

Magnetische Flusslinien in Hochtemperatur-Supraleitern

Hugo Keller, Zürich

Zusammenfassung

Ein äusseres Magnetfeld kann in Form von quantisierten magnetischen Flusslinien in einen Supraleiter eindringen. Sind diese Flusslinien an Defekten im Material fest verankert, so kann ein verlustfreier elektrischer Strom fließen. In den neuen Hochtemperatur-Supraleitern (HTSL) zeigen die Flusslinien ein aussergewöhnliches Verhalten. Wegen der ausgeprägten Schichtstruktur und der extrem kurzen Kohärenzlänge der HTSL sind die Flusslinien in diesen Materialien schon weit unterhalb der Supraleiter-Sprungtemperatur grossen thermischen Fluktuationen ausgesetzt, so dass sie sich aus ihren Verankerungen befreien können. Die Flusslinien sind dann frei beweglich wie die Moleküle in einer Flüssigkeit, und der elektrische Widerstand verschwindet nicht vollständig. Mit dem gezielten Einbringen von Haftzentren im Supraleiter kann dieses für technische Anwendungen wichtige Problem umgangen werden.

Magnetic Flux Lines in High-Temperature Superconductors

An external magnetic field may penetrate a superconductor in the form of quantized magnetic flux lines. When these flux lines are strongly pinned on defects in the material, an electrical current can flow without dissipation. In the novel high-temperature superconductors (HTSC) the flux lines exhibit an unusual behavior. Due to the pronounced layered structure and the extremely short coherence length of the HTSC, the flux lines in these materials are exposed to large thermal fluctuations, already well below the superconducting transition temperature, so that they become detached from the pinning centers. The flux lines can then move freely like the molecules in a liquid, and the electrical resistance does not vanish completely. By introducing artificial pinning centers into the superconductor, this problem which is important for technical applications may be overcome.

Key words: Elektrischer Widerstand – Flusslinienbewegung – Flusslinien-Flüssigkeit – Flussliniengitter – Flusslinien-Phase – Hochtemperatur-Supraleitung – magnetisches Phasendiagramm – Typ-II-Supraleiter

1 EINLEITUNG

Nach der Entdeckung der Hochtemperatur-Supraleiter (HTSL) im Jahre 1986 durch Bednorz und Müller (BEDNORZ UND MÜLLER, 1986) hatten Wissenschaftler kühne Visionen über neuartige technische Anwendungen dieser Materialien. Leider wurden diese anfänglich grossen Erwartungen schon bald gedämpft, als sich nämlich herausstellte, dass HTSL in einem Magnetfeld ein aussergewöhnliches Verhalten zeigen, das für viele technische Anwendungen von Nachteil ist (BISHOP et al., 1993). In einem sogenannten Typ-II-Supraleiter (siehe Abschnitt 3), und zu dieser Klasse gehören auch die

HTSL, dringt ein äusseres Magnetfeld in Form von quantisierten magnetischen Flusslinien¹ in den Supraleiter ein. Im Gegensatz zu konventionellen Tieftemperatur-Supraleitern (TTSL) weisen die Flusslinien in HTSL eine geringe mechanische Spannung auf, sind daher sehr biegsam und schon weit unterhalb der Sprungtemperatur ($T_c \approx 100$ K) grossen thermischen Fluktuationen unterworfen. Diese aussergewöhnlichen Eigenschaften der Flusslinien sind verantwortlich dafür, dass sich das Verhalten eines HTSL in einem Magnetfeld erheblich von demjenigen eines klassischen TTSL

¹ In diesem Artikel wird der Begriff «magnetische Flusslinie» für einen ausgedehnten magnetischen Flussschlauch in einem Supraleiter verwendet.

unterscheidet. Das Studium von magnetischen Flusslinien in HTSL ist ein aktuelles Forschungsthema der modernen Festkörperphysik, sowohl vom experimentellen als auch vom theoretischen Standpunkt her (BLATTER et al., 1994; CRABTREE UND NELSON, 1997). In diesem Artikel werden einige wichtige Aspekte der «Flusslinien-Physik in HTSL» und deren Bedeutung für technische Anwendungen diskutiert.

2 FUNDAMENTALE EIGENSCHAFTEN VON SUPRALEITERN

Das Phänomen der Supraleitung wurde 1911 von Kamerlingh Onnes an der Universität Leiden erstmals im Quecksilber nachgewiesen. Als er die Eigenschaften einiger Metalle bei tiefen Temperaturen untersuchte, entdeckte er ganz unerwartet, dass der elektrische Widerstand von Quecksilber unterhalb einer scharf definierten Sprungtemperatur $T_c = 4.15 \text{ K}$ schlagartig auf einen unmessbar kleinen Wert fiel. Das Verschwinden des elektrischen Widerstandes unterhalb T_c ist aber nicht die einzige fundamentale Eigenschaft, die einen Supraleiter auszeichnet. Noch erstaunlicher ist das Verhalten eines Supraleiters in einem äusseren Magnetfeld. Im Jahre 1933 fanden Meissner und Ochsenfeld, dass ein Supraleiter ein Magnetfeld aus seinem Inneren vollständig verdrängt (siehe Abb. 1a). Dieses Phänomen wird als Meissner-Ochsenfeld-Effekt bezeichnet und ist unabhängig von der thermischen Vorgeschichte, d. h. der supraleitende Zustand ist eine echte thermodynamische Phase: Wird ein Supraleiter im Magnetfeld unter T_c abgekühlt oder wird ein Magnetfeld unterhalb T_c eingeschaltet, so werden in beiden Fällen an der Oberfläche des Supraleiters supraleitende Abschirmströme angeworfen, welche ein Magnetfeld erzeugen, das im Inneren des Supraleiters das äussere Magnetfeld exakt kompensiert. Die Gebrüder London stellten 1935 eine phänomenologische Theorie für einen Supraleiter im Magnetfeld auf. Ein wichtiges Ergebnis dieser Theorie ist, dass in einem Supraleiter das äussere Magnetfeld und die Abschirmstromdichte von der Oberfläche her ins Innere des Supraleiters mit einer charakteristischen Länge λ exponentiell abklingen. Diese für einen Supraleiter fundamentale Grösse wird als Eindringtiefe (auch Londonsche Eindringtiefe) bezeichnet. Typische Werte sind $\lambda \approx 10 - 1000 \text{ nm}$, je nach Art des Supraleiters.

