss von 14 Fluxonen pro Kontakt an einen mit $A = 0.3$ breitenmodulierten Stapel mit sieben Kontakten angelegt, so ordnen sich die Fluxonen wie in Abb. 4.18 rechts an. Im linken Teil der Abbildung ist zum Vergleich die Dreiecksconfiguration für einen rechteckförmigen Stapel zu sehen. Wie aus dem rechten Teil der Abbildung zu sehen ist, nehmen die Fluxonen unter der Breitenmodulation eine in-Phase-ähnliche Configuration an. Die Fluxonen liegen an den Rändern nicht exakt übereinander. Außerdem findet sich in der Mitte des Stapels ein Bereich mit erhöhter Fluxonenkonzentration. In jedem zweiten Kontakt liegen drei bzw. vier Fluxonen sehr eng beieinander. Es scheint energetisch günstiger zu sein, nicht alle Fluxonen in Phase auszurichten, sondern nur einen großen Anteil davon; und die restlichen Fluxonen in jedem zweiten Kontakt zu stauen. Dieses Verhalten wurde auch für neun Kontakte in den Simulationen beobachtet.

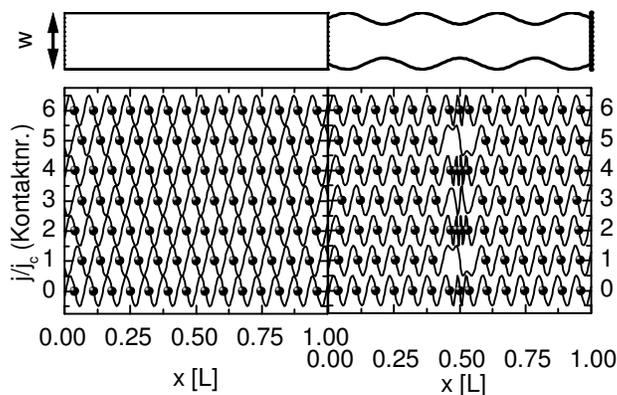


Abbildung 4.18: Auswirkung der Breitemodulation auf einen Stapel mit $N = 7$ Kontakten beim Anlegen eines externen Flusses von 14 Fluxonen pro Kontakt; links: $A = 0$, rechts: $A = 0.3$.

Die Auswirkungen der Breitemodulation zeigen sich hier bei hohen Stapeln noch deutlicher als beim Stapel mit 3 Kontakten, da der Einfluss der Ränder geringer ist. Es findet kein langer Einschwingvorgang statt. Die Vortices ordnen sich in Phase an und werden sogar aufgrund der Modulation in der Mitte des Stapels zusammengedrückt.

Es wurde in den Simulationen auch der Fall größerer Amplituden bis hin zu $A = 0.5$ untersucht. Hier haben sich jedoch keine stabilen Konfigurationen gebildet. Dies beruht wahrscheinlich auf der Eindimensionalität des Simulationsprogrammes. Zur Energieoptimierung müssten sich die Vortices im zweidimensionalen Raum verbiegen können. Aufgrund der Eindimensionalität des Programmes ist dies nicht möglich und die Simulationen werden zum Teil instabil.

Die Simulationsergebnisse für den statischen Fall legen nahe, dass sich die Fluxonen ähnlich wie in Abb. 4.12 angenommen anordnen. Sie scheinen sich bevorzugt in Bereichen der Einschnürung aufzuhalten. Damit ordnen sich die Fluxonen im statischen Fall in der für die Abstrahlung von THz-Wellen wichtigen in-Phase-Konfiguration an. Der Auswirkung auf die dynamische Konfiguration wird im nächsten Abschnitt nachgegan-

gen. Da die Simulationsergebnisse mit $A = 0.3$ einen guten Kompromiss darstellen zwischen dem Einfluss der Breitenmodulation und dem nicht mehr realistischen Verhalten, wurden die Simulationen für den dynamischen Fall mit dieser Amplitude durchgeführt.

4.4.4 Lösungen im dynamischen Fall

Nachdem im vorigen Abschnitt (\rightarrow 4.4.3) die Lösungen im statischen Fall gezeigt wurden, wird hier der Frage nachgegangen, ob der Modulations-einfluss im dynamischen Fall erhalten bleibt und wie sich das Angelegen eines Stromes auf die Fluxonenkonfiguration auswirkt. Wie schon oben erfolgt auch bei dieser Betrachtung die Unterteilung zwischen niedrigen und hohen angelegten externen Feldern.

Niedrige Felder

N = 3 Kontakte Als Beispiel für das dynamische Verhalten eines breitenmodulierten Stapels mit drei Kontakten wurde eine Simulation mit folgenden Parametern durchgeführt: $A = 0.3$ und $H = 3$. Die sich ergebende Kennlinie ist in Abb. 4.19 für den positiven Strombereich bis zu Werten etwas größer als $i = 1.1$ abgebildet. Um die Kennlinie sind die Stromverteilungen zu festen Biasstromwerten gruppiert. Der Effekt der Modulation ist deutlich in allen zeitlichen Schnappschüssen zu erkennen. Die Fluxonen ordnen sich entsprechend den Modulationseinschnürungen aus mit einer erhöhten Dichte in den Einschnürungsbereichen. Diese Ausrichtung ist vom Charakter her eine in-Phase-Ausrichtung. Aufgrund der Dynamik ist sie nicht mehr so streng wie im statischen Fall, jedoch im ganzen Strombereich vorhanden. Insbesondere zum linken Stapelende hin liegen die Fluxonen übereinander. Neu hinzugekommen sind im dynamischen Fall die im Bild grau dargestellten Antivortices. In der nächsten Abbildung wird ihre Rolle etwas deutlicher.

Die Fortbewegungsrichtung der Vortices unter dem Einfluss des Stromes ist nach links. Folglich findet auch die Strahlungsemission am linken Rand statt. Wird das Augenmerk auf den Bereich um $x/L = 0$ bei den einzelnen Stromverteilungsschnappschüssen gerichtet, so fällt auf,

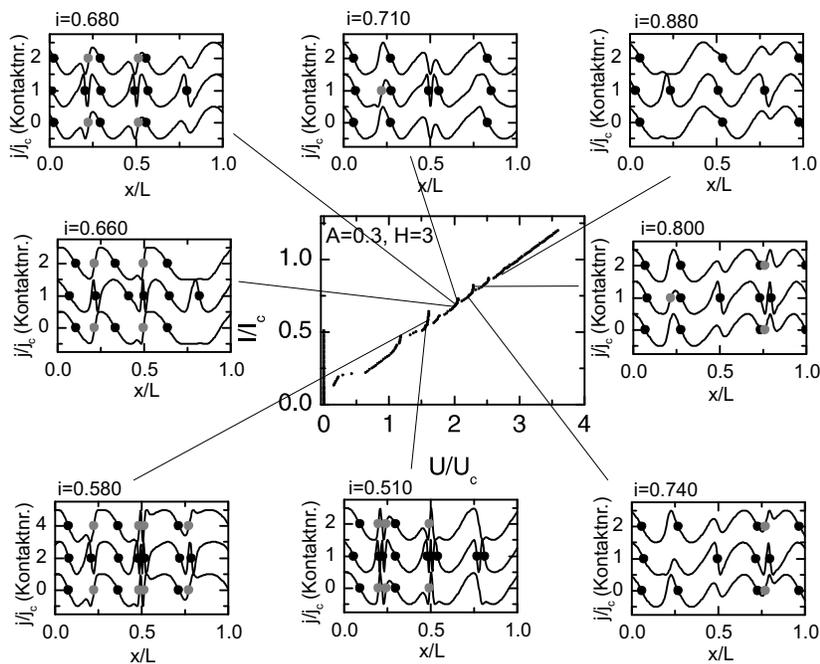


Abbildung 4.19: Simulierte Kennlinie für drei Kontakte, eine Breitenmodulation mit $A = 0.3$ und ein externer Fluss von $H=3$ Fluxonen je Kontakt; außerdem zu einigen Strömen die Stromverteilungen (schwarze Punkte: Vortices, grau: Antivortices).

dass sich in diesem Bereich die Vortices annähernd in Phase bewegen. Die Vortices werden also während ihres Wegs entlang des Stapels von rechts nach links durch die Breitenmodulation zur in-Phase-Bewegung gezwungen. Es liegt zwar keine Gleichverteilung oder Regelmäßigkeit der Vortices vor, aber eine klare Tendenz zur in-Phase-Ausrichtung. Diese wird gegen das linke Stapelende dann erreicht. Dort kommen die Vortices gemeinsam in Phase an. Dieses Verhalten konnte sich auch für andere Flüsse ($H = 4, 5, 6$) bzw. andere Breitenmodulationen beobachtet werden. Hierbei sei angemerkt, dass der Effekt für $A = 0.1$ schwächer war, so wie es bereits die statische Betrachtung nahelegt.

Die oben gezeigten Stromverteilungen bei festen Biasströmen zeigen nur einen jeweils zeitlichen Schnappschuss. Um den zeitlichen Verlauf und das Entstehen der Vortices und der Antivortices besser zu verstehen, sind in der Abb. 4.20 (rechts) die Trajektorien zu den drei Kontakten gezeigt. Außerdem ist ein vergrößerter Ausschnitt der Trajektorien

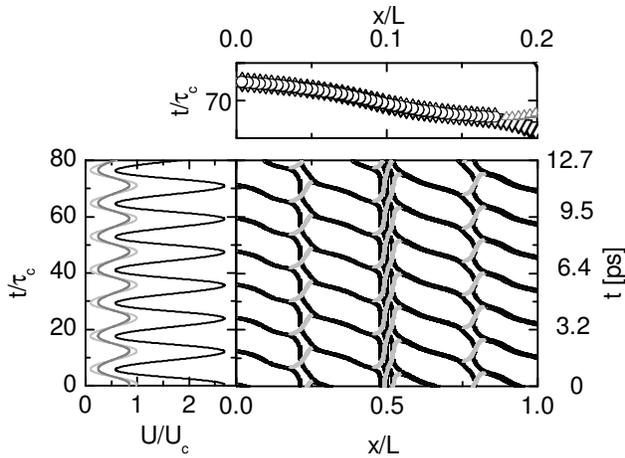


Abbildung 4.20: rechts: Trajektorien der drei Kontakte bei einem externen Fluss von $H = 3$, einer Breitenmodulation $A = 0.3$ und einem Strom von $i = 0.580$; schwarz: Vortices, grau: Antivortices; oben: Zoom der Trajektorien um $t/\tau_c = 70$ und am linken Rand (\triangle : 1.Kontakt, ∇ : 2.Kontakt, \circ : 3.Kontakt; grau: Antivortices); links: Normierte Spannung (schwarz: Gesamtspannung, grau: Spannung des 1. und 3. Kontakts, hellgrau: Spannung des mittleren Kontakts) am linken Rand bei $x/L = 0$ aufgetragen gegen die normierte Zeit.

