



Kapitel 1

Einleitung

“The usefulness of a superconductor is only as good as one’s ability to control the pinning of vortices at fixed positions within a sample.” [1] Der Wert eines Supraleiters ist nur so groß wie unsere Fähigkeit die Verankerung von Flusslinien an festen Positionen innerhalb der Probe zu kontrollieren. Dieses Zitat aus dem Übersichtsartikel über Bildgebungsverfahren an Flusslinien in Supraleitern von Simon Bending gibt in einem Satz ein zentrales Thema bei der Erforschung und Anwendung von Supraleitern wieder.

Flusslinien sind eindimensionale, magnetische Objekte, die durch die Bohr-Sommerfeld-Quantisierung zustande kommen. Sie haben die Gestalt von magnetischen Schläuchen mit typischen Durchmessern im Bereich von einigen zehn Nanometern. Für verlustfreien Stromtransport in einem Supraleiter ist es essentiell diese Objekte daran zu hindern sich zu bewegen.

Um die Bewegung und die Verankerung der Flusslinien zu studieren sind bildgebende Methoden zur Visualisierung der Flusslinien wertvolle Werkzeuge. Auf makroskopischen Längenskalen von einigen Mikrometern bis Metern können die supraleitenden Eigenschaften als Kontinuum beschrieben werden. Hier ist es ausreichend von einer magnetischen Flussdichte zu sprechen, einer räumlichen Mittelung über viele Flusslinien. Interessant ist der Übergang zu Strukturen im Mikrometerbereich, bei denen die Beschreibung durch ein Kontinuum nicht mehr gegeben ist und die Flusslinien als quantisierte Objekte hervortreten.

Die Forschung zur Flussliniendichte und Stromdichte in Supraleitern bewegt sich zwischen Grundlagenforschung und Anwendung. 100 Jahre nach der Entdeckung von Supraleitern und 30 Jahre nach der Entdeckung der Familie der keramischen Hochtemperatur-Supraleiter sind diese in der An-

wendung angekommen und gleichzeitig in ihrem Kern noch unverstanden. Supraleitende Kabel, wie das AmpaCity Projekt in Essen [2], transportieren den elektrischen Strom für Endverbraucher und werden für Motoren und Magnete verwendet. Trotz der Existenz der vielen Anwendungen ist der physikalische Mechanismus, der zum supraleitenden Zustand in Hochtemperatur-Supraleitern führt, noch nicht vollständig verstanden. Dies betrifft sowohl die elektronischen Eigenschaften der Materialien als auch das detaillierte Verhalten der Flusslinien. Zentrales Thema bei Anwendung und Grundlagenforschung ist das Verhalten der Flusslinien und die sich daraus erschließenden Informationen über Stromtransport und Elektronentransport.

Grundgedanke der Arbeit Zum Verständnis des elektrischen Transports in Hochtemperatur-Supraleitern ist die Visualisierung des Stromtransports von Bedeutung. Die lokale Verteilung der Stromdichte und der daraus resultierenden magnetischen Flussdichte ist direkt abhängig von den Faktoren Mikrostruktur, Inhomogenitäten, Defekten und Wachstumsirregularitäten. Durch eine Visualisierung der Stromdichte können wertvolle Informationen über das supraleitende Verhalten an diesen Faktoren erhalten werden.

Die Methode der magnetooptischen Abbildung ist ein mikroskopisches Verfahren zur zweidimensionalen, lokalen Visualisierung von Fluss- und Stromdichte. Nachteilig ist die begrenzte räumliche Auflösung von einigen Mikrometern. Für eine höhere Ortsauflösung von mikroskopischen Strukturen oder einzelnen Flusslinien soll diese dichroitische Messmethode vom sichtbarem Lichtspektrum in den Röntgenbereich mit seiner kürzeren Wellenlänge transferiert werden. Dieser zentrale Gedanke ist in Abbildung 1.1 in Form des elektromagnetischen Spektrums dargestellt. Zwei Beispielbilder aus der magnetooptischen Methode (MO) und der entwickelten Röntgenmikroskopie (RM) illustrieren den Gewinn an Ortsauflösung.

Um das magnetooptische Bildgebungsverfahren vom sichtbaren Lichtbereich in den weichen Röntgenbereich zu übertragen, muss ein Transfer der Schlüsselaspekte der Methode stattfinden. Im Spektralbereich der Röntgenstrahlen wird der zirkulare magnetische Röntgendichroismus (X-ray Magnetic Circular Dichroism, XMCD) anstatt des Faraday-Effekts als Kontrastmechanismus für magnetische Strukturen verwendet. Dadurch ist