Im Jahre 1950 wurde von Ginzburg und Landau eine bis heute sehr aussagekräftige phänomenologische Theorie (GL-Theorie) entwickelt. In dieser Theorie wird eine komplexe Wellenfunktion Ψ definiert, welche nur über eine charakteristische Länge, die Kohärenzlänge ξ , variieren kann. Die Kohärenzlänge ξ kann je nach Supraleiter-Typ (siehe

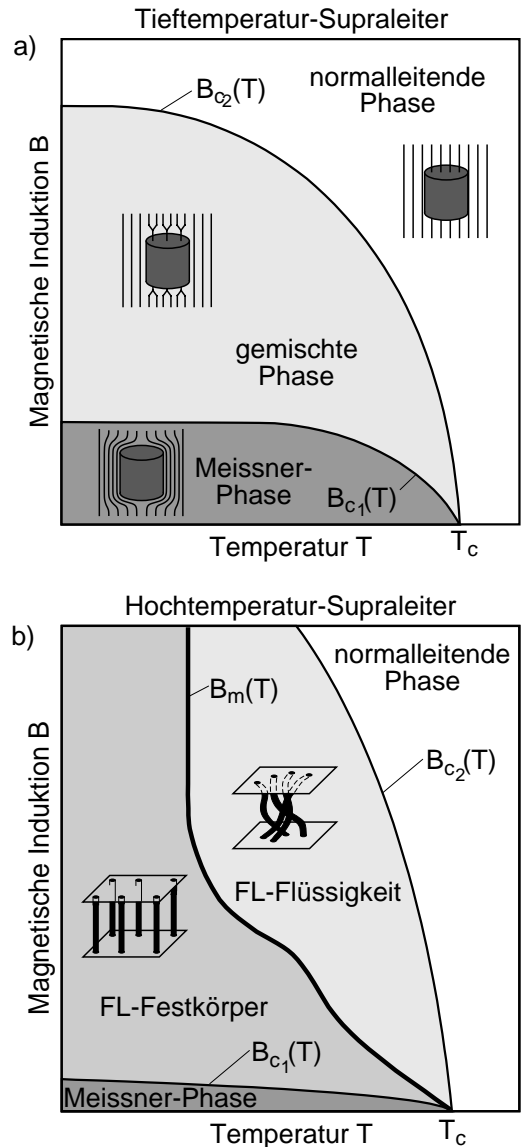


Abb. 1. Magnetisches B-T-Phasendiagramm eines Typ-II-Supraleiters: (a) konventioneller Tieftemperatur-Supraleiter (TTSL), (b) Hochtemperatur-Supraleiter (HTSL). Wegen den ungewöhnlichen Eigenschaften der Flusslinien in einem HTSL unterscheidet sich die gemischte Phase eines HTSL von derjenigen eines TTSL erheblich. Neben einer festen Flusslinien-Phase (FL-Festkörper) besitzt ein HTSL eine flüssige Flusslinien-Phase (FL-Flüssigkeit). Beide Phasen sind durch die Schmelzlinie $B_m(T)$ voneinander getrennt (nähere Erklärungen im Text).

Fig. 1. Magnetic B-T phase diagram of a type-II superconductor: (a) conventional low-temperature superconductor (LTSC), (b) high-temperature superconductor (HTSC). Due to the unusual properties of the flux lines in HTSC, the mixed phase of a HTSC differs substantially from that of a LTSC. Beside of a solid flux-line phase (FL-solid) a HTSC has a liquid flux-line phase (FL-liquid). The two phases are separated by the melting line $B_m(T)$ (see text for a detailed explanation).

Abschnitt 3) Werte zwischen 10 und 500 nm annehmen. Die Wellenfunktion Ψ spielt dabei die Rolle eines Ordnungsparameters, welcher bei steigender Temperatur im Sinne eines Phasenüberganges 2. Ordnung bei T_c verschwindet. Die physikalisch relevante reelle Grösse $|\Psi|^2$ ist proportional zur Dichte der supraleitenden Ladungsträger. Ein zentraler Parameter der GL-Theorie ist das Verhältnis der beiden fundamentalen Längen eines Supraleiters $\kappa = \lambda/\xi$ (GL-Parameter).