(oben rechts) und die abfallenden Spannungen am Ende des Stapels bei $x/L = 0$ (links) gezeigt.

Die Trajektorien sind auf der gesamten Länge des Stapels gezeigt, für die drei Kontakte. Die Zeit ist in normierten Einheiten (linke Skala) als auch in realer Zeit (rechte Skala) angegeben. Grundlage für die Umrechnung der normierten Zeit in die reale sind die Plasmafrequenz von 100 GHz und ein $\beta_c=100$. Dieser in den Simulationen angenommene Wert für

β_c ist, wie bereits oben erwähnt, niedriger als der reale Wert von 10^4 . Die Bewegungsrichtung der Fluxonen von rechts ($x/L = 1$) nach links ($x/L = 0$) ist hier nochmal deutlich zu erkennen. Auffallend sind die drei Bereiche an den Orten der geometrischen Einschnürungen; also bei den festen x/L -Werten von etwa 0.25, 0.5 und 0.75. Wie bereits in Abb. 4.19 zu sehen war, ist in diesen Bereichen die Dichte der Fluxonen größer als auf der restlichen Länge. Aus den Trajektorien ist nun zu erkennen, dass die Aufenthaltsdauer der Fluxonen in den genannten Bereichen deutlich höher ist. Beim Verfolgen einer Trajektorienlinie vom rechten zum linken Ende, lässt sich folgendes Verhalten beobachten: Ein Fluxon bewegt sich von rechts auf einen eingeschnürten Bereich zu. Über den Austausch eines Antifluxons (grau) löst sich daraufhin das Fluxon an der linken Seite der gleichen Einschnürung und bewegt sich weiter nach links zur nächsten Einschnürung hin, wo sich das Verhalten wiederholt. Am linken Ende gelangen die Fluxonen in den drei Kontakten gemeinsam an. Dies wird in der Vergrößerung um $\tau/\tau_c = 70$ rechts oben in der Abbildung deutlicher. Hier werden die drei Trajektorien durch die Symbole \triangle , ∇ und \circ dargestellt; Antivortices in grau. Nachdem die Vortices den Bereich der Einschnürung verlassen haben, bewegen sie sich nahezu synchron auf das Stapelende zu.

Wie die Trajektorien zeigen, ist die Vortexbewegung über den gesamten Stapel periodisch. Auch das Ankommen der drei Vortices am Stapelende erfolgt folglich periodisch. Dies resultiert zu einer periodischen Spannung bei $x/L = 0$, welche links in Abb. 4.20 zu sehen ist. Als schwarze Linie ist die Gesamtspannung $U/U_c|_{x/L=0}$ gegen die normierte Zeit τ/τ_c aufgetragen. Diese setzt sich aus den Einzelspannungen an den drei Kontakten zusammen: hellgrau dargestellt die Spannung des mittleren Kontakts und grau die Einzelspannungen je an den beiden äußeren Kontakten. Die Lage der Einzelspannungen zueinander zeigt, dass die Vortices nahezu synchron das Stapelende mit einer Periode von etwa $1.75 t/\tau_c$ erreichen. Zur Bestätigung der Periode der Spannung bei $x/L = 0$ wurde die Fourier-Transformierte aufgenommen (Abb. 4.21). Die Frequenz des ausgeprägten Peaks ermittelt sich zu etwa $0.5 f_c$, was sich mit der Periode aus Abb. 4.20 deckt. Was jedoch an der fouriertransformierten Span-

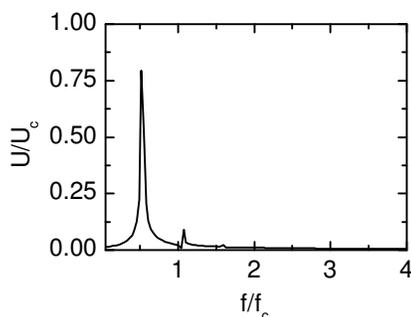


Abbildung 4.21: Fourier-Transformierte zu $U(t)$ in Abb. 4.20 zur Bestimmung der Frequenz bei $x/L = 0$.

nung auffällt, sind die verringerte Höhe im Vergleich zur Amplitude aus Abb. 4.20 und das Nebenmaximum bei etwa $2f/f_c$. Diese beiden Merkmale rühren von der sehr leichten Verschiebung der Einzelspannungen gegeneinander her. Die kleine Phasendifferenz im Zeitraum hat eine Amplitudenminimierung im Frequenzraum zur Folge. Da die Einzelspannungen nur sehr leicht gegeneinander versetzt sind, hat immer noch ein sehr großer Anteil der Spannung eine scharf definierte Frequenz im THz-Bereich.

Zur weiteren Veranschaulichung der Vortexdynamik sind in Abb. 4.22 die normierten Stromverteilungen j/j_c der drei Kontakte gegen die normierte Zeit t/τ_c aufgetragen. Hierbei sind die Stromverteilungen von links nach rechts an den markanten Stellen mit den x -Werten 0 (linker Rand, Emission), $0.25L$, $0.5L$, $0.75L$ und L (rechter Rand) gezeigt. Die schwarzen Linien stellen jeweils die Stromverteilungen in den beiden äußeren Kontakten dar, die hellgrauen diejenigen der mittleren Kontakte. Die gestrichelte Linie bei $j/j_c = 0$ soll die Vortexposition verdeutlichen. Die Vortices sind lokalisiert beim Nulldurchgang von j/j_c mit positiver Steigung. Beim Betrachten der Stromverteilungen von rechts nach links, also in Bewegungsrichtung der Vortices, lässt sich folgendes feststellen: Die Vortices dringen gemeinsam in den Stapel bei $x/L = 1$ ein. Zur Mitte hin bewegen sie sich, wie in den oben gezeigten Abbildungen bereits zu sehen war, unabhängig voneinander. Bei $x/L = 0.25$ laufen die Vortices fast synchron; und erst bei der Emission verlassen die Vortices den Stapel nahezu gemeinsam. Dies lässt sich daran erken-

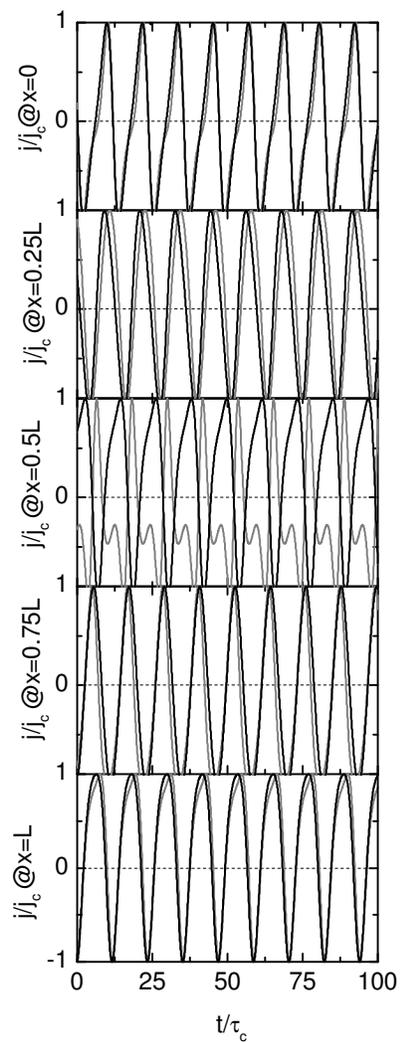


Abbildung 4.22: Normierte Stromverteilung (schwarz: in den beiden äußeren Kontakten, grau: im mittleren Kontakt) gegen Zeit an markanten Stellen für $i = 0.580$ und $H = 3$: $x = 0$ (linker Rand, Emission), $0.25L$, $0.5L$, $0.75L$ und L (rechter Rand)

nen, dass der Nulldurchgang von j/j_c mit positiver Steigung für alle drei Kontakte auf einer Linie verläuft.

Um eine Aussage über die magnetfeldabhängige Auswirkung der Modulation auf die Vortexdynamik zu erhalten, wurden die normierten $I_c(B)$ -Daten aufgenommen. Diese sind in Abb. 4.23 für den reinen rechteckigen Stapel (Kreise) und für den mit $A = 0.3$ breitenmodulierten Stapel (Dreiecke) gezeigt. Wie die Abbildung zeigt besteht ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden Simulationsergebnissen. Bei den Ergebnissen für den nicht modulierten Stapel fallen die Werte zu höheren Magnetfeldwerten hin ab. Die Daten des modulierten Stapels liegen zum einen höher. Zum anderen gibt es hier mehrere ausgeprägte Maxima mit jeweils abnehmender Höhe. Einige dieser Daten im Bereich 1-1.5 B/B_0 fallen auf und liegen weit unterhalb des ersten Maximums. Diese multiplen Zustände beruhen auf verschiedenen Anfangskonfigurationen der komplexen Simulationen.

Aus dem Vergleich der beiden Datensätze zeigt sich deutlich der Einfluss der Breitenmodulation. Die Einschnürungen wirken als lokale Energieminima. Das Gitter kann erst durch Aufbringen größerer Kräfte und damit größerer Ströme bewegt werden bei gewissen Magnetfeldern. Die

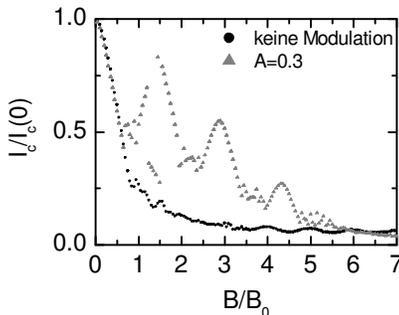


Abbildung 4.23: Normierte $I_c(B)$ -Kurve für den Stapel mit 3 Kontakten; ohne Breitenmodulation und mit $A = 0.3$.

lokalen Maxima liegen bei ungefähr 1.5, 2.95 und 4.5 B/B_0 . Bei diesen Magnetfeldern sind offensichtlich die Vortices stärker in ihren Positionen verankert, so dass ein großer Abreißstrom notwendig ist. Beim Vergleich mit den Stromverteilungen ist ersichtlich, dass die Maxima sich dadurch auszeichnen, dass im ersten je ein Vortex, im zweiten je

zwei Vortices und im dritten je drei Vortices je Einschnürung lokalisiert sind. Beim jeweiligen Erhöhen des Magnetfeldes dringen weitere Vortices ein, so dass sich die abstoßende Kraft zwischen den Vortices in den Einschnürungen verstärkt. Es muss also weniger Kraft durch den Ablösestrom aufgebracht werden, um die Vortices aus dem anziehenden Potenzial der Einschnürungen wegzubewegen. Es sei angemerkt, dass bei bestimmten Magnetfeldern ein Matching-Effekt zu bestehen scheint. Die in-Phase-Emission kann aber auch bei abweichenden Magnetfeldern provoziert werden. Für die experimentellen Ergebnisse (\rightarrow 4.4.5) bedeutet das folgendes: Aus den $I_c(B)$ -Kurven könnte sich ablesen lassen, wann die Vortexzahl pro Einschnürung erhöht wird. Nach den Simulationsergebnissen lässt sich aber aus den $I_c(B)$ -Daten nicht ablesen, ob eine in-Phase-Emission vorliegt. Vielmehr wird die in-Phase-Emission für einen weiten Magnetfeld- und Strombereich (vgl. Abb. 4.19) erzeugt.