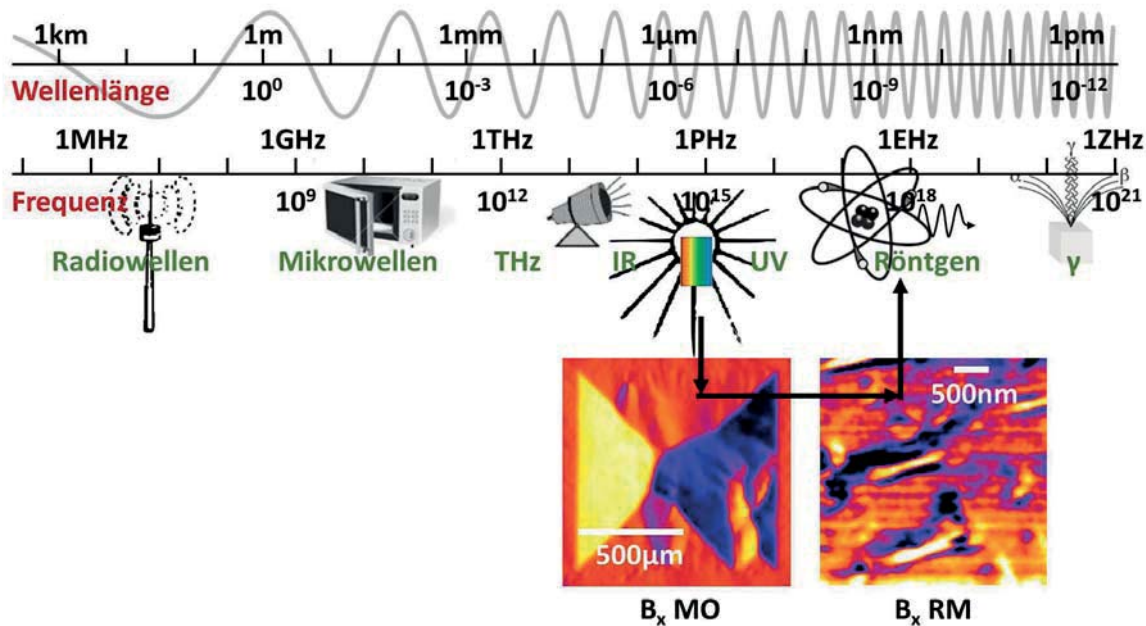


Abbildung 1.1: Elektromagnetisches Spektrum mit Illustration des Transfers der dichroitischen Messmethode vom sichtbaren Spektrum in den Röntgenbereich. Die Bilder der magnetischen Flussdichte B_x können in ihrer Kanallengröße in der Röntgenmikroskopie (RM) um drei Größenordnungen kleiner sein als bei der magnetooptischen Methode (MO).

eine auf diesen Effekt optimierte Sensorschicht vonnöten, die das Signal vom Supraleiter aufnimmt und als magnetischen Kontrast wiedergibt. Es wird das weichmagnetische, amorphe Kobalt Eisen Bor ($\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$, Co-FeB) als Sensorschicht gewählt, welches die Ströme im Hochtemperatur-Supraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Yttrium Barium Kupferoxid) detektieren soll.

Für Mikroskopie mit Röntgenstrahlen bedarf es eines Röntgenmikroskops. Dazu betreibt die Abteilung Schütz MAXYMUS (Magnetic X-ray Microscope with UHV Spectroscopy) am Synchrotron BESSY II in Berlin. Die Röntgenmikroskopie an magnetischen Materialien mit einer Ortsauflösung von einigen zehn Nanometern ist mit diesem spannenden Röntgenmikroskop etabliert, jedoch fehlte für die Visualisierung der Flussdichte in Supraleitern die Tieftemeroption. Eine solche wurde entwickelt und eingebaut und liefert nun zusammen mit dem speziellen Modus des Messens des Probenstroms (Total Electron Yield) die einzigarti-



ge Möglichkeit magnetische Röntgenmikroskopie an Supraleitern durchzuführen.

In dieser Arbeit wird die Zusammenführung der Materialien Ferromagnet und Supraleiter mit dem XMCD Effekt zu einem Gesamtpaket der magnetischen Röntgenmikroskopie an Hochtemperatur-Supraleitern aufgezeigt. Die erfolgreiche Umsetzung wird demonstriert und grundlegende Themen, wie die Charakterisierung der Wechselwirkungen zwischen der ferromagnetischen und der supraleitenden Schicht diskutiert. Die Ergebnisse der Röntgenmikroskopie bestätigen den Erfolg des Konzepts und liefern Bilder mit Ortsauflösungen im Bereich von 100 nm. Das Zusammenspiel der Materialien ist geeignet zur Visualisierung kleinster Strukturen und kann mit einigen Erweiterungen wahrscheinlich auch auf Flusslinien angewandt werden.