Sowohl die London- als auch die GL-Theorie können zwar das phänomenologische Verhalten eines Supraleiters im Magnetfeld sehr gut beschreiben, sind aber nicht in der Lage, den der Supraleitung zugrundeliegenden mikroskopischen Mechanismus zu erklären. Erst 1957 gelang es Bardeen, Cooper und Schrieffer das Phänomen der Supraleitung auf mikroskopischer Ebene zu deuten. Bevor wir uns mit dem Grundgedanken der BCS-Theorie (Abkürzungen der Nachnamen ihrer Begründer) etwas näher befassen, wollen wir uns die Frage stellen, warum Metalle überhaupt einen elektrischen Widerstand zeigen. Im einfachsten Modell kann man sich ein Metall bestehend aus einem Kristallgitter aus Atomrümpfen und einem «Gas aus freien Elektronen» vorstellen. Im idealisierten Fall eines perfekten, völlig starren Kristallgitters können sich die Elektronen sozusagen als freie Wellen in einer vorgegebenen Richtung durchs Gitter bewegen; ein elektrischer Strom würde demnach ohne Energieverlust im Metall fließen. In Wirklichkeit aber schwingen die einzelnen Atome aufgrund der Temperaturbewegung um ihre Ruhelage im Kristallgitter. Als Folge davon geben die Elektronenwellen Energie ans Gitter ab oder nehmen Energie auf. Dieser Energieaustausch erfolgt jedoch in ungeordneter Form; es wird Wärme erzeugt. Damit im Metall ein konstanter elektrischer Strom aufrecht erhalten werden kann, muss den Leitungselektronen mit Hilfe einer Spannungsquelle dauernd Energie zugeführt werden, was sich als elektrischer Widerstand äussert. Je tiefer die Temperatur, desto kleiner der Widerstand. Auch am absoluten Temperaturnullpunkt hat der Widerstand reiner Metalle wegen der sogenannten Nullpunktschwingung und Restverunreinigungen einen endlichen Wert. Warum aber fällt der Widerstand in einem Supraleiter bei T_c schlagartig auf exakt null? Dies ist offenbar nur möglich, wenn sich die Elektronen mit den Gitterschwingungen irgendwie so in geordneter Form arrangieren können, dass sie einen elektrischen Strom verlustfrei tragen können. Diese Idee bildet die Grundlage der BCS-Theorie. Sie besagt, dass sich die Leitungselektronen im supraleitenden Zustand zu geordneten Paaren (Cooper-Paaren) zusammenschliessen, welche sich ungehindert, d. h. ohne Energieverlust, durch das Kristallgitter bewegen können. Diese Cooper-

Paare vereinen sich geordnet in *einem makroskopischen Quantenzustand*, welcher als BCS-Grundzustand bezeichnet wird. Die Supraleitung ist ein makroskopisches Quantenphänomen. Die Bindung der Cooper-Paare kommt durch eine schwach anziehende Kraft zwischen den Elektronen zustande, die durch Phononen (Schwingsquanten der Gitterschwingungen) vermittelt wird. Man kann sich das so vorstellen, dass das eine Elektron durch seine elektrische Ladung das Gitter etwas deformiert, eine Gitterschwingung (Phonon) anregt und dadurch ein zweites Elektron ein wenig anzieht. Diese durch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung schwach anziehende Kraft ist etwas grösser als die abstoßende elektrostatische Kraft zwischen den Elektronen. Die Paarbildung hängt jedoch stark von der Temperatur ab. Nur unterhalb der Sprungtemperatur T_c kann Supraleitung auftreten, da oberhalb T_c die thermischen Gitterschwingungen die Bildung von stabilen Cooper-Paaren verhindern. Die in der GL-Theorie phänomenologisch eingeführte Kohärenzlänge ξ ist im Rahmen der BCS-Theorie nichts anderes als ein Mass für den Abstand zwischen den Elektronen eines Cooper-Paares, bzw. die kleinste räumliche Distanz, über die sich elektronische Eigenschaften im Supraleiter ändern können.

Konventionelle Supraleiter haben relativ tiefe Sprungtemperaturen $T_c \approx 5 - 20$ K. Die BCS-Theorie besagt, dass T_c umso höher ist, je stärker die Elektron-Phonon-Wechselwirkung ist. Eine starke Wechselwirkung der Elektronen mit den Gitterschwingungen hat aber oberhalb T_c , im sogenannten normalleitenden Zustand, einen hohen elektrischen Widerstand zur Folge. Dies erklärt, warum im Allgemeinen schlechte Normalleiter (z. B. Blei) gute Supraleiter sind und gute Normalleiter (z. B. Kupfer) nicht.

3 MAGNETISCHE PHASEN IN KONVENTIONELLEN SUPRALEITERN

Wie oben besprochen, ist ein Supraleiter durch zwei fundamentale Längen, die Eindringtiefe λ und die Kohärenzlänge ξ , gekennzeichnet. Je nach Grösse des GL-Parameters $\kappa = \lambda/\xi$ unterscheidet sich das Verhalten eines Supraleiters in einem äusseren Magnetfeld. Wenn $\kappa < 0.71$ spricht man von einem Supraleiter vom Typ I. Zu diesem Typ gehören die meisten einfachen Metalle, die im Allgemeinen erst bei tiefen Temperaturen supraleitend werden (z. B. Blei : $T_c = 7.2$ K). Erreicht das äussere Magnetfeld B einen materialspezifisch kritischen Wert $B_c(T)$, so dringt das Magnetfeld in den Supraleiter ein und zerstört die Supraleitung. Da Typ-I-Supraleiter relativ kleine kritische Felder $B_c(T)$ haben, eignen sich diese Materialien für die meisten technischen Anwendungen

nicht. Supraleiter mit einem GL-Parameter $\kappa > 0.71$ sind vom Typ II. Zu dieser Klasse gehören beispielsweise Niob ($T_c = 9.2$ K), die meisten Legierungen, organische Supraleiter und die Hochtemperatur-Supraleiter (HTSL). Da $\lambda > \xi$, wird in diesen Materialien die Supraleitung nicht zerstört, auch wenn der Supraleiter teilweise von einem starken äusseren Magnetfeld durchdrungen wird. Erst wenn das Magnetfeld einen relativ hohen kritischen Wert übersteigt, bricht die Supraleitung zusammen. Typ-II-Supraleiter können daher grosse Ströme verlustfrei transportieren, was für viele technische Anwendungen notwendig ist.