N = 7 Kontakte Nachdem im vorigen Abschnitt das Verhalten der Vortexdynamik für einen Stapel mit drei Kontakten ausführlich dargestellt worden ist, wird im Folgenden ein größerer Stapel mit sieben Kontakten betrachtet. Wie bereits im statischen Fall wurde aufgrund der komplexeren Verhältnisse bzw. der langen Einschwingzeiten mehr Rechenzeit benötigt. Es wird daher keine vollständige Kennlinie gezeigt, sondern die Abläufe anhand typischer Graphen gezeigt.

In Abb. 4.24 sind zwei Momentaufnahmen der normierten Stromverteilungen für einen externen Fluss von $3\Phi_0$ und einen angelegten Bias-Strom von 0.350 bei einer Modulationsamplitude von 0.3 zu sehen. Der zeitliche Abstand der beiden Momentaufnahmen beträgt $\Delta \approx 9t/\tau_c$. Die durch ausgefüllte Punkte symbolisierten Daten wurden zuerst aufgenommen, anschließend die durch offene Kreise symbolisierten Daten. In den fünf inneren Kontakten wandern Fluxonen von der rechten Einschnürung zur mittleren und zur gleichen Zeit von der mittleren zur linken. Beim Auftreffen von rechts auf die jeweiligen Fluxonenansammlungen wandern die Fluxonen über Antifluxonenaustausch ans linke Ende der jeweiligen Einschnürung. Dort lösen sich die Fluxonen von der Ansammlung ab und bewegen sich weiter nach links. Dieses Verhalten ist anhand der Mo-

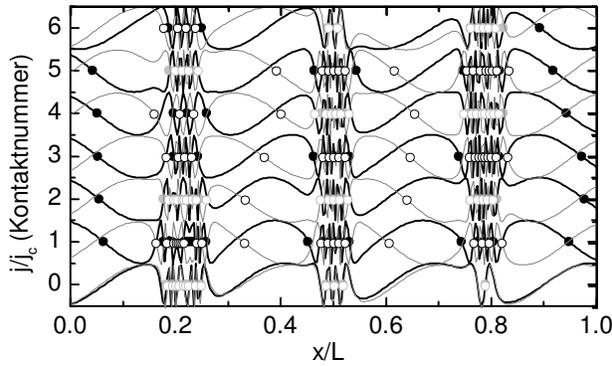


Abbildung 4.24: Zwei Momentaufnahmen (\circ mit einem Abstand von $\Delta \approx 9t/\tau_c$ nach \bullet aufgenommen) der normierten Stromverteilungen eines Stapels mit 7 Kontakten bei einer Breitenmodulation von $A = 0.3$, einem externen Fluss von $3\Phi_0$ und einem Biasstrom von $i = 0.350$. (schwarz: Fluxonen, grau: Antifluxonen)

mentaufnahme nach etwa $9t/\tau_c$ (ausgefüllte Punkte) zu erkennen. Hier bewegen sich in den inneren Kontakten die Fluxonen von der linken Einschnürung auf den Rand zu. Diese Bewegung erfolgt nahezu synchron. Am rechten Ende dringen weitere Fluxonen ein. Am linken Ende des Stapels treten die Fluxonen in den inneren Kontakten nahezu synchron aus dem Stapel aus.

Ergänzend zu diesen beiden Momentaufnahmen sind in Abb. 4.25 die zeitlichen Abläufe in den Trajektorien ersichtlich. Wie bereits beim Stapel mit drei Kontakten der Fall haben auch die Vortices im Bereich der Einschnürungen eine größere Aufenthaltsdauer. Die Vortices (schwarz) werden über Antivortices (grau) nach links weitergeschoben. Über die Stapellänge erfolgt die Bewegung nicht zeitgleich, sondern in klar erkennbaren Bündeln. Zum Ende des Stapels hin ($x/L = 0$) sind die Trajektorien der fünf inneren Kontakte sehr nah aufeinander, wenn auch nicht vollständig auf einer Linie. Die Vortices emittieren also nahezu in Phase. In der Auftragung der Gesamtspannung gegen die Zeit (links) zeigt sich zu diesen Zeitpunkten jeweils die Maximalamplitude.

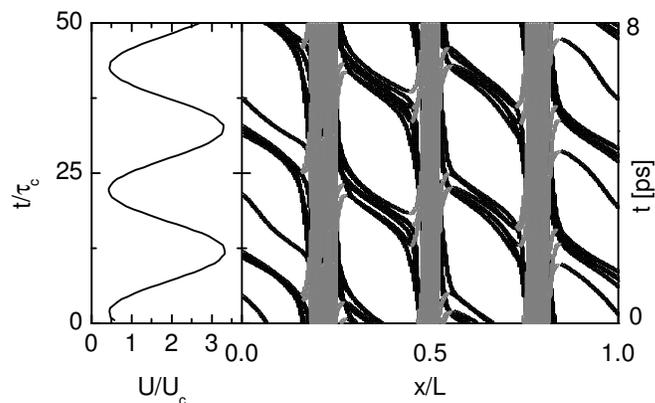


Abbildung 4.25: Trajektorien in den sieben Kontakten aus Abb. 4.24 (schwarz: Vortices, grau: Antivortices); links emittierte Gesamtspannung gegen die normierte Zeit.

Die Frequenz ergibt sich aus dem Spannungsverlauf bei $x/L = 0$ zu etwa $0.3 f_c$. Dieser Wert wird durch die Fourier-Transformation in Abb. 4.26 bestätigt. Die Vortices verlassen den Stapel nahezu synchron. Ihre Bewe-

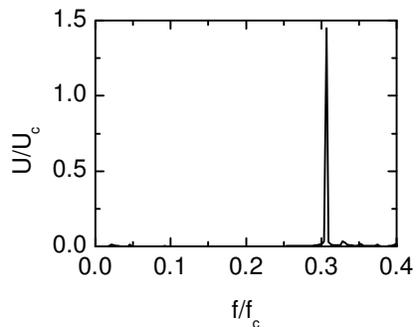


Abbildung 4.26: Fourier-Transformierte zu Abb. 4.25 zur Bestimmung der Frequenz bei $x/L = 0$.

gungen weisen nur sehr geringe Phasenunterschiede auf, so dass sich die Spannungen kaum gegenseitig auslöschen. Die Amplitude der Spannung ist, wie auch aus der Fouriertransformierten ersichtlich, mit $1.5U/U_c$ etwa doppelt so groß wie diejenige des Stapels mit drei Kontakten. Es

liegt also ein vielversprechender Ansatz vor, die Bewegung der Vortices gezielt zu beeinflussen. Besonders interessant ist dies im Hinblick auf eine mögliche Anwendung als THz-Oszillator.

Dieses Verhalten wurde auch für die geringer Breitenmodulation von $A = 0.1$ und für andere Stapelhohen ($N = 5, 8, 9$) in ähnlicher Weise beobachtet. Der Effekt ist bei geringerer Modulationstiefe nicht so deutlich ausgeprägt, wie es auch beim statischen Fall zu sehen war. Die Vortexdynamik lässt sich also offensichtlich für niedrige externe Felder durch eine definierte Geometrie des Stapels – in den Simulationen: die Einschnürungen, im Experiment: die Kammstruktur – gezielt beeinflussen lassen. Diese Beeinflussung erzielt zwar kein regelmäßiges Gitter; jedoch emittieren die Vortices annähernd in Phase mit hoher Frequenz, auch wenn die Anzahl der Vortices pro Kontakt nicht mit der Anzahl der geometrischen Verengungen korreliert. Ähnliche Simulationsergebnisse ergeben sich auch mit 4, 5 oder 6 Φ_0 .

Im Unterschied zu den beobachteten Resonanzen des unmodulierten Stapels erfolgt das gleichzeitige Austreten der Vortices hier in einem größeren Bereich von Magnetfeld- und Stromwerten. Dies ist ein wichtiger Aspekt im Hinblick auf die Verwirklichung eines THz-Oszillators. Die Breitenmodulation wäre demnach ein Mittel, um die gezielte Beeinflussung der Vortexdynamik nicht auf einen engen Ausschnitt im I - B -Parameterraum zu beschränken, sondern zu provozieren und zu erweitern.

Hohe Felder

In diesem Abschnitt soll die Vortexdynamik eines Stapels mit modulierter Breite bei hohen externen Feldern untersucht werden. Wiederum wird diese zuerst für einen Stapel mit drei Kontakten, dann für sieben Kontakte gezeigt. Als Beispiel für einen hohen Fluss wurden $14\Phi_0$ gewählt.

N = 3 Kontakte Im statischen Fall wurde für den Stapel mit drei Kontakten bei einem Fluss von $14\Phi_0$ ein sehr langer Einschwingvorgang beobachtet. Die Konfiguration war schließlich eine phasensynchrone Lage

der Vortices zueinander. Bei Anlegen eines Stroms bleibt diese Konfiguration zunächst erhalten. Dann jedoch wandelt sich das Vortextgitter in der Bewegung in ein Dreiecksgitters um und bewegt sich schließlich auch als solches entlang des Stapels. In Abb. 4.27 ist dies beispielhaft für einen Strom von $i = 0.1$ gezeigt. In der Abbildung sind die Trajektorien der einzelnen Kontakte aufgetragen: Dunkelgraue Daten für den mittleren Kontakt und hellgraue auf schwarzen für die beiden äußeren Kontakte. Diese beiden sind identisch, so dass nur die hellgrauen Daten zu sehen sind. Zum Zeitpunkt 0, also beim Anlegen des Stroms, liegt noch die aus dem statischen Fall bekannte in-Phase-Konfiguration (Abb. 4.17) vor. Durch den Einfluss des Biasstroms wird jedoch das instabile Gleichgewicht gestört und die Vortexabstoßung gewinnt an Dominanz; erkennbar durch das Auseinanderlaufen der Trajektorien. In Abb. 4.28 sind zwei

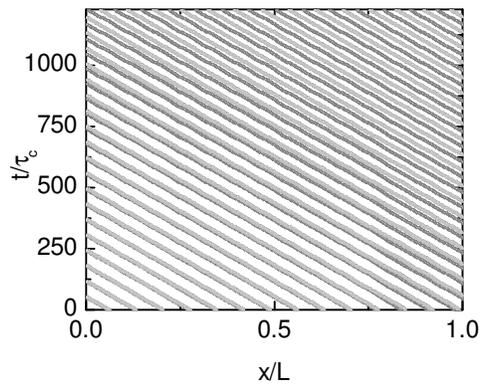


Abbildung 4.27: Trajektorien für einen Stapel mit 3 Kontakten bei einem externen Fluss von $14\Phi_0$, einer Breitenmodulation $A = 0.3$ und dem angelegten Strom $i = 0.1$; Die Vortices der beiden äußeren Kontakte haben dieselbe Trajektorie; daher sind im Bild nur die hellgrauen Daten zu erkennen. Dunkelgrau die Daten des mittleren Kontakts.