Inhaltsübersicht Die Arbeit beinhaltet nach einem Überblick über die theoretischen Grundlagen zum Stromtransport in Supraleitern, zum Ferromagnetismus und zur Wechselwirkung zwischen magnetischen und supraleitenden Zuständen in Kapitel 2 die Beschreibung der dichroitischen Messmethoden magnetooptischer Faraday- und Kerr-Effekt und magnetischer Röntgenzirkulardichroismus in Kapitel 3. Diese drei Methoden beruhen auf der Wechselwirkung von polarisiertem Licht mit magnetischer Materie, die zur Abbildung magnetischer Domänen und magnetischer Flussdichte verwendet wird. Eine Darstellung der verwendeten Materialien, dem Hochtemperatursupraleiter YBCO ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Yttrium Barium Kupferoxid) und dem Ferromagneten CoFeB (Kobalt Eisen Bor $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$) schließt sich in Kapitel 4 an.

Im Kapitel 5 wird die Grundlage für die neue Abbildungsmethode diskutiert: die Wechselwirkung der antagonistischen Materialien Ferromagnet und Supraleiter, die als Sensor und Probe Verwendung finden. Ein weiterer Schritt zur Entwicklung der Röntgenmikroskopie an Supraleitern ist der Funktionsbeweis, den die Analyse des Kontrastmechanismus mittels Röntgenspektroskopie Experimenten liefert: eine quantitative Korrelation zwischen dem Messsignal am Sensor und der gesuchten magnetischen Flussdichte im Supraleiter wird in Kapitel 6 hergeleitet. Der Durchbruch in der Entwicklung der Methode sind die ersten Bilder der Flussdichteverteilung in Supraleitern, aufgenommen mit dem Röntgenmikroskop MAXY-



MUS, die in Kapitel 7 diskutiert werden. Eine Diskussion über Chancen und Probleme der neuen Methode sowie ein Ausblick schließen die Arbeit in Kapitel 8.

Abschließend und zusammenfassend kann diese Arbeit als ein Zusammenspiel verschiedener Disziplinen aus Physik und Technik beschrieben werden, das am Ende ein neues, anwendungsfertiges Gesamtkonzept ergibt. Die Themen Magnetismus, Supraleitung, Licht und Materie, sowie Atomphysik verbinden sich mit Kryotechnik und Röntgenmikroskopie zu einer neuen Methode, die die Flussdichte in Supraleitern mit höchster Ortsauflösung visualisieren kann.





Kapitel 2

Supraleitung und Magnetismus

In dieser Arbeit werden magnetische Eigenschaften eines Ferromagneten zur magnetischen Abbildung der Stromverteilung eines Supraleiters benutzt. Daher werden in diesem Kapitel die theoretischen Hintergründe zum Stromtransport in Supraleitern in Abschnitt 2.1 angerissen. Magnetismus, vor allem in Ferromagneten, wird in Abschnitt 2.2 behandelt und im letzten Abschnitt dieses Kapitels, 2.3, werden die Wechselwirkungen zwischen den beiden konkurrierenden Zuständen Supraleitung und Ferromagnetismus diskutiert .

2.1 Der stromtragende Zustand in Supraleitern

Dieser erste Teil der Grundlagen ist ein Ausschnitt aus der Theorie der Supraleiter zweiter Art mit dem Fokus auf Transportströmen, deren Zustandekommen und Auswirkungen. Dazu werden im ersten Abschnitt 2.1.1 die supraleitenden Eigenschaften und die entsprechende theoretische Beschreibung kurz umrissen. Flusslinien, deren Bewegung und Verankerung werden in Abschnitt 2.1.2 behandelt. Schließlich wird das Zustandekommen eines elektrischen Stroms und der magnetischen Flussdichteverteilung in Abschnitt 2.1.3 diskutiert.

2.1.1 Theorie der Supraleitung

Zuerst wird in 2.1.1.1 in historischer Reihenfolge die Entwicklung der Theorie zur Supraleitung skizziert. Beginnend mit den ersten Entdeckungen zur elektrischen Leitfähigkeit und Meissner - Ochsensfeld - Effekt werden danach die phänomenologischen Theorien beschrieben, die London -

Theorie in 2.1.1.2 und die Ginzburg-Landau-Theorie in 2.1.1.3. Ein Abschnitt zur Charakterisierung der Supraleiter erster und zweiter Art folgt in 2.1.1.4. Im Anschluss wird die mikroskopische Theorie der Supraleitung in 2.1.1.5 im Hinblick auf die Hochtemperatursupraleiter diskutiert. Basis und Quelle zum Weiterlesen sind hierbei [3, 4].

