

Kapitel 1

Einleitung

Bereits 1936 stellte L.V. Shubnikov fest, dass der perfekte Diamagnetismus von supraleitenden Verbindungen kontinuierlich abnimmt, wenn ein äußeres Magnetfeld monoton erhöht wird [1]. Dies ist durch das Eindringen magnetischer, quantisierter Flussfäden (Vortizes) in den Supraleiter begründet. In der Folgezeit wurde schnell erkannt, dass die Eigenschaften des Vortexsystems maßgeblich das Verhalten von Supraleitern in elektromagnetischen Feldern und unter Transportströmen bestimmen. Ein wichtiger Impuls Eigenschaften von Vortexensembles weiter zu untersuchen kam 1986 mit der Entdeckung der Hochtemperatursupraleitung [2]. Durch die hohe Sprungtemperatur und Anisotropie der Hochtemperatursupraleiter nimmt der Einfluss thermischer Fluktuationen so stark zu, dass die thermischen Kräfte mit den Kräften vergleichbar werden, die zur Verankerung der Vortizes führen. Dies bildete die Grundlage für die Erwartung bisher unbekannte und ungewöhnliche Zustände im Magnetfeld-Temperatur-Phasendiagramm zu finden. Bis heute ist das Magnetfeld-Temperatur-Phasendiagramm und das Vortexsystem von Hochtemperatursupraleitern ein Gebiet aktueller Forschung [3, 4].

Eine weitere, spannende Eigenschaft des Vortexsystems ist, dass es ein einzigartiges Beispiel für einen Vielteilchenzustand kondensierter Materie darstellt, dessen Parameter über einen sehr großen Bereich eingestellt werden können. Sowohl die Dichte der Vortizes als auch deren Wechselwirkung kann durch ein einfaches Erhöhen des äußeren Magnetfeldes um mehrere Größenordnungen variiert werden. Die Eigenschaften des Mediums in denen sich die Flussfäden bewegen, in diesem Fall also der Supraleiter, können durch eine Änderung der Temperatur geregelt werden. Darüberhinaus bietet das Vortexsystem die Möglichkeit ein hochkorreliertes Vielteilchensystem auf einer mesoskopischen Längenskala zu studieren.

Die Bewegung von Flussfäden ist stets mit der Erzeugung eines elektrischen Feldes und einer Energiedissipation verbunden. Aus diesem Grund ist das Verständnis der Vortexdynamik nicht nur von fundamentalem physikalischen Interesse sondern auch für Anwendungen besonders wichtig.

Die grundlegende Frage nach dem Mechanismus, der die Vortexbewegung steuert, ist seit langer Zeit ein Gebiet intensiver Forschung [5–10]. Ein probates Mittel zur indirekten Studie der Vortexdynamik ist die Untersuchung des elektrischen Feldes, das durch die

Bewegung von Flussfäden erzeugt wird. Allerdings wurde das elektrische Feld bisher meist aus Transportstrom- [11–13] oder Magnetisierungsmessungen [14, 15] abgeleitet. Dies birgt den gewaltigen Nachteil, dass nur ein globales, über den gesamten Supraleiter gemitteltes, elektrisches Feld erhalten werden kann. Direkte Aussagen über die lokale Vortexdynamik an beispielsweise hochdissipativen Stellen des Supraleiters sind mit diesen Methoden nicht zu erzielen.

Eine Möglichkeit die elektrische Feldverteilung orts- und zeitaufgelöst zu messen, bietet sich durch die magneto-optische Abbildung der Flussdichteverteilung im Hochtemperatursupraleiter. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zunächst die theoretische Grundlage geschaffen, die elektrische Feldverteilung aus der gemessenen Zeitentwicklung der Flussdichteverteilung in dünnen Hochtemperatursupraleiterfilmen zu berechnen. Diese neue Methode zur elektrischen Feldberechnung erweitert das bisherige Verständnis von den Prozessen, die verantwortlich für die Existenz und den Verlauf des elektrischen Feldes sind.