Momentaufnahmen der Stromverteilungen für die Zeiten $t/\tau_c \approx 1250$ (schwarz) und $t/\tau_c \approx 1250 + 28$ (grau) dargestellt. Die sich als ganzes entlang des Stapels bewegende abstoßende Dreiecksanordnung der

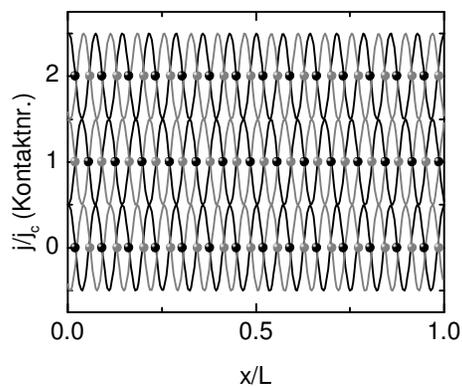


Abbildung 4.28: Momentaufnahmen der Stromverteilungen nach etwa $1250 t/\tau_c$ (schwarz) und nach weiteren $28t/\tau_c$ (grau).

Vortices ist klar zu erkennen.

Dieses Verhalten wurde gleichermaßen für den Strombereich bis $i = 0.4$ beobachtet. Gemäß der Simulationen zwingt die Modulation also bei hohen Feldern die Vortices in ein in-Phase-Gitter. Dieses wird dann aber unter dem Einfluss eines Stroms in die außer-Phase-Konfiguration umgewandelt.

N = 7 Kontakte Auch für einen Stapel mit sieben Kontakten wird bei hohen Feldern unter dem Einfluss eines Biasstroms die Vortexabstoßung dominierend gegenüber dem Effekt der Breitenmodulation. Wie aus Abb. 4.29 ersichtlich, liegt weitgehend eine Verteilung in Dreiecksconfiguration vor. Lediglich in einigen Kontakten zeigt sich der Einfluss der Breitenmodulation. Dort sind im Bereich der Einschnürungen Vortexverdichtungen zu beobachten. Die beiden zeitlichen Momentaufnahmen der Stromverteilungen (schwarz bzw grau) zeigen die Bewegung des Vortexgitter entlang des Stapels. Zum einen lässt sich erkennen, dass das Vortexgitter sich leicht in der Form verändert und die Vortices umverteilt werden. Zum anderen ist aber auch aus diesen Aufnahmen ersichtlich, dass die Vortices den Stapel bei $x/L = 0$ **nicht** in Phase verlassen. Es

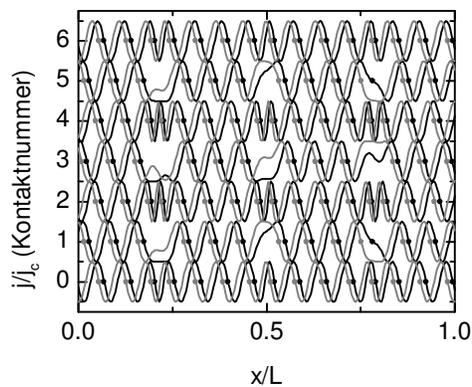


Abbildung 4.29: Stromverteilungen zu zwei verschiedenen Zeitpunkten (schwarze bzw. graue Kurve) für einen Stapel mit 7 Kontakten bei einem externen Fluss von $14\Phi_0$, einer Breitenmodulation von $A = 0.3$ und einem angelegten Strom von $i = 0.100$

liegt daher eine außer-Phase-Emission vor.

Auch bei hohen Stapeln hat die Breitenmodulation also einen Einfluss auf die Vortexdynamik. Jedoch überwiegt im *dynamischen* Fall die Vortexabstoßung, so dass der Einfluss nicht zur in-Phase-Emission führt, wie es vom statischen Fall her zu erwarten wäre. Lediglich im Inneren des Stapels zeigt sich noch teilweise der Einfluss der Modulation. Dies äußert sich in einer Phasen Anpassung der Vortices an den Stellen erhöhter Vortexdichte.

4.4.5 Experimente zur geometrischen Beeinflussung – Kammstruktur

Die gezeigten Simulationen geben vielversprechende Hinweise auf die Auswirkung der geometrischen Beeinflussung. Die im folgenden vorgestellten Messungen wurden an Proben durchgeführt, welche die Abb. 4.12 gezeigte Geometrie hatten. Die Breite betrug etwa $3\ \mu\text{m}$ und die Länge $7\ \mu\text{m}$.

Da der erwartete Matching-Effekt sich im Verhalten der Flux-Flow-

Spannung in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld ($U(B)$) zeigen sollte, wurde bei verschiedenen Temperaturen die Spannung bei jeweils konstantem Bias-Strom aufgenommen, während das Magnetfeld kontinuierlich erhöht bzw. erniedrigt wurde. In Abbildung 4.30 sind so gemessene $U(B)$ -Kurven für die Probe VO214 bei 60 K gezeigt. Die Spannung wurde für die jeweils konstanten Bias-Ströme von 25, 50, 100, 200, 400 nA aufgenommen. Die Bias-Ströme liegen unterhalb des kritischen Stroms. Für den Strom von 200 nA wurde zweimal $U(B)$ gemessen (schwarze und

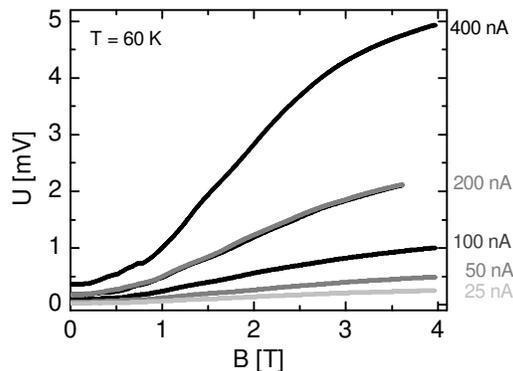


Abbildung 4.30: Flux-Flow-Spannung (der Probe VO214) in Abhängigkeit vom Magnetfeld, bei 60 K für die Ströme 25, 50, 100, 200 und 400 nA aufgenommen.

graue Kurve). Diese beiden Kurven liegen aufeinander, so dass die Messung reproduzierbar ist. Die Messungen sehen auf den ersten Blick denen ähnlich, welche im vorigen Abschnitt für rechteckförmige Stapel gezeigt worden sind. Die Probe befindet sich im Flux-Flow-Zustand und die Fluxonen können sich frei bewegen. Die Kurven steigen an und brechen bis 4 T nicht ab. Die Bewegung der Fluxonen wird also nicht durch Pancake-Vortices gehemmt und die Genauigkeit der Ausrichtung kann daraus zu besser als 0.04° bestimmt werden. Mögliche Strukturen im Hinblick auf den erwarteten Matching-Effekt sind in dieser Auftragung jedoch nur sehr schwer zu erkennen. Daher wurde, wie bereits oben ($\rightarrow 4.2.2$) be-

schrieben, der angefittete Untergrund von den Daten abgezogen. Exemplarisch ist das Ergebnis für die $U(B)$ -Kurve aus Abb. 4.30 bei einem Strom von 100 nA dargestellt in Abb. 4.31. Es zeigen sich in Abb. 4.31

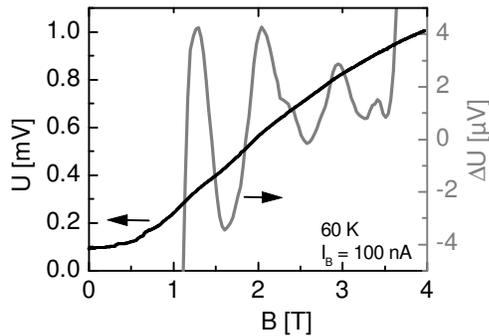


Abbildung 4.31: Linke Skala: Originalmesskurve $U(B)$ der Probe VO214 bei 60 K; rechte Skala: $\Delta U(B)$ nach Abziehen des gefitteten Untergrundes.

nach dem Abziehen des Untergrundes von den Originaldaten (schwarz) deutlich drei Maxima in der ΔU -Kurve (grau, rechte Skala). Der Abstand der Maxima, die Periode B_{exp} , beträgt etwa 0.9 T. Würden die Oszillationen gemäß des Hirata-Modells (\rightarrow 4.2.2) auftreten, so würde für diese Probe mit $7 \mu\text{m}$ Länge eine Periode B_p von 0.1 T erwartet werden. Die Periode $B_p = 0.1 \text{ T}$ ist in den in Abb. 4.31 vorgestellten Daten eindeutig nicht sichtbar. Die Kammstruktur beeinflusst also deutlich die Fluxonendynamik.

Nachdem vermutet worden ist, dass die gemessene Oszillationsperiode B_{exp} auf dem Einfluss der Kammstruktur beruht, stellt sich die Frage, ob B_{exp} mit dem angenommenen Matching-Feld übereinstimmt. Für die Probe VO214 würde gemäß Gleichung 4.1 ein Matching-Feld von $B_{matching} \approx 0.6 \text{ T}$ erwartet werden. Eine mögliche Erklärung für die Abweichung der gemessenen Periode vom erwarteten Matching-Feld ist, dass das in Abb. 4.12 vorgestellte Modell nicht ausreichend ist zur Beschreibung der Dynamik. Wie die Simulationen (\rightarrow 4.4.4) gezeigt haben, trifft genau dies zu. Das grundsätzliche Verhalten ist, wie angenommen, geprägt durch die längere Aufenthaltsdauer der Fluxonen in den eingeschnürten Bereichen; jedoch muss die Beschreibung erweitert werden.