2.1.1.1 Supraleitende Eigenschaften

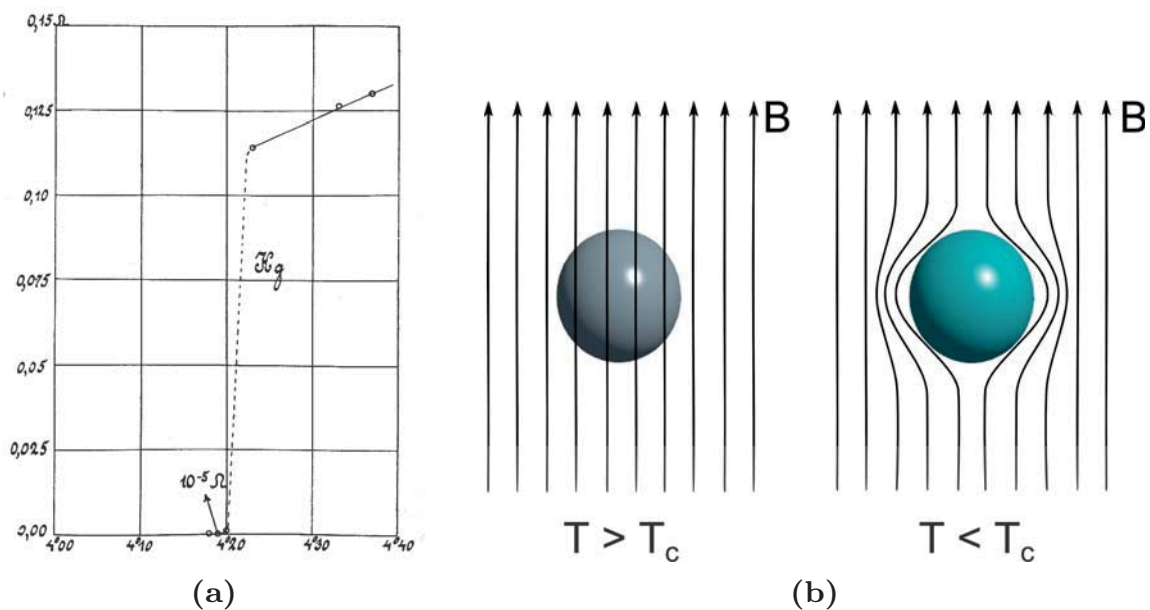


Abbildung 2.1: (a) Erste Messung zur idealen Leitfähigkeit in Quecksilber von H. Kammerlingh Onnes [5]: der elektrische Gleichstrom-Widerstand verschwindet unterhalb einer gewissen Temperatur, der Sprungtemperatur T_c . (b) Verdrängung der magnetischen Flussdichte aus dem Supraleiter unterhalb der Sprungtemperatur (Meissner-Ochsenfeld-Effekt).

Zwei charakteristische Eigenschaften beschreiben den supraleitenden Zustand: beim Abkühlen unter die Sprungtemperatur T_c verschwindet der elektrische Gleichstrom-Widerstand. Die ideale Leitfähigkeit wurde von Heike Kamerlingh Onnes im Jahr 1911 anhand einer Widerstandsmessung an Quecksilber entdeckt [5] (Abbildung 2.1(a)). Die zweite Eigenschaft des supraleitenden Zustands ist der ideale Diamagnetismus. Dieser Effekt, der sogenannte Meissner-Ochsenfeld-Effekt [6] zeigt sich in der



vollständigen Verdrängung der magnetischen Flussdichte aus dem Innern des Supraleiters (Abbildung 2.1(b)). Die Verdrängung der Flussdichte ist von der Vorgeschichte unabhängig, das heißt, sie findet statt, egal ob im Feld unter die Sprungtemperatur gekühlt wird oder erst bei tiefen Temperaturen ein äußeres Feld angelegt wird. Aus dieser Tatsache folgt, dass der supraleitende Zustand thermodynamisch wohl definiert ist und mit der Gleichgewichtsthermodynamik beschrieben werden kann.

2.1.1.2 London - Theorie

Die phänomenologische Theorie zur Beschreibung der Supraleitung basiert auf den Maxwell - Gleichungen, die uneingeschränkt gelten. Von Fritz und Heinz London wurden diese um zwei für Supraleiter geltende Materialgesetze, die London - Gleichungen, ergänzt [7]. Die Theorie erklärt den idealen Diamagnetismus und die perfekte Leitfähigkeit, die zuvor beobachtet wurden.

1. London'sche Gleichung Sie beschreibt die ideale Leitfähigkeit und kann verglichen werden mit dem Ohm'schem Gesetz in Normalleitern $\mathbf{j}_n = \sigma \mathbf{E}$ oder dem Newton'schen Gesetz $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$. Für die Beschleunigung von Elektronen in einem elektrischen Feld \mathbf{E} bei verschwindendem Widerstand gilt $m\dot{\mathbf{v}} = e\mathbf{E}$, mit m und e Masse und Ladung der Elektronen. Der Zusammenhang zwischen der Stromdichte im Supraleiter \mathbf{j}_s und der Geschwindigkeit der Elektronen ist $\mathbf{j}_s = nev$ mit der Ladungsträgerdichte n . Dies führt auf die 1. London'sche Gleichung:

