

Marko Herrmann

**Einfluss von Präparation und Dotierung
auf die supraleitenden Eigenschaften in
mechanisch legiertem Magnesiumdiborid**



Cuvillier Verlag Göttingen

Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag

**Einfluss von Präparation und Dotierung auf
die supraleitenden Eigenschaften in
mechanisch legiertem Magnesiumdiborid**

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Marko Herrmann
geboren am 22.04.1979 in Dresden

an der
der Fakultät Maschinenwesen
der Technischen Universität Dresden
2009

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen: Cuvillier, 2009
Zugl.: (TU) Dresden, Univ., Diss., 2009

978-3-86955-010-7

Eingereicht am: 2. Dezember 2008

Tag der Verteidigung: 17. April 2009

1. Gutachter: Prof. L. Schultz
2. Gutachter: Prof. J. Eckert
3. Gutachter: Dr. W. Goldacker

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2009

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlags ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2009

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86955-010-7

Inhaltsverzeichnis

1	MgB₂ – bekanntes Material, neuer Supraleiter	1
2	Eigenschaften von Magnesiumdiborid und Grundlagen der Supraleitung	5
2.1	Das Stoffsystem Mg-B	6
2.2	Kristallographische Eigenschaften	7
2.3	Bandstruktur und Zweiband-Supraleiter	7
2.4	Grundlagen der Supraleitung	8
2.4.1	Phasendiagramm der Typ-II Supraleitung	8
2.4.2	Die Shubnikov-Phase	9
2.4.3	Phasengrenzenergie	10
2.4.4	Flussschlauchverankerung	11
3	Probenpräparation und Charakterisierungsverfahren	17
3.1	Mechanisches Legieren	18
3.1.1	Grundlagen	18
3.1.2	Verwendete Mahlparameter	21
3.1.3	Eigenschaften von mechanisch legiertem MgB ₂ -Pulver	21
3.2	Phasenbildung und -zusammensetzung	24
3.2.1	Pulverkompaktierung	24
3.2.2	Thermische Analyse mittels Kalorimetrie	25
3.2.3	Charakterisierung mittels Röntgenstrahlung	26
3.2.4	Chemische Analyse	28
3.3	Untersuchung der Mikrostruktur	29
3.3.1	Lichtmikroskopie	29
3.3.2	Elektronenmikroskopie	29
3.4	Elektrische Transporteigenschaften	31
3.4.1	Transportmessungen am PPMS	31
3.4.2	Testardi-Korrelation und Rowell-Analyse	32
3.4.3	Transportmessungen an Bandproben	33
3.5	Magnetisierungsmessung an Massivproben	34
4	Einfluss der Präparation	37
4.1	Variation der Ausgangszusammensetzung	38
4.1.1	Strukturelle Charakterisierung der mechanisch legierten Pulver	38
4.1.2	Strukturelle Charakterisierung der Massivproben	42
4.1.3	Elektrische Transporteigenschaften	46
4.1.4	Magnetische Eigenschaften und kritische Stromdichte	50
4.1.5	Zusammenfassung	51

4.2	Qualität der Borpulver	52
4.2.1	Charakterisierung der Borpulver	52
4.2.2	Mechanisch legierte Precursoren	55
4.2.3	Heißgepresste Massivproben	58
4.2.4	Zusammenfassung	65
5	Dotierung mit Kohlenstoff	67
5.1	Charakteristika der Kohlenstoffzusätze	71
5.2	Phasenbildung und Mikrostruktur	72
5.3	Tatsächlicher Kohlenstoffgehalt: Addition oder Substitution?	81
5.4	Elektrische Transporteigenschaften	85
5.4.1	Spezifischer Widerstand	85
5.4.2	Kritische Temperatur	88
5.4.3	Irreversibilitätsfeld und oberes kritisches Feld	91
5.5	Kritische Stromdichte	95
5.6	Wirkmechanismus: gesteigertes Pinning oder erhöhtes H_{c2} ?	98
5.7	Zusammenfassung	100
6	MgB₂-Einkernleiter mit nanostrukturiertem Kohlenstoff	103
6.1	Das Pulver-im-Rohr Verfahren (PIT)	104
6.2	Leiterpräparation	107
6.3	Phasenbildung	108
6.4	Mikrostruktur	109
6.5	Elektrische Transporteigenschaften	111
6.6	Zusammenfassung	116
7	Zusammenfassende Diskussion und Ausblick	119
	Literaturverzeichnis	125
	Veröffentlichungen und Patente	140
	Danksagung	143

Kapitel 1

MgB₂ –

bekanntes Material, neuer Supraleiter

„Auch wenn MgB₂ nicht der heilige Gral der angewandten Supraleitung ist, so hat dieses Material zum jetzigen Zeitpunkt das Potential wichtige Anwendungen zu realisieren.“

P. Komarek

Die Entdeckung der Supraleitung in Magnesiumdiborid durch Nagamatsu *et al.* [Nag01] im Jahr 2001 überraschte die wissenschaftliche Gemeinschaft nachhaltig. Diese intermetallische Phase mit vergleichsweise simpler, hexagonaler Struktur zeigt mit 39 K die bislang höchste Sprungtemperatur für binäre Systeme.