Im Folgenden wollen wir das magnetische Verhalten eines Typ-II-Supraleiters diskutieren. Mit Hilfe der GL-Theorie konnte Abrikosov in den fünfziger Jahren zeigen, dass ein Typ-II-Supraleiter, je nach Temperatur T und äusserem Magnetfeld B , drei verschiedene magnetische Zustände einnehmen kann, die man anschaulich in einem B - T -Phasendiagramm darstellen kann (Abb. 1a). Für Temperaturen $T < T_c$ und für ein äusseres Magnetfeld B kleiner als das untere kritische Feld $B_{c1}(T)$ wird das Feld vollständig aus dem Inneren des Supraleiters verdrängt (Meissner-Ochsenfeld-Effekt). Diese Phase wird als Meissner-Phase bezeichnet. Im Bereich $B_{c1}(T) < B < B_{c2}(T)$ (oberes kritisches Feld) tritt eine gemischte Phase auf. Die Probe bleibt zwar supraleitend, es dringt aber magnetischer Fluss teilweise in die Probe ein. Im Jahre 1957 hat Abrikosov vorausgesagt, dass der magnetische Fluss in Form von quantisierten Flusslinien, welche in einem regulären hexagonalen Gitter angeordnet sind, den Supraleiter durchdringt (Abb. 2a). Aus quantenphysikalischen Gründen trägt jede Flusslinie ein elementares Flussquantum $\Phi_0 = h/2e$, wobei h die Plancksche Konstante und e die Elementarladung bedeuten. Die Grösse $2e$ im Flussquantum Φ_0 bringt zum Ausdruck, dass die supraleitenden Ladungsträger Cooper-Paare sind. Die Eigenschaften einer einzelnen Flusslinie sind durch die Kohärenzlänge ξ und die Eindringtiefe λ bestimmt (Abb. 2b). Eine Flusslinie hat einen zylinderförmigen normalleitenden Kern mit einem Radius von ungefähr ξ . Um den Kern fliesst ein supraleitender Kreisstrom j_s , der den magnetischen Fluss am Eindringen in den supraleitenden Bereich hindert (Abb. 2b). Diese Kreisströme erzeugen ein Magnetfeld, das von der Flusslinienachse her mit λ abklingt (Abb. 2b). Das Flussliniengitter wurde 1967 von Träuble und Essmann mit Hilfe eines Dekorations-experimentes erstmals direkt nachgewiesen. Mit dieser Methode werden die an der Oberfläche der supraleitenden Probe austretenden Flusslinien mit sehr feinen Eisenpartikeln markiert. Das so entstandene Muster kann dann im Elektronenmikroskop betrachtet werden. In den letzten Jahren ist es ge-

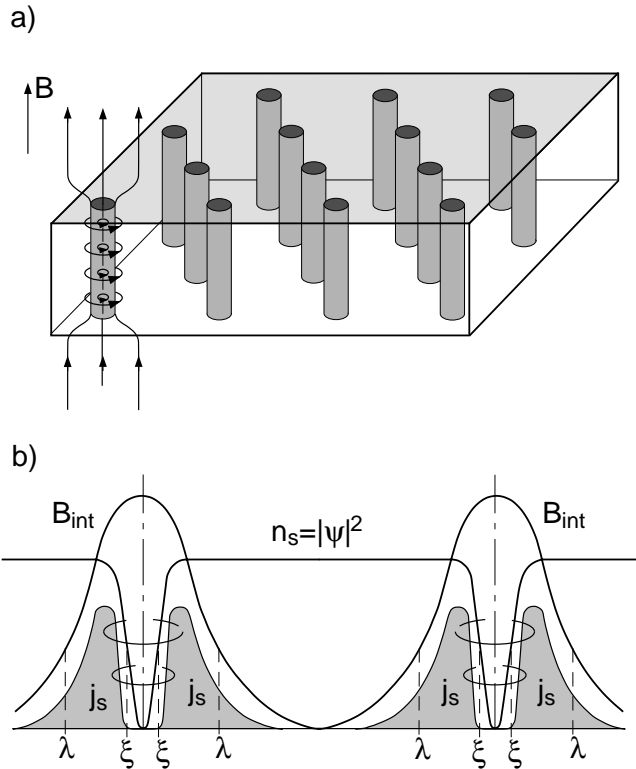


Abb. 2. (a) Schematische Darstellung des regulären Flussliniengitters in einem Typ-II-Supraleiter. Jede magnetische Flusslinie (graue Zylinder) trägt ein elementares Flussquantum Φ_0 . Magnetfeld und Supraströme sind für eine Flusslinie gezeichnet. (b) Örtliche Variation der magnetischen Flussdichte B_{int} , der supraleitenden Ladungsdichte $n_s = |\Psi|^2$ und der Supraströmdichte j_s in einem Supraleiter mit Flussliniengitter (ebener Schnitt durch zwei Flusslinien).

Fig. 2. (a) Schematic representation of the regular flux-line lattice in a type-II superconductor: Each magnetic flux line (grey cylinders) carries an elementary flux quantum Φ_0 . Magnetic field and superconducting current density are shown for one flux line. (b) Spatial variation of the magnetic flux density B_{int} , the superconducting carrier density $n_s = |\Psi|^2$, and the superconducting current density j_s in a superconductor with a flux-line lattice (planar cut through two flux lines).

lungen, das Flussliniengitter auch mittels Rastertunnelmikroskopie zu beobachten. Wird das obere kritische Magnetfeld $B_{c2}(T)$ überschritten, so verschwindet die Supraleitung, und der Supraleiter geht in die normalleitende Phase über (Abb. 1a). Wie kann man diesen Übergang verstehen? Mit zunehmendem äusseren Magnetfeld B wird der Abstand zwischen den Flusslinien immer kleiner, bis sich schliesslich die normalleitenden Kerne der Flusslinien bei $B_{c2}(T)$ so stark überlappen, dass keine supraleitenden Bereiche mehr übrig bleiben und die Probe normalleitend wird.