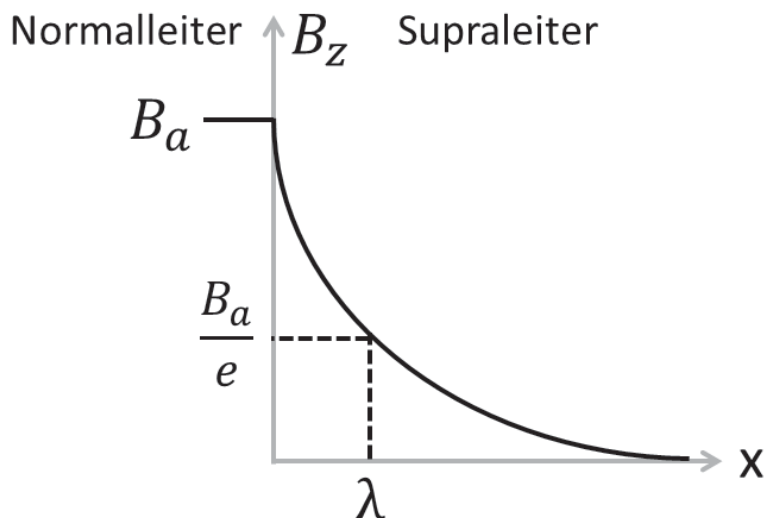
$$\frac{\partial}{\partial t} (\Lambda \mathbf{j}_s) = \mathbf{E} \quad \text{mit} \quad \Lambda = \frac{m}{ne^2}. \quad (2.1)$$

2. London'sche Gleichung Setzt man die Rotation von Gleichung (2.1) in die Maxwell - Gleichung $\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}$ ein, so erhält man $\frac{\partial}{\partial t} [\text{rot}(\Lambda \mathbf{j}_s) + \mathbf{B}] = 0$. Da dies für alle Zeiten gelten muss, folgt die 2. London'sche Gleichung, die den perfekten Diamagnetismus beschreibt:

$$\text{rot} (\Lambda \mathbf{j}_s) = -\mathbf{B}. \quad (2.2)$$

Abbildung 2.2:

Verlauf der magnetischen Flussdichte im eindimensionalen Spezialfall an der Grenze Normalleiter - Supraleiter.



London'sche Eindrigtiefe Zusammen mit den zwei London'schen Gleichungen kann aus den Maxwell-Gleichungen der Verlauf der magnetischen Flussdichte hergeleitet werden. Vom Ampère'schen Gesetz $\text{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ (mit μ_0 der Vakuumpermeabilität) bei statischen Bedingungen ($\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} = 0$) wird die Rotation gebildet und Gleichung 2.2 eingesetzt. Dies ergibt $\text{rot rot} \mathbf{B} - \frac{\mu_0}{\Lambda} \mathbf{B} = 0$. Mit der Maxwell-Gleichung $\text{div} \mathbf{B} = 0$ und der Beziehung $\text{rot rot} = \text{grad div} - \Delta$ erhält man folgende Differenzialgleichung

$$\Delta \mathbf{B} + \frac{1}{\lambda^2} \mathbf{B} = 0 \quad \text{mit} \quad \lambda = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n e^2}}. \quad (2.3)$$

Im eindimensionalen Fall hat diese die Lösung

$$B_z(x) = B_a e^{-x/\lambda}. \quad (2.4)$$

λ ist dabei die charakteristische Länge, auf der sich die Flussdichte im Supraleiter ändern kann, sie wird London'sche Eindrigtiefe genannt. Der eindimensionale Verlauf der Flussdichte im Supraleiter ausgehend von einer Grenze zu einem Normalleiter ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

Die London-Theorie erklärt den perfekten Diamagnetismus und die perfekte Leitfähigkeit des supraleitenden Zustands. Sie erklärt aber viele Phänomene nicht oder nicht ausreichend, wie zum Beispiel das Eindringen



des Flusses bei Supraleitern zweiter Art. Daher wurde die Theorie erweitert und geht schließlich in die Ginzburg-Landau-Theorie als Grenzfall kleiner Kohärenzlängen ein.

2.1.1.3 Ginzburg-Landau-Theorie

Ausgehend von der Landau'schen Theorie der thermodynamischen Phasenübergänge zweiter Art gelang es Ginzburg und Landau alle Phänomene der Supraleitung mit ihrer Theorie zu beschreiben [8]. Da der Übergang zwischen Normalleiter und Supraleiter bei T_c als echter thermodynamischer Phasenübergang zweiter Ordnung beschrieben werden kann, kann der komplexe Ordnungsparameter Ψ eingeführt werden. Dabei entspricht $|\Psi|^2$ der Dichte der supraleitenden Ladungsträger n_s . Dieser Parameter verschwindet für $T \geq T_c$ und steigt für $T < T_c$ stetig an. Daher kann das thermodynamische Potenzial, die magnetische **freie Enthalpiedichte** g_s , um T_c nach Potenzen des Ordnungsparameters entwickelt werden:

$$g_s(\mathbf{B}) = g_n + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 + \frac{1}{2m}|(-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})\Psi|^2 + \frac{1}{2\mu_0}(\mathbf{B} - \mathbf{H}_{ext})^2. \quad (2.5)$$