Viel erstaunlicher ist jedoch die Tatsache, dass es sich bei MgB_2 keineswegs um eine bis dato unbekannte Verbindung handelte. Schon 1953 entdeckten Russell *et al.* [Rus53] die Existenz von MgB_2 im Rahmen einer röntgenographischen Untersuchung am Magnesium-Bor-System.

Es dauerte weitere 50 Jahre bis die Entdeckung der Supraleitung in Magnesiumdiborid einen erneuten Ansturm des Interesses auf dem Gebiet der Tieftemperatursupraleitung entfachte, in dessen Folge eine Vielzahl von Verbindungen mit ähnlicher Struktur untersucht wurde, die allerdings hinter den Eigenschaften von MgB_2 zurückblieben [Buz01].

Zeitnah wurde der Einsatz von MgB_2 -Bandleitern für technische Anwendungen diskutiert und erste Möglichkeiten der Herstellung demonstriert [Jin01, Buz01, Glo01, Gol01, Gra01]. Gegenüber der Präparation von dünnen Schichten [Eom01, Kom02] und alternativen Ansätzen zur Herstellung von MgB_2 -Filamenten über eine Mg-Diffusion in Bordröhren [Can01, Wil05] hat sich die Pulver-im-Rohr-Technologie als Standardmethode für die Leiterherstellung etabliert [Buz01, Flü03]. Dieses bereits von der Herstellung anderer Supraleiter, wie z. B. BSCCO oder Nb_3Sn , bekannte Verfahren befindet sich derzeit auf einem technologisch sehr ausgereiften Stand, so dass für die Produktion von MgB_2 -Leitermaterialien im km-Maßstab keine grundlegenden Probleme bestehen [Lar01a].

Es stellt sich also die Frage, ob MgB_2 auf dem wachsenden Markt der angewandten Supraleitung eine zentrale Rolle einnehmen kann, oder nur ein Nischenprodukt darstellt [Iwa06]. Momentan werden MgB_2 -Leitermaterialien sowohl in kleineren Anwendungen, z.B. als Stromzuführung am Röntgenspektrometer des japanischen Suzaku-Satelliten oder Füllstandssensoren für Tanks mit flüssigem Wasserstoff [Sch06b], als auch im größeren Maßstab als Spulenmaterial in Magnetresonanztomographen [Mod08] eingesetzt. Um erfolgreich zu sein, müssen MgB_2 -Leiter in erster Linie das Potential aufweisen, die derzeit angewandten Tieftemperatursupraleiter auf Nb-Basis ersetzen und darüber hinaus mit den Hochtemperatursupraleitern, z. B. BSCCO und YBCO konkurrieren zu können. Dies kann auf der Basis von anwendungsspezifischen Eigenschaften und/oder unter ökonomischen Aspekten geschehen [Xu08].

Erste Vorteile von MgB_2 gegenüber anderen Supraleitern liegen in den geringen Materialkosten und der technologisch einfachen Herstellung. Die daraus erwachsende ökonomische Attraktivität wiegt gleichzeitig den geringen Mehraufwand der erhöhten Kühlkosten gegenüber den Hochtemperaturmaterialien auf. Darüber hinaus können Anwendungen mit MgB_2 -Bandleitern im Temperaturbereich zwischen 15 und 25 K betrieben werden. Der damit

verbundene Einsatz von Kältemaschinen stellt einen weiteren Vorteil gegenüber den bislang angewandten Supraleitern auf Nb-Basis dar und verringert den Verbrauch von kryogenen Flüssigkeiten [Gur04, Xu08]. Die vergleichsweise große Kohärenzlänge macht MgB₂ weitestgehend unempfindlich für das in einigen Hochtemperatursupraleitern, z. B. YBCO, auftretende *weak-link* Verhalten an Korngrenzen [Lar01b, Flü03].