Die Flux-Flow-Spannung wurde für die Probe auch bei 4.2 K gemessen. Hierbei wurden die Bias-Ströme von 0.2 bis $1 \mu\text{A}$ angelegt. Die Da-

ten sind in Abb. 4.32 aufgetragen. Es zeigen sich wieder, wie für die Messungen bei 60 K, ansteigende Kurven mit Oszillationen. Die Oszillationen sind hier ausgeprägter aufgrund der tiefen Temperatur. Auch

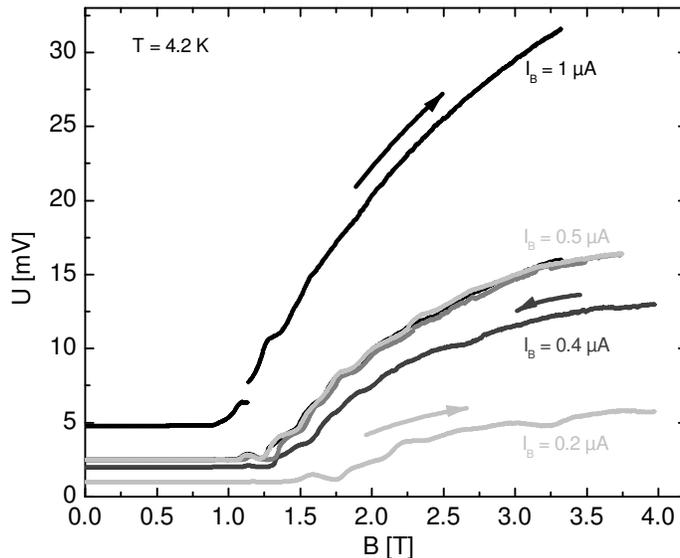


Abbildung 4.32: Flux-Flow-Spannung (der Probe VO214) in Abhängigkeit vom Magnetfeld, bei 4.2 K für die Bias-Ströme 0.2, 0.4, 0.5 und $1 \mu\text{A}$ gemessen. Die Pfeile geben an, ob die Messung beim Erhöhen oder beim Erniedrigen des Magnetfeldes durchgeführt wurde. Für $0.5 \mu\text{A}$ wurden mehrmals die Daten aufgenommen, um die Reproduzierbarkeit der Messung zu zeigen.

hier lassen sich die Daten reproduzieren, wie die drei Kurven für $0.5 \mu\text{A}$ zeigen. Wie bereits oben würden hier für die Oszillationsperiode nach dem Hirata-Modell B_p 0.1 T bzw. für das Matching-Feld 0.6 T erwartet werden. Die Maxima bei den verschiedenen Bias-Strömen haben im Rahmen der Ablesegenauigkeit Abstände zwischen etwa 0.15 und 0.45 T. Das deutet darauf hin, dass die beobachteten Oszillationen sich nicht mit

dem Hirata-Modell³ erklären lassen. Es könnte also vielmehr der Einfluss der Kammstruktur für die Oszillationsperiode verantwortlich sein. Das würde die Motivation für diese Experimente bestätigen. Als Berechnungsansatz für die Periode ist das Modell des Matching-Feldes etwas zu einfach. Die gemessenen Oszillationsabstände sind ungleich B_{matching} . Die Beeinflussung der Fluxodynamik auf geometrischem Weg konnte in dieser Arbeit experimentell erfolgreich sowohl für hohe als auch für niedrige Temperaturen gezeigt werden.

4.4.6 Zusammenfassung und Limitierung der Simulationen

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Simulationen und Messungen zur Kammstruktur zusammengefasst und auf die Limitierung des Programms eingegangen.

In dieser Arbeit konnten erstmals breitenmodulierte Stapel präpariert und vermessen werden. Die Messergebnisse der $U(B)$ -Daten zeigen einen deutlichen Unterschied zu denjenigen an reinen Rechteckstapeln. Die Oszillationsperiode ist eine andere, als nach dem Hirata-Modell erwartet. Daraus lässt sich schließen, dass die Kammstruktur Einfluss auf die Fluxonendynamik nimmt. Die geometrische Modulation des Stapels intrinsischer Josephson-Kontakte ist ein vielversprechender Ansatz in Richtung beeinflussbare Fluxodynamik und Realisierung eines THz-Oszillators. Um die zugrundeliegenden Abläufe im Innern des Stapels genauer zu verstehen, wurde die Vortexdynamik in der Kammstruktur mittels Simulationen näher und ausführlicher beleuchtet. Die durchgeführten Simulationen wurden mit dem in Abschnitt 4.4.2 vorgestellten Programm *nstack* durchgeführt. Es sollte der Einfluss der Breitenmodulation auf die Fluxodynamik und die Abläufe untersucht werden, um ein erweitertes Verständnis zu den Experimenten mit den Kammstrukturproben (\rightarrow 4.4.5) zu schaffen. Als typisches Beispiel wurden Stapel mit 3 bzw. mit 7 intrinsischen Josephson-Kontakten gewählt, welche jeweils $3 \lambda_J$ breit und $7 \lambda_J$ lang waren und drei

³Beim Hirata-Modell bzw. den zugehörigen Messungen haben die Werte eine Genauigkeit von besser als 10%.

Einschnürungen in der Breite hatten. Die Einschnürungstiefe konnte variiert werden im Bereich $A = 0$ bis 0.5 . Die Simulationen wurden sowohl für den statischen Fall (kein anliegender Strom) und den dynamischen Fall untersucht. Hierbei wurde jeweils zwischen niedrigen und hohen anliegenden Magnetfeldern unterschieden. Generell zeigte sich, dass eine mittlere Breitereinschnürung mit einer Amplitude von $A = 0.3$ am geeignetsten für eine in-Phase-Emission war und zu den stabilsten Formationen geführt hat. Im statischen Fall ist der Einfluss der breitenmodulierten Struktur deutlich zu erkennen; die Fluxonen ordnen sich gemäß der Struktur an. Im dynamischen Fall bei niedrigen Magnetfeldern bleibt dieser Einfluss erhalten. Die Fluxonen konnten durch die Kammstruktur während ihrer Bewegung längs des Stapels zu einer nahezu in-Phase-Konfiguration bei $x = 0$ angeregt werden. Diese Anordnung war deutlich und sowohl über einen großen Strom als auch Magnetfeld-Bereich zu sehen. Bei großen Magnetfeldern wird die Vortexabstoßung dominant gegenüber dem in-Phase ausrichtenden Einfluss der Breitenmodulation. Die Vortices bewegen sich bis auf die Einschnürungsbereiche außer Phase, auch am Stapelende.

Die Simulationen geben also vielversprechende Hinweise darauf, dass die Fluxodynamik durch die geometrischen Breitenmodulation dahingehend beeinflusst werden kann, dass die Fluxonen in Phase bei kleinen externen Magnetfeldern den Stapel verlassen und dadurch hochfrequente elektromagnetische Strahlung in den Außenraum anregen. Gerade diese kleinen Magnetfelder sind für die Anwendung interessant. Denn bei einem reinen Rechteckstapel sind deutlich höhere – experimentell anspruchsvoller zu handhabende – Magnetfelder notwendig, um durch Resonanzen eine mögliche in-Phase-Emission anzuregen. Erste Messungen an Kammstrukturproben geben vielversprechende Hinweise darauf, dass die Beeinflussung der Fluxodynamik sich auch messbar zeigt.

Bei der Interpretation der Ergebnisse ist jedoch zu berücksichtigen, dass das zugrundeliegende Modell, das Programm *nstack* und damit die Simulationen limitiert sind. Die Simulationen basieren auf einem eindimensionalen Modell, wohingegen reale Vortices aber auch

eine Ausdehnung in y -Richtung haben. Dies wirkt sich wahrscheinlich so aus, dass in den Simulationen vermehrt Vortex-Antivortex-Paare gebildet werden. Reale Vortices in BSCCO können sich verbiegen: von den breiteren Stellen der Kammstruktur zu den schmaleren. Dadurch könnten sie die Energie minimieren. Eine Übereinstimmung zwischen dem verwendeten Modell und den Ergebnisse liegt also vor allem dann vor, wenn die Breite w der realen Proben kleiner als λ_J ist.

Trotz der Limitierungen bieten die Simulationen ein gutes Instrument zur Veranschaulichung, ob und wie sich die Kammstruktur auf die Fluxonendynamik auswirkt. Diese Verifizierung war erfolgreich. In den Simulationen zeigte sich klar der Einfluss der Kammstruktur auf die Fluxodynamik. Bei niedrigen Feldern konnte erreicht werden, dass die Fluxonen etwa in Phase das Stapelende erreichen. Dadurch wurden Abstrahlfrequenzen im Bereich von $0.5f_c$ realisiert, welche für die Anwendung als hochfrequenter Oszillator interessant sind. Erste Messungen bestätigen den Einfluss der Kammstruktur auf die Dynamik. Die Kammstruktur ist also ein vielversprechender Weg zur gezielten Beeinflussung der Vortexdynamik bei niedrigen Magnetfeldern.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Das Thema dieser Arbeit war die gezielte Beeinflussung der Fluxodynamik in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ mit dem Ziel, THz-Strahlung zu erzeugen. Zur experimentellen Erforschung dieser Dynamik mussten geeignete Proben, nämlich Stapel intrinsischer Josephson-Kontakte aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ mit einigen μm Abmessungen und 10-50 Kontakten, hergestellt werden. Als Struktur wurde die symmetrische Stufenstapelgeometrie gewählt. Hierzu wurde in Anlehnung an die doppelseitige Präparationsmethode von H. B. Wang [Wan01; Wan02] ein Fabrikationsprozess eingeführt und etabliert, welcher auf einer Kombination von Elektronenstahl- und Photolithographie sowie Argonionenstrahlätzen beruht. Die so hergestellten Proben reagierten, verglichen mit den in Mesatechnologie hergestellten, sehr viel empfindlicher auf äußere Einflüsse wie z.B. Spannungspulse. Dadurch erlitten die Proben irreversible Defekte. Diese Probleme konnten schließlich erfolgreich gelöst werden. Zum einen wurde das Geomediesign optimiert, zum anderen wurde der Messaufbau erweitert, um Spannungsspitzen zu vermeiden.

Die so präparierten Proben wurden mittels Transportmessungen im Nullfeld charakterisiert. Zur Untersuchung der Fluxodynamik wurden Transportmessungen im parallel zu den CuO_2 -Doppelebenen anliegen-

den Magnetfeld durchgeführt. Dies stellte die Fortsetzung der Arbeit von [Hei02a] dar, in welcher *Mesa*strukturen im Magnetfeld vermessen worden sind. In der hier vorliegenden Arbeit konnten stabile kollektive Resonanzen bis zu Temperaturen von einigen Kelvin beim Anlegen von Magnetfeldern bis zu 4 T beobachtet werden. Diese Resonanzen konnten im unteren Strombereich einer Dreiecksconfiguration der beteiligten Fluxonen zugeordnet werden. Für höhere Strombereiche gab es mehrere mögliche Fluxonkonfigurationen, abhängig vom angelegten Feld und von der Zahl der Kontakte. Zur Reduktion der Kombinationsmöglichkeiten müsste die Kontaktzahl im Stapel reduziert werden. Jedoch wäre selbst dann die Konfigurationszuordnung noch immer nicht eindeutig. Zudem ist die Präparation dieser Stapel mit einer sehr geringen Anzahl von Kontakten sehr zeitaufwendig und technisch anspruchsvoll. Deshalb wurde auf die im folgenden beschriebene Weise dazu übergegangen, Informationen über die Fluxonkonfigurationen zu erhalten und bestimmte Konfigurationen gezielt zu beeinflussen.