Mittels der elektrischen Feldverteilung können ebenfalls die Vortexgeschwindigkeit, die Aktivierungsenergie, die zur Bewegung der Vortizes nötig ist und die dissipierte Leistungsdichte nahezu modellunabhängig bestimmt werden. Im Gegensatz zu bisherigen Ansätzen, in denen stets ein Zusammenhang zwischen Stromdichteverteilung im Supraleiter und elektrischem Feld angenommen werden musste, ist dies ein weiterer, wichtiger Schritt, um der Frage nach dem Auftreten verschiedenartiger Vortexdynamiken und den zu Grunde liegenden Mechanismen nachgehen zu können.

In dieser Arbeit wird orts- und zeitaufgelöst der Verlauf der elektrischen Feldverteilung, der Vortexgeschwindigkeit, der Aktivierungsenergie und der dissipierten Leistungsdichte in einkristallinen, dünnen, supraleitenden $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -Filmen beschrieben. Dadurch wird es erstmalig möglich, verschiedene, durch theoretische Arbeiten aufgeworfene Fragen experimentell zu untersuchen:

- Besitzt die elektrische Feldverteilung eine universelle, räumliche Struktur, d.h. eine Faktorisierbarkeit in einen räumlichen und einen zeitlichen Anteil,
- Auf welchen Längenskalen ist die Bewegung der Vortizes korreliert und gibt es charakteristische Musterbildungen im Geschwindigkeitsfeld der Vortizes,
- Wie ist der räumliche Verlauf der modellunabhängig bestimmten Aktivierungsenergie,
- Welche Veränderungen der Vortexdynamik ergeben sich durch stromunterdrückende Defekte.

Der Einfluss von stromunterdrückenden Defekten auf die dynamischen Größen des Vortexsystems wird am Beispiel jeweils eines mesoskopischen, kreisförmigen, stromunterdrückenden Defektes (als Modell einer nichtsupraleitenden Ausscheidung) bzw. einer symmetrischen Kleinwinkelkippkorngrenze in ansonsten einkristallinen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -Filmen gezeigt. Diese beiden Defekttypen zählen gleichzeitig zu den wichtigsten, stromunterdrücken-

den Defekte in praktisch angewandten Substrat-Supraleiter-Architekturen. Die hieraus erhaltenen Resultate werden dann mit den Ergebnissen von biaxial texturierten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -Filmen auf einem technisch relevanten Substrattyp (IBAD-YSZ [16]) verglichen.

Neben diesen orts- und zeitaufgelösten Magnetisierungsmessungen wurden auch erste Transportstromexperimente durchgeführt. Das Ziel dieser Untersuchungen ist es, Unterschiede zwischen der Fliss- und Stromdichteverteilung sowie der damit einhergehenden Vortexdynamik im Magnetisierungs- und im Transportfall zu untersuchen.

Kapitel 2

Grundlagen der Supraleitung

Eine der wohl faszinierendsten Eigenschaften eines Supraleiters ist das Verschwinden des elektrischen Widerstandes auf unmessbar kleine Werte für Temperaturen unterhalb einer Sprungtemperatur T_C . Neben diesem von H. Kammerlingh-Onnes zu erst entdeckten Phänomen [17], ist der ideale Diamagnetismus von Supraleitern von besonderem Interesse. Für äußere Magnetfelder, die höher als ein kritischer Wert sind, kann die vollkommene Abschirmung des Supraleiterinneren vom äußeren Magnetfeld (Meissner-Ochsenfeld Effekt [18]) nicht mehr aufrecht erhalten werden. Infolgedessen dringt magnetischer Fluss in Form quantisierter Flussfäden in den Hochtemperatursupraleiter ein. Die Bewegung dieser Flussfäden (Vortizes) ist verantwortlich für das Entstehen elektrischer Felder und damit eines Widerstandes bzw. einer Energiedissipation im Supraleiter.