Das Auftreten eines Flussliniengitters in einem idealen defektfreien Supraleiter bringt ein intrinsisches Problem mit

sich, wenn ein Transportstrom senkrecht zum äusseren Magnetfeld durch die Probe fliesst. Der Strom übt nämlich eine Lorentzkraft auf das Flussliniengitter aus, so dass dieses senkrecht zum Magnetfeld und zum Strom eine Driftbewegung ausführt (Abb. 3a). Diese Driftbewegung verbraucht Energie und verursacht daher einen elektrischen Widerstand. Ein idealer Typ-II-Supraleiter in der gemischten Phase könnte also keinen elektrischen Strom ohne Widerstand transportieren. Das unerwünschte Phänomen der Flusslinienbewegung kann durch den Einbau von Defekten (Verunreinigung mit Fremdatomen) im Kristallgitter des Supraleiters unterdrückt werden. An diesen Defekten, auch Haftzentren genannt, können die Flusslinien sozusagen fest verankert werden (Abb. 3b). Diese Verankerung verhindert die Flusslinienbewegung, solange die Stromdichte j einen kritischen Wert j_c nicht überschreitet. Die kritische Stromdichte j_c ist eine weitere wichtige Grösse für einen Supraleiter, die ausser vom Material auch von der Temperatur und von der Magnetfeldstärke abhängt. Paradoxiere Weise sind also gerade die «schmutzigsten» Supraleiter diejenigen, die den grössten verlustfreien Strom tragen können.

4 MAGNETISCHE PHASEN IN HOCHTEMPERATUR-SUPRALEITERN

Schon bald nach der Entdeckung der HTSL haben experimentelle Untersuchungen gezeigt, dass HTSL in einem äusseren Magnetfeld ein aussergewöhnliches Verhalten zeigen, das sich mit dem für Tieftemperatur-Supraleiter (TTSL) gültigen Modell von Abrikosov nicht beschreiben lässt (BISHOP et al., 1993; BLATTER et al., 1994; CRABTREE UND NELSON, 1997). So ist beispielsweise der elektrische Widerstand des stark anisotropen HTSL $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ in einem moderaten Magnetfeld von 10 Tesla erst bei tiefen Temperaturen (≈ 30 K) weit unterhalb von $T_c \approx 85$ K kleiner als derjenige von hochreinem Kupfer. Die vorteilhaften supraleitenden Eigenschaften der HTSL scheinen also bereits in einem Magnetfeld weit unterhalb der oberen kritischen Feldstärke B_{c2} verlorenzugehen. Das B-T-Phasendiagramm eines HTSL unterscheidet sich daher erheblich von dem eines konventionellen Typ-II-Supraleiters (Abb. 1). Damit wir die Gründe dafür besser verstehen können, wollen wir zunächst ein paar besondere Eigenschaften der HTSL beleuchten.

Das Ausgangsmaterial aller HTSL sind Kupferoxid-Verbindungen, in welchen man a priori eigentlich keine Supraleitung erwarten würde. Die Mutterverbindung ist ein antiferromagnetischer Isolator, der nur durch geeignete Dotierung mit beweglichen elektrischen Ladungsträgern metal-

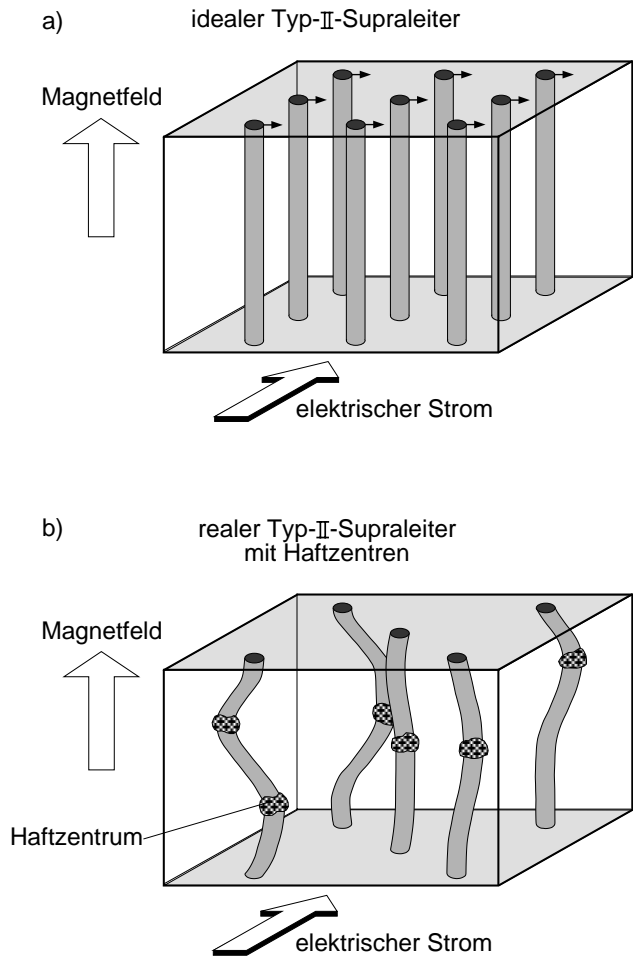


Abb. 3. (a) In einem idealen Typ-II-Supraleiter übt ein elektrischer Strom eine Lorentzkraft auf die Flusslinien aus, so dass diese eine Driftbewegung erfahren, welche zu Dissipation im Supraleiter führt (endlicher elektrischer Widerstand). (b) In einem realen Typ-II-Supraleiter sind die Flusslinien an Defekten (Haftzentren) fest verankert. Diese Verankerung verhindert eine dissipative Flusslinienbewegung, solange die Stromdichte j einen kritischen Wert j_c nicht überschreitet.