Eine Möglichkeit, die Fluxodynamik zu beobachten, bietet das Messen von Flux-Flow-Oszillationen. Hierbei wird bei geringem angelegtem Strom die über den Stapel abfallende Spannung bei kontinuierlich verändertem Magnetfeld aufgenommen. Aus der Oszillationsperiode lassen sich Schlüsse über die Fluxonenkonfiguration ziehen. Diese Oszillationen wurden in japanischen Gruppen an mittels FIB-Technologie hergestellten Stapeln mit großen Abmessungen beobachtet [Hir02]. Im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit konnten solche Flux-Flow-Oszillationen auch an doppelseitig präparierten Stufenstapeln mit kleinen Abmessungen und niedrigerer Kontaktzahl beobachtet werden. Die gemessenen Perioden wurden analysiert und weisen auf eine Dreiecksconfiguration der Fluxonen hin.

Da die Stufenstapel gut zur Beobachtung kollektiver Resonanzen geeignet sind, wurden die folgenden beiden Ansätze erforscht, um Fluxonkonfigurationen zur Erzeugung von THz-Strahlung *gezielt* zu beeinflussen.

Elektronische Beeinflussung Durch Anlegen eines zusätzlichen (Steuer-)Stroms sollten im Nullfeld Fluxonen im Stapel erzeugt und kon-

trolliert werden. Hierzu wurden Proben mit zwei weiteren Zuleitungen präpariert. Der Steuerstrom wurde an der Unterseite längs des Stapels zugeführt und sollte eine inhomogene Verteilung hervorrufen. Hierdurch sollte ein kinetischer Impuls ins System gebracht werden, durch welchen einzelne Fluxonen entstehen sollten. Es wurden an den Proben in Steuerstromgeometrie Transportmessungen mit angelegten Steuerströmen bis zu $30 \mu\text{A}$ durchgeführt. Im Rahmen der Messgenauigkeit wurde jedoch kein sichtbarer Einfluss auf die Fluxonendynamik beobachtet. Vergleichbare Experimente japanischer Forscher zeigten ebenfalls keine beobachtbaren Effekte auf [Wan05b]. Möglicherweise ist die entstehende Asymmetrie deutlich kleiner als die Messgenauigkeit. Zielführender hat sich der im folgenden beschriebene Ansatz zur gezielten Beeinflussung der Fluxondynamik gezeigt.

Geometrische Beeinflussung Bei der geometrischen Beeinflussung wurde der quaderförmige Stapel in seiner Breite periodisch moduliert (Breite $w(x) = w_0 \cdot (1 + A \cdot \sin(\frac{2\pi}{P}x))$ mit P : Periodenanzahl und A : Modulationsamplitude um mittlere Breite w_0). Durch die entstehenden unterschiedlich starken Potenziale sollten die Fluxonen angezogen bzw. abgestoßen werden. Auf eine zusätzliche Steuerstromzuleitung wurde verzichtet.

Zum Verständnis der Abläufe im Innern des Stapels wurden Simulationen durchgeführt. In diesen wurde die Breite durch einen sinusförmigen Rand auf jeder Seite moduliert. Experimentell erfolgte diese Modulation rechteckförmig als *Kammstruktur*, wobei die maximale Breite zu $3 \mu\text{m}$ gewählt wurde. Die minimale Breite betrug $1 \mu\text{m}$.

Die Simulationen wurden mit dem Programm *nstack* durchgeführt [Kle00]. Hierin wurde die Breitenmodulation mit folgenden einstellbaren Parametern implementiert: Periode längs des Stapels (Anzahl der Einschnürungen) und Modulationsamplitude (Stärke der Einschnürung). Die Simulationen wurden für eine typische Probengeometrie von $3\lambda_J \cdot 7\lambda_J$ mit 3.5 Einschnürungen durchgeführt. Die Modulationsamplitude wurde variiert. Es wurde das Verhalten im statischen und im dynamischen Fall, also mit angelegtem Bias-Strom

untersucht. In beiden Fällen wurde der Einfluss eines schwachen und eines starken externen Magnetfeldes auf sowohl niedrige als auch hohe Stapel betrachtet.

Bereits im statischen Fall zeigte sich der Einfluss der Breitenmodulation deutlich. Die Fluxonen haben sich bei niedrigen Feldern entsprechend der Einschnürungen in in-Phase-Konfigurationen angeordnet. Bei hohen Feldern wurden ebenfalls in-Phase-Konfigurationen erreicht; von der Lage her zwar unabhängig von den Einschnürungen, jedoch durch die Potenzialminima verursacht. Aus dem untersuchten Bereich der Modulationsamplitude von $A = 0 - 0.5$ stellte sich der mittlere Wert von $A = 0.3$ am geeignetsten heraus für eine stabile in-Phase-Konfiguration. Mit diesem Wert wurden die dynamischen Fälle simuliert.

Für den Bereich niedriger Magnetfelder bleibt der Einfluss aufgrund der Breitenmodulation auch beim Anlegen eines Stroms erhalten. Die Fluxonen haben sich während der Bewegung entlang des Stapels so angeordnet, dass sie nahezu in-Phase das Stapelende erreicht haben. Hierdurch könnte hochfrequente elektromagnetische Strahlung an den Außenraum angeregt werden. Dieses Ausprägen einer in-Phase-Bewegung zum Stapelende hin konnte in den Simulationen deutlich für einen großen Strombereich beobachtet werden [Oeh06]. Bei hohen Feldern wird durch die größere Fluxondichte die Abstoßung der Fluxonen untereinander größer als der Effekt des in-Phase-Ausrichtens. Als Folge bewegen sich die Fluxonen außer in den Einschnürungsbereichen außer Phase. Für die experimentelle Umsetzung ist der Bereich niedriger Magnetfelder interessant, da diese Felder mit weniger Aufwand als hohe Felder zu realisieren sind.

Zur experimentellen Erforschung wurden mittels doppelseitiger Technik breitenmodulierte Stapel präpariert und erste Messungen daran bei 4.2K und 60K erfolgreich durchgeführt. Die angelegten Magnetfelder betragen bis zu 4T. Die gemessenen Spannungen in Abhängigkeit vom Magnetfeld waren stabil und reproduzierbar. Die aufgenommenen $U(B)$ -Daten zeigten ein periodisches Verhalten. Dieses unterschied sich zu demjenigen von reinen Rechteckstapeln. Das heißt, dass sich die Oszillationsperiode bei breitenmodulierten Stapeln nicht mit dem

Hirata-Modell für reine Rechteckstapel erklären ließ [Hir03]. Es lagen also andere Abläufe in der Fluxodynamik vor, was wiederum den Einfluss der geometrischen Modulation zeigte.

Zusammenfassend wurden zwei Verfahren zur gezielten Beeinflussung der Fluxodynamik untersucht. Das Anlegen eines Steuerstroms zeigte keinen messbaren Einfluss. Hingegen führte die Breitenmodulation des Stapels in den Simulationen bereits bei für die Anwendung interessanten niedrigen externen Magnetfeldern zu einer in-Phase-Bewegung der Fluxonen zum Stapelende hin. Diese Simulationsergebnisse wurden durch erste experimentelle Ergebnisse unterstützt, welche den Einfluss der geometrischen Modulation zeigten.

Es wurde die prinzipielle Machbarkeit der geometrischen Beeinflussung der Fluxodynamik gezeigt. Auf diesen vielversprechenden Ergebnissen basierend, sind die nächsten Schritte die Erforschung und weitere Eingrenzung der für die Anwendung geeigneten Parameter. Es hat sich gezeigt, dass der Parameterraum auf kleine Magnetfelder und eine mittlere Modulationsamplitude eingeschränkt werden kann. Nun sollte im Weiteren zusätzlich der Einfluss von Einschnürungsanzahl, Stapelbreite, -länge und -höhe und anderen möglichen geometrischen Modulationsarten sowohl in Simulationen als auch in Experimenten systematisch untersucht und das Verständnis erweitert werden. Zusammen mit diesen optimierten Bedingungen könnten möglicherweise zukünftig THz-Oszillatoren auf Grundlage der vorliegenden Arbeit aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Stufenstapeln realisiert werden.

Literaturverzeichnis

- [All90] C. Allgeier und J. S. Schilling: *Correlation between the magnitude of the superconducting transition temperature and the normal-state magnetic susceptibility in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ and $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaO}_{8+y}$ as a function of oxygen content.* Physica C, **168**, 499–505 (1990)
- [Amb63] V. Ambegaokar und A. Baratoff: *Tunneling Between Two Superconductors.* Phys. Rev. Lett., **10**, 486 (1963)
- [And63] P. W. Anderson und J. M. Rowell: *Probable Observation of the Josephson Superconducting Tunneling Effect.* Phys. Rev. Lett., **10**, 230–232 (1963)
- [Bar57] J. Bardeen, L. N. Cooper, und J. R. Schrieffer: *Theory of Superconductivity.* Phys. Rev., **108**, 1175 (1957)
- [Bar82] A. Barone und G. Paterno: *Physics and Application of the Josephson Effect.* John Wiley and Sons, New York (1982)
- [Bed86] G. Bednorz und K. A. Müller: *Possible high T_C superconductivity in the Ba-La-Cu-O system.* Z. Phys., **B64**, 189 (1986)
- [Ben96] A. Benabdallah, J. G. Caputo, und A. C. Scott: *Exponentially tapered Josephson flux-flow oscillator.* Phys. Rev. B, **54**, 16139 (1996)
- [Buc04] W. Buckel und R. Kleiner: *Supraleitung.* Wiley-VCH, Weinheim (2004)