Gegenstand dieses Kapitels ist es die theoretischen Grundlagen für den statischen Zustand des Vortexsystems und die dynamischen Prozesse, die in diesem System ablaufen, zu erläutern. Mit Hilfe der London- und Ginzburg-Landau-Theorie werden hierzu zunächst grundlegende, charakteristische Größen eines Supraleiters eingeführt. Aufbauend darauf werden die Eigenschaften eines einzelnen Vortex sowie des Vortexsystems geschildert, um anschließend die resultierende Fluss- und Stromdichteverteilung (Statik) zu beschreiben. Der statische Zustand ändert sich durch thermisch aktivierte Bewegungen der Flussfäden. Der Zusammenhang dieser dynamischen Prozesse mit elektrischen Feldern und Ladungsdichten sowie die Mechanismen der Vortexbewegung sind Gegenstand der weiteren Darstellung dieses Kapitels.

2.1 Die Londonschen Gleichungen

Die erste und zweite Londonsche Gleichung erlauben, wenn auch vereinfacht, die ideale Leitfähigkeit sowie den Meissner-Ochsenfeld Effekt für Volumensupraleiter zu beschreiben. Die Grundidee der ersten Londonschen Gleichung ist, das Analogon zum Ohmschen Gesetz im normalleitenden Fall $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ auszunutzen. Hierbei stellt \vec{j} die Stromdichte, \vec{E} das elektrische Feld und σ die elektrische Leitfähigkeit dar. Für den supraleitenden Zustand

gilt

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mu_0 \lambda^2 \vec{j}_s) = \vec{E}. \quad (2.1)$$

Hierbei ist $\lambda^2 = m_s / (\mu_0 n_s e^2)$ eine Materialkonstante mit der Ladung e , Masse m_s der supraleitenden Ladungsträgerdichte n_s und der supraleitenden Stromdichte \vec{j}_s . Für zeitlich konstante Stromdichten verschwindet also das elektrische Feld und damit der elektrische Widerstand des Supraleiters.

Die zweite fundamentale Eigenschaft eines Supraleiters, der ideale Diamagnetismus, kann mit Hilfe der zweiten Londonschen Gleichung

$$\text{rot } \vec{j}_s = -\frac{1}{\mu_0 \lambda^2} \vec{B} \quad (2.2)$$

beschrieben werden. Durch Einsetzen des Ampèreschen Gesetzes $\mu_0 \vec{j}_s = \text{rot } \vec{B}$ folgt

$$\left(\text{rot rot} - \frac{1}{\lambda^2} \right) \vec{B} = 0.$$

Für einen Supraleiter, dessen Oberfläche in der x-y-Ebene liegt und einem äußeren Magnetfeld, das parallel zur Supraleiteroberfläche verläuft ist die Lösung obiger Differentialgleichung

$$\vec{B}(x) = \vec{B}_{\text{ext}} \cdot e^{-x/\lambda}$$

Hierbei stellt \vec{B}_{ext} die magnetische Flussdichte an der Supraleiteroberfläche und λ die oben definierte sogenannte Londonsche Eindringtiefe dar. Das Magnetfeld fällt also ins Innere des Supraleiters exponentiell ab, wobei λ die Längenskala der Eindringtiefe festlegt. In Bezug auf das Vortexsystem ist die Londonsche Eindringtiefe die fundamentale Längenskala, die die magnetische Ausdehnung eines Vortex beschreibt.

2.2 Die Ginzburg-Landau-Theorie

Mittels der London-Theorie als Grenzfall der Ginzburg-Landau-Theorie wurde bereits ein wichtiger Systemparameter, die Londonsche Eindringtiefe, gefunden. In diesem und den folgenden Abschnitten sollen weitere Kenngrößen des supraleitenden Zustands, der Vortexstruktur und der supraleitenden Stromdichte folgen.