Fig. 3. (a) In an ideal type-II superconductor an electrical current gives rise to a Lorentz force on the flux lines, leading to flux-line motion with dissipation (finite electrical resistance). (b) In a real type-II superconductor the flux lines are pinned at defects (pinning centers). The flux pinning hinders dissipative flux-line motion, as long as the current density j does not exceed a critical value j_c .

lisch und unterhalb der Sprungtemperatur T_c supraleitend wird. Die ausgeprägte Schichtstruktur der HTSL ist aufgebaut aus elektrisch leitenden Schichten aus Kupferoxid (CuO_2 -Ebenen), die durch isolierende Schichten aus anderen Oxiden voneinander getrennt sind (Abb. 4). Die CuO_2 -Schichten können je nach Typ des HTSL aus einer, zwei oder

gar drei leitenden CuO_2 -Ebenen bestehen. Durch Dotieren entstehen in den isolierenden Oxidlagen Reservoirs von beweglichen elektrischen Ladungen, die in die benachbarten CuO_2 -Ebenen transferiert werden und diese elektrisch leitend machen. In diesen untereinander nur schwach gekoppelten CuO_2 -Schichten spielt sich die Supraleitung ab. Diese neuartigen Materialien haben sehr ungewöhnliche metallische Eigenschaften. Die aussergewöhnlichste ist eben, dass sie bei sehr hohen Sprungtemperaturen bis $T_c \approx 130$ K supraleitend werden. Sie unterscheiden sich auch durch andere Eigenschaften von den herkömmlichen TTSL. Ein Vergleich einiger für die Supraleitung wichtiger Parameter ist in Tab. 1 zusammengestellt. HTSL haben im Gegensatz zu konventionellen TTSL eine extrem kleine Kohärenzlänge ξ und eine sehr grosse Eindringtiefe λ , d. h. HTSL sind extreme Typ-II-

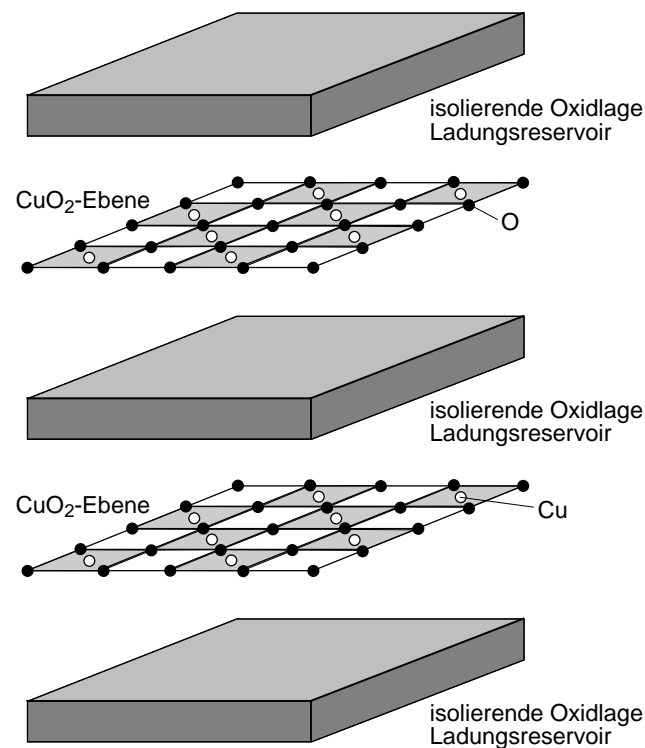


Abb. 4. Schematischer Aufbau eines Hochtemperatur-Supraleiters. Die ausgeprägte Schichtstruktur ist aufgebaut aus elektrisch leitenden Lagen aus Kupferoxid (CuO_2 -Ebenen), die durch isolierende Lagen aus anderen Oxiden voneinander getrennt sind. Diese dienen als Ladungsreservoirs für die leitenden CuO_2 -Ebenen, in welchen die Supraleitung stattfindet.

Fig. 4. Schematic structure of a high-temperature superconductor. The pronounced layered structure consists of electrically conducting sheets of copper oxide (CuO_2 -planes), which are separated from each other by insulating sheets of other oxides. The insulating sheets serve as charge reservoirs for the conducting CuO_2 -planes in which superconductivity takes place.

Supraleiter mit $\kappa = \lambda/\xi \gg 1$. Ausserdem sind die HTSL wegen der ausgeprägten Schichtstruktur extrem anisotrope Supraleiter mit einem Anisotropieparameter $\gamma \gg 1$ (Tab. 1). Der Anisotropieparameter γ ist das Verhältnis der Eindringtiefen für supraleitende Ladungsträger, die senkrecht bzw. parallel zu den CuO_2 -Ebenen fliessen. Für $\gamma \gg 1$ findet die Supraleitung bevorzugt in den CuO_2 -Ebenen statt.

Wie wir in Abschnitt 2 gesehen haben, liefert die BCS-Theorie eine umfassende mikroskopische Beschreibung der Supraleitung in den konventionellen TTSL. Hingegen gibt es bis heute noch keine befriedigende mikroskopische Theorie, welche den Mechanismus der Hochtemperatur-Supraleitung beschreiben kann. Insbesondere können im Rahmen der klassischen BCS-Theorie die in den HTSL erreichten aussergewöhnlich hohen Sprungtemperaturen ($T_c \approx 100$ K) nicht erklärt werden. In diesem Artikel können wir leider auf diese interessante Problematik nicht näher eingehen.

Die Ursache des ungewöhnlichen magnetischen Verhaltens der HTSL ist auf die besonderen mechanischen und thermischen Eigenschaften der Flusslinien zurückzuführen (BLATTER et al., 1994; CRABTREE und NELSON, 1997). Aufgrund der mechanischen Spannung haben die Flusslinien bei einer seitlichen Auslenkung aus ihrer Ruhelage die Tendenz sich zusammenzuziehen – ähnlich wie ein an beiden Enden fest eingespanntes Gummiband, das seitlich ausgelenkt wird. Der entspannte Zustand entspricht minimaler Energie. Die Flusslinien sind – wie die Atome in einem Kristallgitter – thermischen Schwankungen unterworfen, wodurch sie wegen der seitlichen Auslenkung gedehnt werden. Dieser Dehnung wirkt aber die mechanische Spannung der Flusslinien entgegen, welche die Flusslinien in die entspannte Gleichgewichtslage zurückführen möchte. Die elastischen Eigenschaften einer Flusslinie hängen von der Kohärenzlänge ξ und der Eindringtiefe λ ab. Je kleiner ξ und je grösser λ , desto

Tab. 1. Einige wichtige physikalische Parameter für einen Tieftemperatur-Supraleiter (Niob) und einen Hochtemperatur-Supraleiter ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$).