- [Bul91] L. N. Bulaevskii und J. R. Clem: *Vortex Lattice of Highly Anisotropic Layered Superconductors in Strong, Parallel Magnetic Fields*. Phys. Rev. B, **44**, 10234 (1991)
- [Bul92] L. N. Bulaevskii, M. Ledvij, und V. J. Kogan: *Vortices in Layered Superconductors with Josephson Coupling*. Phys. Rev. B, **46**, 366 (1992)
- [Car02] G. Carapella, N. Martucciello, und G. Costabile: *Experimental Investigation of Flux Motion in Exponentially Shaped Josephson Junctions*. Phys. Rev. B, **66**, 134531 (2002)
- [Cla02] T. Clauss, V. Oehmichen, M. Möble, A. Müller, A. Weber, D. Koelle, und R. Kleiner: *Fluxons in Long and Annular Intrinsic Josephson Junction Stacks*. Supercond. Sci. Technol., **15**, 1651 (2002)
- [Cla04] T. Clauss: *Kollektive Fluxonmoden in intrinsischen Josephson-Kontakten unter Mikrowelleneinstrahlung*. Dissertation, Universität Tübingen (2004)
- [Cle91] J. R. Clem: *Two-Dimensional Vortices in a Stack of Thin Superconducting Films: A Model for High-Temperature Superconducting Multilayers*. Phys. Rev. B, **43**, 7837 (1991)
- [Coo64] D. Coon und M. Fiske: *Josephson Ac and Step Structure in the Supercurrent Tunneling Characteristics*. Physical Review, **138**, A 744 (1964)
- [Cos78] G. Costabile, R. Parmentier, B. Savo, D. McLaughlin, und A. Scott: *Exact Solutions of the Sine-Gordon Equation Describing Oscillations in a Long (But Finite) Josephson Junction*. Appl. Phys. Lett., **32**, 587 (1978)
- [Die01] M. Dietrich und H.-J. Patt: *Wellenmaschine zur Demonstration und Messung harmonischer und anharmonischer Wellenphänomene (Solitonen)* (2001)
URL <http://www.uni-saarland.de/fak7/patt/welcome.html>

- [Due81] B. Dueholm, E. Joergensen, O. A. Levring, J. Mygind, N. F. Pedersen, M. R. Samuelsen, O. H. Olsen, und M. Cirillo: *Dynamic fluxon model for Fiske steps in long Josephson junctions*. Physica B+C, **108**, 1303–1305 (1981)
- [Eck64] R. E. Eck, D. J. Scalapino, und B. N. Taylor: *Self-Detection of the ac Josephson Current*. Phys. Rev. Lett, **13**, 15 (1964)
- [Eil85] J. C. Eilbeck, P. S. Lomdahl, O. H. Olsen, und M. R. Samuelsen: *Comparison between one-dimensional and two-dimensional models for Josephson junctions of overlap type*. J. Appl. Phys., **57**, 861 (1985)
- [Fen02] J. Fenton, P. Thomas, G. Yang, und C. Gough: *A System for Fast Time-Resolved Measurements of C-Axis Quasiparticle Conductivity in Intrinsic Josephson Junctions of 2212-BSCCO*. Appl. Phys. Lett., **80** (14), 2535–2537 (2002)
- [Fis64] M. D. Fiske: *Temperature and Magnetic Field Dependences of the Josephson Tunneling Current*. Rev. Mod. Phys., **36**, 221 (1964)
- [Fuj02] H. Fujino, H. Yamamori, K. Matsumoto, und S. Sakai: *Flux-Flow Cavity Resonance Modes in Intrinsic Josephson Junctions by $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ Thin Films*. Physica C, **367**, 404 (2002)
- [Ful73] T. A. Fulton und R. C. Dynes: *Single vortex propagation in Josephson tunnel junctions*. Sol. State Comm., **12**, 57 (1973)
- [Gab04] T. Gaber und T. Lang: *private communications* (2004)
- [Ger91] W. Gerhäuser, H.-W. Neumüller, W. Schmidt, G. Ries, G. Saemann-Ischenko, H. Gerstenberg, und F.-M. Sauerzopf: *Comparison of Flux Pinning Enhancement in Fast-Neutron Irradiated Bi-2212 Single Crystals and Polycrystalline Melt Samples*. Physica C, **185**, 2273 (1991)

- [Ger92] W. Gerhäuser: *Flußlinienverankerung und kritische Ströme im sehr anisotropen $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ -Supraleiter – Experimente zu Mischzustand und Kristallzucht*. Dissertation, FAU Erlangen-Nürnberg (1992)
- [Gia65] I. Giaever: *Detection of the Ac Josephson Effect*. Phys. Rev. Lett., **14**, 904 (1965)
- [Gol01] E. Goldobin, A. Sterck, und D. Koelle: *Josephson vortex in a ratchet potential*. Phys. Rev. E, **63**, 031111 (2001)
- [Ham00] C. A. Hamilton: *Josephson Voltage Standards*. Rev. Sci. Instrum., **71** (10), 3611–3623 (2000)
- [Hec97a] G. Hechtfischer: *Fluxonendynamik in intrinsischen Josephson-Kontakten*. Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1997)
- [Hec97b] G. Hechtfischer, R. Kleiner, K. Schlenga, W. Walkenhorst, und P. Müller: *Collective Motion of Josephson Vortices in Intrinsic Josephson Junctions in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$* . Phys. Rev. B, **55**, 14638 (1997)
- [Hei02a] S. Heim: *Fluxonen und Quasiteilchen in mikroskopischen intrinsischen Josephson-Kontakten auf $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ -Einkristallen*. Dissertation, Universität Tübingen (2002)
- [Hei02b] S. Heim, M. Mößle, T. Clauss, und R. Kleiner: *Fluxon Modes in Intrinsic Josephson Junctions in Bi-2212 Single Crystals*. Supercond. Sci. Technol., **15**, 1226 (2002)
- [Hel97] C. Helm, C. Preis, F. Forsthofer, J. Keller, K. Schlenga, R. Kleiner, und P. Müller: *Coupling between Phonons and Intrinsic Josephson Oscillations in Cuprate Superconductors*. Phys. Rev. B, **79**, 737–740 (1997)
- [Hir02] K. Hirata, S. Ooi, und T. Mochiku: *A New Phenomenon of Josephson Vortex Flow in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* . Physica C, **372-376**, 99–102 (2002)

- [Hir03] K. Hirata, S. Ooi, E. H. Sadki, und T. Mochiku: *Josephson Vortex Flow in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$* . Physica B, **329-333**, 1332–1333 (2003)
- [Hir05] Hirata: private communications (2005)
- [Iri00] A. Irie, S. Heim, S. Schromm, M. Mößle, T. Nachtrab, M. Gódo, R. Kleiner, P. Müller, und G. Oya: *Critical Currents of Small $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ Intrinsic Josephson Junction Stacks in External Magnetic Fields*. Phys. Rev. B, **62**, 6681–6686 (2000)
- [Jos62] B. D. Josephson: *Possible new effects in superconductive tunneling*. Phys. Lett., **1**, 251 (1962)
- [Kim99] S.-J. Kim, Y. I. Latyshev, und T. Yamashita: *Submicron Stacked-Junction Fabrication from $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ Whiskers by Focused-Ion-Beam Etching*. Appl. Phys. Lett., **74**, 1156–1158 (1999)
- [Kir88] M. Kirk, J. Nogami, A. Baski, D. Mitzi, A. Kapitulnik, T. Geballe, und C. Quate: *The Origin of the Superstructure in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ as Revealed by Scanning Tunneling Microscopy*. Science, **242**, 1673–1675 (1988)
- [Kle92a] R. Kleiner: *Intrinsische Josephson-Effekte in $\text{Bi}-2212$ Einkristallen*. Dissertation, Universität München (1992)
- [Kle92b] R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel, und P. Müller: *Intrinsic Josephson Effects in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ Single Crystals*. Phys. Rev. Lett., **68**, 2349 (1992)
- [Kle94a] R. Kleiner: *Two-Dimensional Resonant Modes in Stacked Josephson Junctions*. Phys. Rev. B, **50**, 6919 (1994)
- [Kle94b] R. Kleiner und P. Müller: *Intrinsic Josephson Effects in High- T_c -Superconductors*. Phys. Rev. B, **49**, 1327 (1994)

- [Kle94c] R. Kleiner, P. Müller, H. Kohlstedt, N. F. Pedersen, und S. Sakai: *Dynamic behaviour of Josephson-coupled layered structures*. Phys. Rev. B, **50**, 3942 (1994)
- [Kle00] R. Kleiner, T. Gaber, und G. Hechtfisher: *Stacked Long Josephson Junctions in Zero Magnetic Field: A Numerical Study of Coupled One-Dimensional Sine-Gordon Equations*. Phys. Rev. B, **62**, 4086 (2000)
- [Kle01] R. Kleiner, T. Gaber, und G. Hechtfisher: *Stacked Long Josephson Junctions in External Magnetic Fields - a Numerical Study of Coupled One-Dimensional Sine-Gordon Equations*. Physica C, **362**, 30 (2001)
- [Kle03] R. Kleiner: *Layered Superconductors*. Springer (to be published) (2003)
- [Kos93] A. E. Koshelev: *Kink walls and critical behavior of magnetization near the lock-in transition in layered superconductors*. Phys. Rev. B, **48**, 1180 (1993)
- [Kos00] A. Koshelev und I. Aranson: *Resonances, Instabilities, and Structure Selection of Driven Josephson Lattice in Layered Superconductors*. Phys. Rev. Lett., **85** (18), 3938 (2000)
- [Kos01] A. E. Koshelev und I. Aranson: *Dynamic structure selection and instabilities of driven Josephson lattice in high-temperature superconductors*. Phys. Rev. B, **64**, 174508 (2001)
- [Kos02] A. E. Koshelev: *Edge Critical Currents of Dense Josephson Vortex Lattice in Layered Superconductors*. Phys. Rev. B, **66**, 224514 (2002)
- [Kra01] V. Krasnov, A. Yurgens, D. Winkler, und P. Delsing: *Self-Heating in Small Mesa Structures*. J. Appl. Phys., **89**, 5578–5580 (2001)
- [Kra03] V. M. Krasnov, A. Yurgens, D. Winkler, und P. Delsing: *Erratum: Self-Heating in Small Mesa Structures*. J. Appl. Phys., **93**, 1329 (2003)

- [Kra04] V. Krasnov, M. Sandberg, und I. Zogaj: *In-situ measurement of self-heating in intrinsic tunnelling spectroscopy*. cond-mat/0410207 (2004)
- [Lat99] Y. I. Latyshev, S.-J. Kim, und T. Yamashita: *Experimental Evidence for Coulomb Charging in the Submicron Bi-2212 Stacks*. JETP Lett., **69**, 640 (1999)
- [Lat02] Y. I. Latyshev, A. E. Koshelev, V. N. Pavlenko, M. B. Gaifullin, T. Yamashita, und Y. Matsuda: *Novel Features of Josephson Flux Flow in Bi-2212: Contribution of in-Plane Dissipation, Coherent Response to Mm-Wave Radiation, Size Effect*. Physica C, **367**, 365 (2002)
- [Law70] W. Lawrence und S. Doniach: *Theory of Layer Structure Superconductors*. In *Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics LT-12, Kyoto*. Keigagu, Tokyo (1970)
- [Lom85] P. S. Lomdahl, O. H. Olsen, J. C. Eilbeck, und M. R. Samuelsen: *How Good are One-Dimensional Josephson Junction Models*. J. Appl. Phys., **57**, 997 (1985)
- [Mac00] M. Machida, T. Koyama, A. Tanaka, und M. Tachiki: *Theory of the Superconducting Phase and Charge Dynamics in Intrinsic Josephson-Junction Systems: Microscopic Foundation for Longitudinal Josephson Plasma and Phenomenological Dynamical Equations*. Physica C, **331**, 85 (2000)
- [Mac01] M. Machida, T. Koyama, und M. Tachiki: *Direct numerical experiments for electromagnetic wave emissions with collective Josephson vortex dynamics*. Physica C, **362**, 16–22 (2001)
- [Mac03] M. Machida: *Dynamical Matching of Josephson Vortex Lattice with Sample Edge in Layered High- T_c Superconductors: Origin of the Periodic Oscillation of Flux Flow Resistance*. Phys. Rev. Lett., **90**, 0370011 (2003)