Der Übergang vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand ohne äußeres Magnetfeld stellt einen Phasenübergang zweiter Ordnung dar und lässt sich durch einen Ordnungsparameter beschreiben. In der supraleitenden Phase und in der Nähe von T_C kann der Ordnungsparameter $\Psi(\vec{x})$ in eine Reihe nach $|\Psi|^2 = n_s$ entwickelt werden [19]. Dabei ist $\Psi(\vec{x})$ die Wellenfunktion, die zur lokalen supraleitenden Ladungsträgerdichte n_s gehört. Im kondensierten Zustand haben demnach alle supraleitenden Ladungsträger eine einheitliche Wellenfunktion, d.h. sie befinden sich in einem makroskopischen, bosonischen Quantenzustand. Mit Hilfe der Darstellung der Flussdichte über ein Vektorpotential \vec{A} ($\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$)

und der Benutzung der Coulomb-Eichung $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ folgen aus der Minimierung der freie Enthalpiedichte im supraleitenden Zustand g_s bezüglich einer Variation von Ψ und \vec{A} die Ginzburg-Landau Differentialgleichungen im thermodynamischen Gleichgewicht:

$$0 = \frac{1}{2m_s} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - e_s \vec{A} \right)^2 \Psi + \alpha \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi, \quad (2.3)$$

$$\vec{j} = \frac{\text{rot } \vec{B}}{\mu_0} = \frac{e_s \hbar}{2m_s i} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{e_s^2}{m_s} \vec{A} \Psi \Psi^*. \quad (2.4)$$

Diese Gleichungen gelten für einen isotropen s-Wellen Supraleiter in einem äußeren Magnetfeld der Flussdichte \vec{B}_{ext} . Hier sind $\alpha |\Psi|^2$ und $(\beta/2) |\Psi|^4$ die Kondensationsenergien durch Paarbildung und Kondensation von Ladungsträgern.

Zusätzlich gilt die Randbedingung, dass kein supraleitender Strom durch die Oberflächen fließen darf:

$$\vec{n} \cdot \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - e_s \vec{A} \right) \Psi = 0. \quad (2.5)$$

Hierbei stellt \vec{n} den Einheitsvektor senkrecht zur Supraleiteroberfläche dar.

Für ein eindimensionales Problem ohne äußeres Magnetfeld und mit den Abkürzungen $f(x) = \Psi(x)/\Psi_\infty$, $|\Psi_\infty| = -\alpha/\beta$ ist eine Vereinfachung von Gl. (2.3) zu

$$\xi^2 \frac{d^2 f(x)}{dx^2} + f(x) - f(x)^3 = 0 \quad (2.6)$$

möglich, wobei $\xi = \hbar/\sqrt{2m_s|\alpha|}$ die Ginzburg-Landau Kohärenzlänge bezeichnet. Mit den Randbedingungen $\lim_{x \rightarrow \infty} f(x) = 1$, $\lim_{x \rightarrow \infty} df(x)/dx = 0$ und $f(0) = 0$ ist

$$f(x) = \tanh \frac{x}{\xi \sqrt{2}} \quad (2.7)$$

Lösung von Gl. (2.6) und veranschaulicht, dass die supraleitende Ladungsträgerdichte von Null auf ihren Maximalwert $|\Psi_\infty|^2$ auf einer Längenskala der Größenordnung ξ ansteigt. Die Kohärenzlänge beschreibt die minimale Länge auf der räumliche Variationen der supraleitenden Ladungsträgerdichte stattfinden können. Damit ist die zweite fundamentale Längenskala für einen Vortex gefunden worden, die die Ausdehnung des normalleitenden Vortexkerns kennzeichnet. Abbildung 2.1(a) zeigt den Verlauf der charakteristischen Längen λ und ξ am Ort eines Vortex. Im normalleitenden Kernbereich des Vortex verschwindet n_s auf der Länge von ξ .

Ein weiterer Parameter, der durch die Ginzburg-Landau-Theorie bestimmt werden kann, ist die Paarbrechungsstromdichte j_0 , die die maximale Stromtragfähigkeit eines Supraleiters beschreibt. Entspricht die kinetische Energie des Suprastroms gerade der Kondensationsenergie der supraleitenden Ladungsträger, so bricht der supraleitende Zustand zusammen. Die zu dieser Energie gehörige Stromdichte wird durch j_0 angegeben:

$$j_0 = \frac{1}{3\sqrt{2}} \cdot \frac{\phi_0}{\pi \mu_0 \xi \lambda^2} \quad (2.8)$$