Dabei sind die ersten drei Summanden die freie Enthalpiedichte des homogenen Supraleiters ohne angelegtes Magnetfeld. Der vierte Summand beschreibt die kinetische Energie der Ladungsträger mit Masse m , Ladung $2e$ und Vektorpotential \mathbf{A} . Beim letzten Summanden handelt es sich um die Energie des Supraleiters aufgrund des angelegten Magnetfelds \mathbf{H}_{ext} . Die Entwicklungskoeffizienten sind α und β . Die Indizes n und s stehen für normalleitend bzw. supraleitend.

Die Integration von Gleichung (2.5) über das Volumen des Supraleiters ergibt die freie Enthalpie. Deren Variation nach den Variablen Ψ und \mathbf{A} ergibt die **Ginzburg-Landau-Gleichungen**:

$$\alpha\Psi + \beta|\Psi|^2\Psi + \frac{1}{2m}(-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})^2\Psi = 0 \quad (2.6)$$

$$\mathbf{j}_s = \frac{i\hbar e}{m}(\Psi^*\nabla\Psi - \Psi\nabla\Psi^*) - \frac{4e^2}{m}\mathbf{A}|\Psi|^2. \quad (2.7)$$

Diese Gleichungen ergeben die Bewegungsgleichung für den Ordnungsparameter. Mit der Vereinfachung auf eine Dimension ohne auftretende



Ströme oder Felder und mit einer geeigneten Eichung für das Vektorpotential, in der Ψ reel wird, folgt aus Gleichung (2.6):

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \Psi + \alpha \Psi + \beta \Psi^3 = 0. \quad (2.8)$$

Nach Übergang zur dimensionslosen Größe f durch $\Psi = f\Psi_0$ mit dem Gleichgewichtswert des Ordnungsparameters $|\Psi_0|^2 = -\frac{\alpha}{\beta}$ erhält man:

$$-\frac{\hbar^2}{2m\alpha} \frac{d^2}{dx^2} f - f + f^3 = 0. \quad (2.9)$$

Hier wird die **Kohärenzlänge** $\xi = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m|\alpha|}}$ eingeführt. Sie ist die Längenskala, auf der die Ladungsträgerdichte im Supraleiter variiert.

Aus dem Verhältnis der beiden charakteristischen Längen Eindringtiefe λ und Kohärenzlänge ξ definiert sich der temperaturunabhängige **Ginzburg-Landau-Parameter** κ :

$$\xi = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m|\alpha|}} \quad \text{mit} \quad \xi(T) \propto \left(\frac{T_c}{T_c - T} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.10)$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{m}{4\mu_0 e^2 |\Psi_0|^2}} \quad \text{mit} \quad \lambda(T) \propto \left(\frac{T_c}{T_c - T} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.11)$$

$$\kappa = \frac{\lambda(T)}{\xi(T)}. \quad (2.12)$$

Die beiden charakteristischen Längen bewegen sich in einem Bereich von einigen bis einigen hundert Nanometern. Für den Hochtemperatursupraleiter YBCO werden die Größen in Abschnitt 4.1.1 diskutiert.

Die Ginzburg-Landau-Theorie kann nun das Phänomen der Supraleitung genau beschreiben. Eine Charakterisierung der Supraleiter in Supraleiter erster und zweiter Art ist mit dem Ginzburg-Landau-Parameter möglich und wird im nächsten Abschnitt diskutiert. Die Erklärung auf mikroskopischer Ebene liefert die BCS-Theorie, die im darauffolgenden Abschnitt beschrieben wird. Die Ginzburg-Landau-Theorie ist in ihr als Grenzfall $T \rightarrow T_c$ gültig.

2.1.1.4 Supraleiter erster und zweiter Art

Mit Hilfe des Ginzburg-Landau-Parameters κ können zwei unterschiedliche supraleitende Zustände unterschieden werden: die sogenannten Supraleiter erster und zweiter Art. Im Jahr 1935 führten Schubnikow und seine Mitarbeiter aufgrund von Beobachtungen, die nicht mit dem damals erwarteten Verhalten der Supraleiter übereinstimmten, eine neue Klasse von Supraleitern ein [9]. Von Abrikosov wurde im Jahr 1957 gezeigt, dass diese Supraleiter zweiter Art mit der Ginzburg-Landau-Theorie beschrieben werden können [10].