Tab. 1. Some important physical parameters for a low-temperature superconductor (niobium) and for a high-temperature superconductor ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$).

Eigenschaft	Niob	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$
Sprungtemperatur T_c (K)	9	85
Eindringtiefe λ (nm)	30	180
Kohärenzlänge ξ (nm)	40	1,5
GL-Parameter $\kappa = \lambda/\xi$	0,75	120
Anisotropieparameter γ	1	> 150

weicher sind die Flusslinien, d. h. desto leichter werden sie durch thermische Schwankungen aus ihrer Ruhelage ausgelenkt, und zwar umso mehr, je höher die Temperatur ist. Für anisotrope Supraleiter sind die mittleren Auslenkungen um den Faktor γ grösser als für einen isotropen Supraleiter. Vergleicht man die relevanten Parameter ξ , λ und γ für einen TTSL mit denjenigen eines HTSL (Tab. 1), so stellt man nach obigen Betrachtungen fest, dass die Flusslinien in HTSL im Gegensatz zu TTSL eine sehr geringe mechanische Spannung aufweisen und daher extrem biegsam sind. Zudem sind die Flusslinien wegen den hohen Sprungtemperaturen ($T_c \approx 100$ K) starken thermischen Fluktuationen unterworfen. Diese ungewöhnlichen Eigenschaften der Flusslinien bestimmen das B-T-Phasendiagramm von HTSL, das in der gemischten Phase von demjenigen eines konventionellen Typ-II-Supraleiters erheblich abweicht. In Abb. 1b ist das stark vereinfachte B-T-Phasendiagramm eines extrem anisotropen HTSL (z. B. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$) dargestellt. Für hinreichend tiefe Temperaturen, d. h. im Bereich $B_{c1}(T) < B < B_m(T)$, sind die Flusslinien an den natürlichen Haftzentren im Supraleiter fest verankert, da die thermischen Schwankungen nicht ausreichen, sie von den Verankerungen zu befreien. In diesem Bereich des Phasendiagramms (Flusslinien-Festkörper) bilden die Flusslinien ein festes reguläres Abrikosov-Gitter, und der Supraleiter kann einen Transportstrom $j < j_c$ verlustfrei tragen. Erreicht die Temperatur einen bestimmten Wert T_m , der bei grossen äusseren Magnetfeldern weit unterhalb von T_c liegt, so sind die thermischen Fluktuationen der Flusslinien so gross, dass sie sich «schlagartig» aus ihren Verankerungen befreien können. Das Flussliniengitter schmilzt sozusagen wie ein Stück Eis, wenn die thermischen Fluktuationen der Wassermoleküle zu stark werden. Für das Schmelzen des Flussliniengitters gilt das sogenannte Lindemann-Kriterium: Bei der Schmelztemperatur T_m haben die thermischen Schwankungen der Flusslinien einen bestimmten Bruchteil (5 bis 20%) des mittleren Abstandes der Flusslinien im Gitter erreicht. T_m hängt stark vom äusseren Magnetfeld ab. Im B-T-Phasendiagramm (Abb. 1b) wird dies durch die Schmelzlinie $B_m(T)$ ausgedrückt, welche die feste Phase (FL-Festkörper) von der flüssigen Phase (FL-Flüssigkeit) trennt. In der flüssigen Phase können sich die Flusslinien – ähnlich wie die Wassermoleküle im Wasser – frei bewegen, da sie von den Haftzentren völlig losgelöst sind. Theoretiker haben vorgeschlagen, dass Flusslinien in HTSL als wechselwirkende «teilchenähnliche Objekte» betrachtet werden können, mit einem reichhaltigen Phasendiagramm, zusammengesetzt aus verschiedenen FL-Phasen (BLATTER et al., 1994; CRABTREE UND NELSON, 1997). Im Gegensatz zu einer herkömmlichen

Flüssigkeit (z. B. Wasser) sind die «Teilchen» in einer FL-Flüssigkeit nicht punktförmige Atome oder Moleküle, sondern linienförmige Objekte – ähnlich wie «gekochte Spaghetti».

Das Schmelzen des Flussliniengitters konnte mit verschiedenen experimentellen Methoden nachgewiesen werden (BISHOP et al., 1993; LEE et al., 1993; CRABTREE UND NELSON, 1997). Erste Evidenz für dieses Phänomen wurde im elektrischen Widerstand von hochreinem $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ gefunden. In der flüssigen Phase ist der elektrische Widerstand wegen der Driftbewegung der Flusslinien gross. Bei der Schmelztemperatur T_m «gefrieren» die Flusslinien zu einem festen Gitter. Sie sind an den Haftzentren fest verankert, und der elektrische Widerstand fällt bei T_m abrupt auf null. Als weiteres Beispiel sei ein Ergebnis unserer Forschungsgruppe erwähnt. Mit Hilfe der Myon-Spin-Rotation- (μSR)-Methode ist es uns erstmals gelungen, das Schmelzen des Flussliniengitters im HTSL $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ auf mikroskopischer Ebene zu beobachten (LEE et al., 1993). Mit der μSR -Methode kann die lokale Magnetfeldverteilung $p(B)$, welche aufgrund der räumlichen Verteilung der Flusslinien im Innern des Supraleiters entsteht, direkt gemessen werden. Der Schmelzvorgang äussert sich in einer abrupten Formänderung von $p(B)$ bei T_m , wenn der Supraleiter von der festen in die flüssige Phase übergeht, was auf einen Phasenübergang erster Ordnung hindeutet. Schliesslich haben Messungen der spezifischen Wärme am HTSL $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ eindeutig gezeigt, dass das Schmelzen des Flussliniengitters mit latenter Wärme verbunden ist und damit ein Phasenübergang erster Ordnung vorliegt (CRABTREE UND NELSON, 1997).