- [Man96] J. Mannhart: *High- T_c Transistors*. Supercond. Sci. Technol., **9**, 49 (1996)
- [Mar88] S. Martin, A. T. Fiory, R. M. Fleming, L. F. Schneemeyer, und J. V. Waszczak: *Temperature Dependence of the Resistivity Tensor in Superconducting $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2.2}\text{Ca}_{0.8}\text{Cu}_2\text{O}_8$ Crystals*. Physical Review Letters, **60**, 21942197 (1988)
- [McC68] D. E. McCumber: *Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of superconductor weak-link junctions*. J. Appl. Phys., **39**, 3113 (1968)
- [McD90] D. G. McDonald: *Superconductivity and the Quantization of Energy*. Science, **247**, 177 (1990)
- [Möb00] M. Möble: *Josephson-Tunnel- und Transportmessungen an einzelnen CuO_2 -Doppellebenen in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$* . Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (2000)
- [Mül03] A. Müller: *Vortexdynamik in zweiseitig strukturierten Stufenstapeln intrinsischer Josephson-Kontakten in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$* . Diplomarbeit, Universität Tübingen (2003)
- [Nac04] T. Nachtrab: *c-Achsen-Transporteigenschaften des intrinsischen Supraleiter-Ferromagnet-Hybrids $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$* . Dissertation, Universität Tübingen (2004)
- [Nag84] T. Nagatsuma, K. Enpuku, K. Yoshida, und F. Irie: *Flux-flow type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region. II. Modeling*. J. Appl. Phys., **56**, 3284 (1984)
- [Nag85] T. Nagatsuma, K. Enpuku, K. Sueoka, K. Yoshida, und F. Irie: *Flux-flow type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region. III. Oscillation stability*. J. Appl. Phys., **58**, 441 (1985)
- [Nau88] M. J. Naughton, R. C. Yu, P. K. Davies, J. Fischer, R. V. Chamberlin, Z. Z. Whang, T. W. Jing, N. P. Ong, und P. M. Chaikin: *Orientational Anisotropy of the Upper Critical Field*

- in Single-Crystal $YBa_2Cu_3O_7$ and $Bi_{2.2}CaSr_{1.8}Cu_2O_{8+x}$.*
Phys. Rev. B, **38**, 9280 (1988)
- [Oeh06] V. Oehmichen: *et al, to be published* (2006)
- [Ooi02] S. Ooi, T. Mochiku, und K. Hirata: *Periodic Oscillations of Josephson-Vortex Flow Resistance in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$.*
Phys. Rev. Lett., **89**, 247002 (2002)
- [Pag94] S. Pagano, C. Nappi, R. Cristiano, E. Esposito, L. Frunzio, L. Parlato, G. Peluso, G. Pepe, und U. S. di Uccio: *A long Josephson Junction-Based Device for Particle Detection*, 437.
World Scientific, Singapore (1994)
- [Par93] R. Parmentier: *The New Superconducting Electronics*, Kapitel Solitons and long Josephson junctions, 221. Kluwer Academic Publisher (1993)
- [Poo95] C. P. Poole, H. A. Farach, und R. J. Creswick: *Superconductivity*. Academic Press, San Diego, USA (1995)
- [Rég94] F. X. Régi, J. Schneck, J. F. Palmier, und H. Savary: *70 K Hysteretic Josephson Effect in Mesas Patterned on $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_2O_y$ Single Crystals.* J. Appl. Phys., **76**, 4426–4428 (1994)
- [Rem99] M. Remoissenet: *Waves Called Solitons*. Springer, 3. Auflage (1999)
- [Ryn01] D. A. Ryndyk, V. I. Pozdnjakova, I. A. Shereshevskii, und N. K. Vdovicheva: *Dynamics and Transformations of Josephson Lattice in Layered Superconductors.* Phys. Rev. B, **64**, 052508 (2001)
- [Sak93] S. Sakai, P. Bodin, und N. F. Pedersen: *Fluxons in Thin Film Superconductor-Insulator Superlattices.* J. Appl. Phys., **73**, 2411 (1993)

- [Sak01] S. Sakai und H. Yamamori: *Description of Intrinsic Josephson Junctions by the Inductive Coupling Theory*. Physica C, **362**, 1 (2001)
- [Sak02] S. Sakai und H. Fujino: *Thin-Film Type of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ Intrinsic Josephson Junctions, and their Flux-Flow Characteristics under a Magnetic Field Parallel to the Junction Planes*. In *Future Perspectives of Superconducting Josephson Devices*. EURESCO, Pommersfelden, Germany (2002)
- [Sch98] S. Schromm: *Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms von kleinen intrinsischen Josephson-Kontakten aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ -Einkristallen*. Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1998)
- [Ste68] W. C. Stewart: *Current-voltage characteristics of Josephson junctions*. Appl. Phys. Lett., **12**, 277 (1968)
- [Swi61] J. C. Swihart: *Field Solution for a Thin-Film Superconducting Strip Transmission Line*. J. Appl. Phys., **32**, 461 (1961)
- [Tal98] J. L. Tallon: *Normal-State Pseudogap in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Characterized by Impurity Scattering*. Phys. Rev. B, **58**, 5956 (1998)
- [Tar88] J. M. Tarascon, Y. L. Page, P. Barboux, B. G. Bagley, L. H. Greene, W. R. McKinnon, G. W. Hull, M. Giroud, und D. Hwang: *Crystal Substructure and Physical Properties of the Superconducting Phase $\text{Bi}_4(\text{Sr}, \text{Ca})_6\text{Cu}_4\text{O}_{16+x}$* . Phys. Rev. B, **37**, 9382 (88)
- [Tin96] M. Tinkham: *Introduction to Superconductivity*. McGraw-Hill, Singapore (1996)
- [Ust94] A. V. Ustinov, H. Kohlstedt, und C. Heiden: *Possible Phase Locking of Vertically Stacked Josephson Flux-Flow Oscillators*. Appl. Phys. Lett., **65**, 1457 (1994)

- [Ust96] A. V. Ustinov und H. Kohlstedt: *Interlayer fluxon interaction in Josephson stacks*. Phys. Rev. B, **54**, 6111–6114 (1996)
- [Ver03] P. Vergien: *Intrinsische Josephson-Kontakte in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+d}$: Fluxonendynamik im Magnetfeld und unter Mikrowelleneinstrahlung*. Diplomarbeit, Universität Tübingen (2003)
- [Wal96] O. Waldmann, F. Steinmayer, P. Müller, J. Neumeier, F. Régi, H. Savary, und J. Schneck: *Temperatur and doping dependence of the penetration depth in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* . Phys. Rev. B, **53**, 11825–11830 (1996)
- [Wan01] H. B. Wang: *Stacks of Intrinsic Josephson Junctions Singled Out from Inside $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ Single Crystals*. Appl. Phys. Lett., **78**, 4010 (2001)
- [Wan02] H. B. Wang, K. Maeda, J. Chen, P. H. Wu, und T. Yamashita: *Three-Dimensional Array of Intrinsic Josephson Junctions in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ Single Crystals*. Physica C, **372-376**, 327–330 (2002)
- [Wan05a] H. Wang: private communications (2005)
- [Wan05b] H. Wang: private communications (2005)
- [Wan05c] H. B. Wang, T. Hatano, T. Yamashita, P. H. Wu, und P. Müller: *Direct observation of self-heating in intrinsic Josephson junction array with a nanoelectrode in the middle*. Appl. Phys. Lett., **86**, 023504 (2005)
- [Web03] A. Weber: *Fluxonendynamik in Annularen Intrinsischen Josephson-Kontakten*. Diplomarbeit, Universität Tübingen (2003)
- [Yur94] A. Yurgens, D. Winkler, Y. Zhang, N. Zavaritsky, und T. Claeson: *Intrinsic Josephson Tunnel Junctions Fabricated on the Surface of $Bi2212$ Single Crystals by Photolithography*. Physica C, **235-240**, 3269–3270 (1994)

- [Yur02] A. Yurgens: *Intrinsic Josephson junctions: recent developments*. Supercond. Sci. Technol., **13**, R85 (2002)
- [Yur03] A. Yurgens, D. Winkler, T. Claeson, S. Ono, und Y. Ando: *Reply to the "Comment on Intrinsic tunneling spectra of $Bi_2(Sr_{2-x}La_x)CuO_6$ "*. cond-mat/0309132 (2003)

Lebenslauf

Persönliches

Virginia Oehmichen
geboren am 18. Juni 1976 in Zürich (CH)
ledig; deutsche Staatsangehörigkeit

Ausbildung

Sept. 1982 - Juli 1986 Grundschule in Jestetten
Sept. 1986 - Juni 1995 Gymnasium in Singen/Htwl. (Abitur am 20. Juni 1995)
Okt. 1995 - Feb. 2001 Studium der Physik an der Universität Konstanz
Diplomarbeit im Fachbereich Physik der Universität Konstanz bei PD. Dr. Ch. Niedermayer (AG Prof. Dr. G. Schatz) mit dem Thema "Koexistenz von Magnetismus und Supraleitung in $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$ "
(Diplom am 08. Februar 2001)
Mai 2001 - Nov. 2006 Anfertigung der Dissertation am Physikalischen Institut der Universität Tübingen unter Betreuung von Prof. Dr. R. Kleiner mit dem Thema "Gezielte Beeinflussung der Fluxodynamik in Stapeln intrinsischer Josephson-Kontakte aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ ".

Sonstiges

Aug./Sept. 1999 Stipendiat "DESY Summer Student Programme"
2002 Organisation der "Deutschen Physikerinnentagung" in Tübingen
seit Juli 2005 Mitarbeiter in der Qualitätssicherung bei der Robert Bosch GmbH, Reutlingen

Akademische Lehrer

J. Audretsch, E. Bucher, H. Dehnen, M. Deicher, G. Ganteför, R. Klein, R. Kleiner, D. Kölle, P. Leiderer, G. Maret, J. Mlynek, Ch. Niedermayer, P. Nielaba, T. Pfau, G. Rempe, G. Schatz, M. Stachel