Die Grenzflächenenergie (Grenzfläche Normalleiter-Supraleiter) ist für $\kappa = 1/\sqrt{2}$ null. Dies entspricht gerade dem Grenzfall zwischen Supraleitern erster und zweiter Art. Für $\kappa < 1/\sqrt{2}$, also $\lambda < 1/\sqrt{2}\xi$, handelt es sich um einen Supraleiter erster Art, für $\kappa > 1/\sqrt{2}$, also $\lambda > 1/\sqrt{2}\xi$, handelt es sich um einen Supraleiter zweiter Art. Folglich ist die Grenzflächenenergie positiv für Supraleiter erster Art und negativ für Supraleiter zweiter Art.

Letzteres bedingt, dass normalleitende Flusslinien in den Supraleiter zweiter Art eindringen, um die Grenzfläche zu maximieren. Im Jahr 1950 erwähnte F. London zum ersten Mal die Flussquantisierung in seinem Buch [11, 12] und von Deaver und Fairbank sowie Doll und Näbauer wurde sie unabhängig voneinander im Jahr 1961 experimentell nachgewiesen [13, 14]. Magnetischer Fluss dringt in Supraleiter zweiter Art in Form von quantisierten Flusslinien ein. Jede Flusslinie trägt ein elementares Flussquant $\Phi_0 = h/2e = 2,0679 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$.

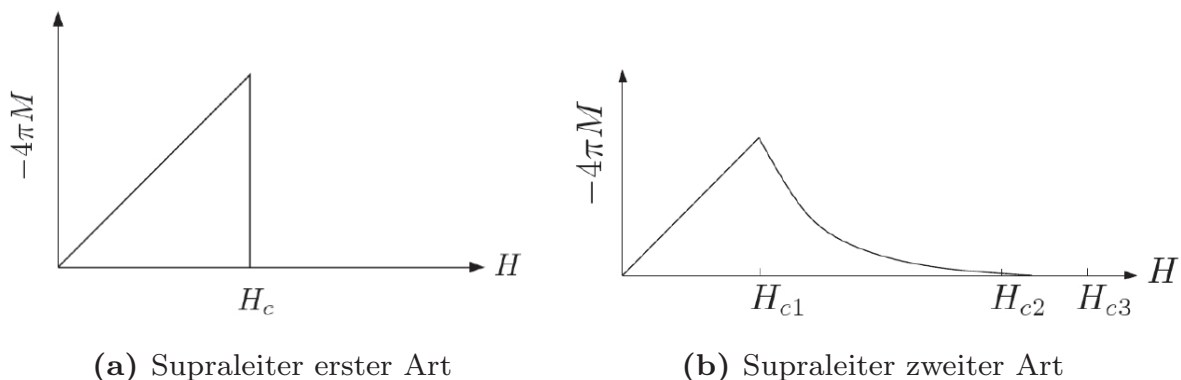


Abbildung 2.3: Magnetisierungskurven eines Supraleiters erster Art und zweiter Art im Vergleich.

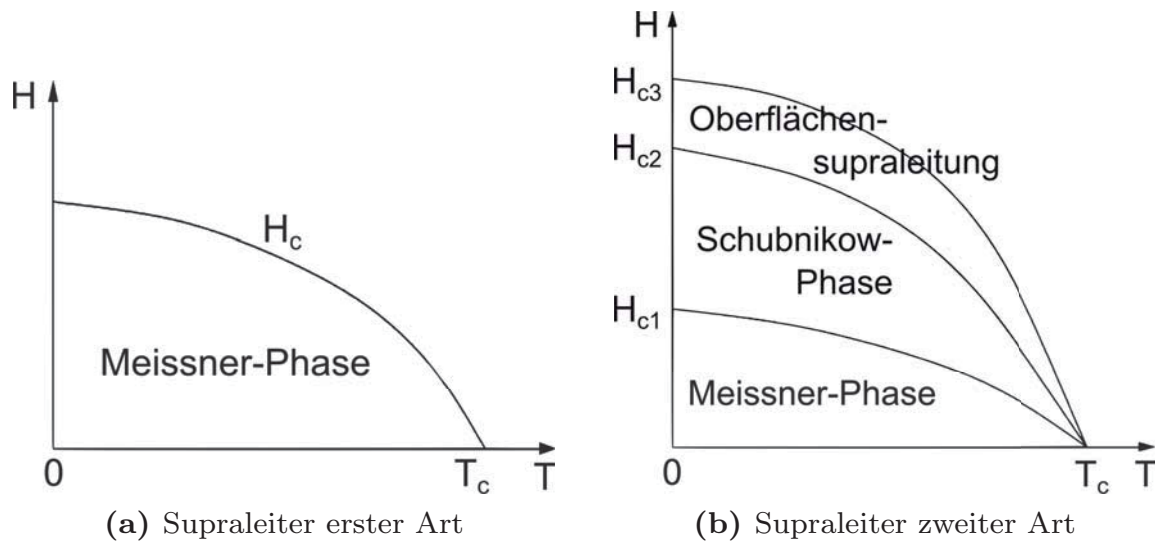


Abbildung 2.4: Phasendiagramm Magnetfeld über Temperatur eines langen, supraleitenden Zylinders parallel zum Feld.