Gemäss den obigen Betrachtungen wirkt sich die flüssige Phase sehr nachteilig auf die Supraleitung aus. Fliessen nämlich ein Transportstrom senkrecht zum äusseren Magnetfeld durch die Probe, so führen die Flusslinien eine Driftbewegung aus, welche mit einem Energieverlust und daher mit einem endlichen elektrischen Widerstand verbunden ist. Für extrem anisotrope HTSL wie beispielsweise $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ($\gamma > 100$) kann die flüssige Phase (FL-Flüssigkeit) sogar einen wesentlich grösseren Teil im B-T-Phasendiagramm einnehmen als die feste Phase (FL-Festkörper), was natürlich für technische Anwendungen trotz der hohen Sprungtemperatur sehr hinderlich ist. Ein wichtiges Ziel der gegenwärtigen Forschung ist es, diesem Nachteil durch gezielte Massnahmen zu begegnen. So können beispielsweise im Supraleiter durch Beschuss mit hochenergetischen Ionen zylindrische Defekte erzeugt werden, welche den Flusslinien als künstliche Haftzentren dienen, vorausgesetzt das Magnetfeld ist parallel zu den Defekten. In derartig behandelten

Materialien konnte die kritische Stromdichte erheblich erhöht und die Schmelzlinie $B_m(T)$ zu weit höheren Temperaturen verschoben werden, beides technologisch wichtige Voraussetzungen. Allerdings ist diese Behandlungsmethode grosstechnologisch kaum einsetzbar. Hingegen könnten die supraleitenden Eigenschaften kleinerer HTSL-Komponenten (z. B. Sensoren) mit dieser Methode durchaus verbessert werden.

5 AUSBLICK

Obwohl in den letzten Jahren wesentliche und vielversprechende Fortschritte im Bereich technischer Anwendungen von HTSL erzielt wurden (MÜLLER, 1996), enthält die Physik der HTSL noch viele offene Fragen prinzipieller Art, welche nicht zuletzt auch für Anwendungen von Bedeutung sind. Ein aktuelles Thema ist das Studium von magnetischen Flusslinien in HTSL, welches zu einem eigenständigen Forschungsgebiet der Physik der kondensierten Materie geworden ist (BLATTER et al., 1994; CRABTREE UND NELSON, 1997). Bis heute gibt es noch keine umfassende mikroskopische Theorie, welche die Ursache der Hochtemperatur-Supraleitung befriedigend erklären kann, obschon sich viele namhafte Wissenschaftler mit dieser fundamentalen Frage befassen. Das Lösen dieser anspruchsvollen Aufgabe ist zurzeit zweifellos eine der grössten Herausforderungen der modernen Physik. Nicht zuletzt ist es für eine Weiterentwicklung des Gebietes wichtig, dass neue Herstellungsmethoden entwickelt werden, welche die Präparation von Materialien mit «massgeschneiderten» Eigenschaften ermöglichen, oder gar zur Entdeckung neuer Supraleiter führen.

6 DANK

Der Autor möchte allen Mitgliedern der Forschungsgruppe «Supraleitung und Magnetismus» der Universität Zürich für ihre fruchtbare Zusammenarbeit und dem Schweizerischen Nationalfonds für die finanzielle Unterstützung danken. Dank gebührt auch J. Roos und A. Thellung für die sorgfältige Durchsicht des Manuskripts und die wertvollen Verbesserungsvorschläge.

7 LITERATUR

- BEDNORZ, J.G. & MÜLLER, K.A. 1986. Possible High T_c Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System. – *Z. Phys. B – Condensed Matter* 64, 189–193.
- BISHOP, D.J., GAMMEL, P.L. & HUSE, D.A. 1993. Magnetisches Verhalten von Hochtemperatur-Supraleitern. – *Spektrum der Wissenschaft* (April 1993), 46–53.
- BLATTER, G., FEIGEL'MAN, M.V., GESHKENBEIN, V.B., LARKIN, A.I. & VINOKUR, V.M. 1994. Vortices in high-temperature superconductors. – *Rev. Mod. Phys.* 66, 1125–1388.
- CRABTREE, G.W. & NELSON, D.R. 1997. Vortex Physics in High-Temperature Superconductors. – *Physics Today* (April 1997), 38–45.
- LEE, S.L., ZIMMERMANN, P., KELLER, H., WARDEN, M., SAVIC, I.M., SCHAUWECKER, R., ZECH, D., CUBITT, R., FORGAN, E.M., KES, P.H., LI, T.W., MENOVSKY, A.A. & TARNAWSKI, Z. 1993. Evidence for Flux-Lattice Melting and a Dimensional Crossover in Single-Crystal $\text{Bi}_{2.15}\text{Sr}_{1.85}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ from Muon Spin Rotation Studies. – *Phys. Rev. Lett.* 71, 3862–3865.
- MÜLLER, K.A. 1996. Kürzliche Fortschritte im Bereich der Hochtemperatur-Supraleitung. – *Mensch und Natur, Festschrift zur 250-Jahr-Feier der Naturf. Gesell. in Zürich*, Druck und Verlag: KO-PRINT AG, Alpnach Dorf, pp. 119–126.

Prof. Dr. Hugo Keller, Physik-Institut, Universität Zürich-Irchel, Winterthurerstrasse 190, CH-8057 Zürich
E-Mail: keller@physik.unizh.ch; Home page: <http://www.physik.unizh.ch/groups/groupkeller/>