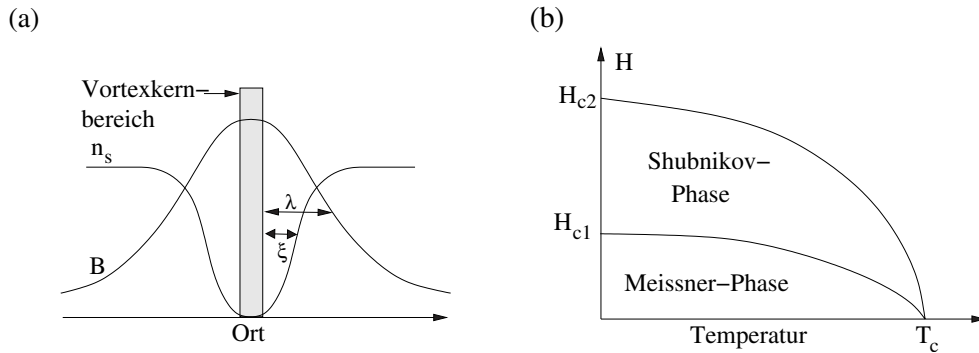


Abb. 2.1: a) Verlauf der supraleitenden Ladungsträgerdichte n_s und der Flussdichte B um einen Vortex. Die Pfeile kennzeichnen die Londonsche Eindringtiefe λ und die Ginzburg-Landau Kohärenzlänge ξ . b) Skizze des magnetischen Phasendiagramms eines langen Zylinders eines Supraleiters zweiter Art.

Hierbei ist $\phi_0 = h/(2e) \approx 2.067 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$ das elementare Flussquant, dessen Bedeutung im Folgenden noch näher erläutert wird. Für den in dieser Arbeit untersuchten Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ergibt sich ein Wert von $j_0 \approx 3.2 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$ für Temperaturen in der Nähe von 0 K.

2.3 Die Shubnikov-Phase

Durch den Ginzburg-Landau Parameter $\kappa = \lambda/\xi$ kann zwischen zwei Typen von Supraleitern unterschieden werden, die oberhalb eines äußeren, kritischen Magnetfeldes H_c ein unterschiedliches magnetisches Verhalten aufweisen. Für Magnetfelder kleiner als H_c befindet sich der Supraleiter in der Meissner-Phase und beide Arten von Supraleitern gleichen sich. Hier fließt entsprechend der zweiten Londonschen Gleichung (Gl. 2.2) ein sogenannter Meissner-Strom j_M , der ein zum äußeren Magnetfeld entgegengesetzt gerichtetes, gleichgroßes Feld erzeugt und somit das Innere des Supraleiters flussfrei hält. Der Meissner-Strom stellt einen reinen Oberflächenstrom dar, dessen Maximum durch die Paarbrechungsstromdichte gegeben ist. Bei langen, zylindrischen Supraleitern erster Art, gekennzeichnet durch $\kappa < 1/\sqrt{2}$, bricht der supraleitende Zustand oberhalb H_c vollständig zusammen. Im Unterschied dazu dringt bei Supraleitern zweiter Art ($\kappa \geq 1/\sqrt{2}$) oberhalb des äußeren kritischen Magnetfeldes H_{c1} magnetischer Fluss in Form von quantisierten Flussschläuchen ein (Shubnikov-Phase [20]). Das magnetische Phasendiagramm für Supraleiter zweiter Art, um die es im Folgenden gehen soll, ist in Abb. 2.1(b) skizziert. Die Längenskala auf der sich magnetische Strukturen im Supraleiter ändern ist, wie bereits geschildert, durch die Londonsche Eindringtiefe gekennzeichnet. Somit ist auch die Ausdehnung der (Abrikosov-) Flussfäden, oder auch Vortizes genannt, von denen jeder genau ein Flussquant $\phi_0 = h/(2e) \approx 2.067 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$ trägt, durch λ festgelegt. Der Flussfaden selbst wird durch Abschirmströme aufgebaut, die um einen normalleitenden Kern mit Radius