Die Auswirkung des Eindringens von Flusslinien auf die Magnetisierung ist anhand der Magnetisierungskurven in Abhängigkeit eines externen Magnetfelds H in Abbildung 2.3 zu sehen. Im Supraleiter erster Art (hier als Modell ein unendlich langer Zylinder parallel zur Feldrichtung) sorgt der perfekte Diamagnetismus mit Feldverdrängung bis zu einem äußeren Feld H_c für einen linearen Verlauf der Magnetisierung M . Bei H_c bricht die Supraleitung schlagartig zusammen. Im Supraleiter zweiter Art gibt es den vollständigen Meissner - Ochsenfeld - Effekt nur bis zu einem ersten kritischen Feld H_{c1} , nur bis zu diesem Feld ist der Supraleiter ideal diamagnetisch. Dies ist die Meissner - Phase. Oberhalb von H_{c1} dringt magnetischer Fluss in den Supraleiter ein, diese Phase wird Schubnikow Phase genannt. Ab einem äußeren Feld H_{c2} bricht die Supraleitung im Volumen zusammen. Es existiert noch ein drittes kritisches Feld $H_{c3} > H_{c2}$, bis zu dem Supraleitung nur an der Oberfläche stattfindet, jedoch kein Volumenstrom fließt. Die kritischen Felder sind temperatur - und geometrieabhängig. Für einen Zylinder ist in Abbildung 2.4 im Phasendiagramm das Magnetfeld in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt.

Die meisten supraleitenden Elemente sind Supraleiter erster Art, wie z.B. Blei ($T_c = 7,2 \text{ K}$) oder Lanthan ($T_c = 4,9 \text{ K}$), um die beiden mit der höchsten Sprungtemperatur zu nennen. Das bekannteste der vier Elemen-



2.1 Der stromtragende Zustand in Supraleitern

te, die Supraleiter zweiter Art sind, ist Niob mit $T_c=9,2\text{ K}$. Supraleiter zweiter Art sind ansonsten Verbindungen, hier seien die metallischen Verbindungen erwähnt, zu denen zum Beispiel Nb_3Sn ($T_c=18\text{ K}$), Nb_3Ge ($T_c=23\text{ K}$) und MgB_2 ($T_c=39\text{ K}$) als Vertreter mit sehr hohen Sprungtemperaturen gehören. Die Klasse der keramischen Hochtemperatur Supraleiter, mit YBCO ($T_c=92\text{ K}$) oder BSCCO ($T_c=110\text{ K}$) als berühmteste Beispiele, sind alle Supraleiter zweiter Art. Gute metallische Leiter, wie Gold, Silber oder Kupfer werden nicht supraleitend.

2.1.1.5 Mikroskopische Theorie der Supraleitung

Eine vollständige Beschreibung und Erklärung der Supraleitung in Metallen gelang Bardeen, Cooper und Schrieffer im Jahr 1957 [15]. Die Grundlage der nach ihnen benannten **BCS-Theorie** ist eine Wechselwirkung der Elektronen mit dem Phononensystem. Durch diese Elektron-Phonon-Kopplung ist es möglich, dass sich zwei Elektronen zu einem quantenmechanischen Teilchen zusammenschließen können. Es bildet sich ein neuer Grundzustand, der aus Elektronenpaaren besteht, den sogenannten Cooper-Paaren. Diese bestehen aus zwei Elektronen mit antiparallelem Spin und entgegengesetzten k -Vektoren. Aus zwei Fermionen entsteht so ein Boson. Um $T=0$ kondensieren diese in denselben Grundzustand und können daher durch eine gemeinsame Wellenfunktion beschrieben werden. Es entsteht eine Energielücke, die symmetrisch zur Fermikante eine Breite von 2Δ besitzt. 2Δ ist dabei die Bindungsenergie der Paare.

Der verlustfreie Stromtransport kommt nun dadurch zustande, dass die Energielücke eine Streuung der Cooper-Paare in höhere Zustände verhindert. Dies ist nur solange gültig wie die Stromdichte unterhalb eines speziellen Wertes bleibt, der sogenannten **Paarbrechungsstromdichte**. Wird diese überschritten so erhalten die Paare genügend kinetische Energie um bei Stößen die Energielücke zu überspringen. Die Paarbrechungsstromdichte, bei der durch die Vielteilchenanregung die Supraleitung zusammenbricht ist gegeben durch

$$j_0 = 2en_s \sqrt{\frac{2\Delta}{m_s}} = \frac{1}{3\sqrt{2}} \frac{\Phi_0}{\pi\mu_0\xi\lambda^2}. \quad (2.13)$$

Hierbei ist e die Elementarladung, n_s die Ladungsträgerdichte, m_s die Masse der Cooper-Paare und Δ die Energie der ersten Quasiteilchen-