Nachteilig wirkt sich die in MgB₂ aufgrund des schichtartigen Aufbaus auftretende Anisotropie der kritischen Felder aus ($H_{c2}^{\parallel} / H_{c2}^{\perp} \approx 5 - 6$). Zwar ist diese im Vergleich zu einigen Hoch- T_c -Materialien ($H_{c2}^{\parallel} / H_{c2}^{\perp} > 20$) deutlich geringer, dennoch kann reines MgB₂ ($H_{c2}^{\perp} \approx 3,5$ T, $H_{c2}^{\parallel} \approx 18$ T) nicht als Konkurrenz zu den existierenden isotropen Hochfeld-Supraleitern NbTi ($T_c = 10$ K, $H_{c2}(4,2$ K) = 10 T) und Nb₃Sn ($T_c = 18$ K, $H_{c2}(4,2$ K) = 28 T) angesehen werden [Gur04].

Um das supraleitende Material MgB₂ in einen für Anwendungen nutzbaren technischen Leiter zu überführen, ist es notwendig, neben den kritischen Feldern auch die Stromtragfähigkeit des Materials zu verbessern. Durch das gezielte Einbringen von Streuzentren besteht die Möglichkeit, die supraleitenden Eigenschaften von MgB₂ deutlich zu steigern [Gur04]. Existierende Prototypen, u. a. in Form von Spulen, Strombegrenzern und allen voran der erste Magnetresonanztomograph in offener Bauweise, belegen das große Potential dieses Werkstoffes, aus dem gleichzeitig die Motivation der durchgeführten Untersuchungen erwächst. „Auch wenn MgB₂ nicht der heilige Gral der angewandten Supraleitung ist, so hat dieses Material zum jetzigen Zeitpunkt das Potential wichtige Anwendungen zu realisieren“ [Kom08].

Die vorliegende Arbeit, die im Rahmen des von der Europäischen Union geförderten HIPERMAG-Projektes zur Entwicklung und Verbesserung von MgB₂-Bandleitern entstanden ist, untersucht sowohl den Einfluss der Präparation, als auch eine mögliche Steigerung der supraleitenden Eigenschaften durch kohlenstoffhaltige Dotierungen. Ziel ist es, die auftretenden Struktur-Eigenschafts-Beziehungen genauer aufzuklären und dieses Wissen für eine weitere Verbesserung der Eigenschaften nutzbar zu machen.

Ausgehend von einer kurzen Vorstellung des Mg-B-Stoffsystems, sowie der Kristallographie und Bandstruktur von MgB₂ werden in Kapitel 2 grundlegende Aspekte der Typ-II Supraleitung dargelegt. Kapitel 3 ist der Probenpräparation und den verwendeten Charakterisierungsverfahren gewidmet, wobei genauer auf die Grundlagen des Mechanischen Legierens eingegangen wird und generelle Eigenschaften der damit hergestellten Pulver vorgestellt werden. Resultate zum Einfluss der Präparation auf die Eigenschaften von MgB₂ werden in Kapitel 4 untersucht, wobei die Schwerpunkte auf der Stöchiometrie der Einwaage und der Qualität der verwendeten Bor-Pulver liegen. Die Auswirkungen der Zugabe von Kohlenstoff zur Ausgangszusammensetzung sind Gegenstand von Kapitel 5. Die Übertragung dieser Ei-

enschaften auf die Präparation von C-dotierten MgB₂-Bandleitern schließt sich in Kapitel 6 an. Kapitel 7 fasst die erhaltenen Untersuchungsergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf aktuelle Fragestellungen.

Kapitel 2

Eigenschaften von Magnesiumdiborid und Grundlagen der Supraleitung

In diesem Kapitel werden zuerst die grundlegenden Eigenschaften von Magnesiumdiborid bezüglich der Kristall- und Elektronenstruktur vorgestellt. Anschließend wird ein kurzer Einblick in spezielle Aspekte der Grundlagen des supraleitenden Zustandes gegeben. Diese beschäftigen sich hauptsächlich mit der bei Supraleitern II. Art auftretenden Shubnikov-Phase und der für die Anwendung von MgB_2 besonders wichtigen Verankerung von Flussschläuchen.

2.1 Das Stoffsystem Mg-B

Wie aus dem Gleichgewichtsphasendiagramm hervorgeht, handelt es sich bei Magnesiumdiborid um eine sogenannte Strichphase, also eine intermetallische Phase mit extrem schmalen Existenzbereich hinsichtlich einer Variation der Stöchiometrie (Abb. 2.1). Bisherige Untersuchungen der MgB_2 -Phase an Ein- und Polykristallen [Hin02, Mor02, Ser01] ergaben eine mögliche Toleranz von bis zu 5% Mg-Leerstellen gegenüber der stöchiometrischen Zusammensetzung von 33,3 At.-% Magnesium und 66,7 At.-% Bor. Aufgrund der starken Bindungszustände innerhalb der Borschichten ist ein Bordefizit nicht zu erwarten [Mor02].

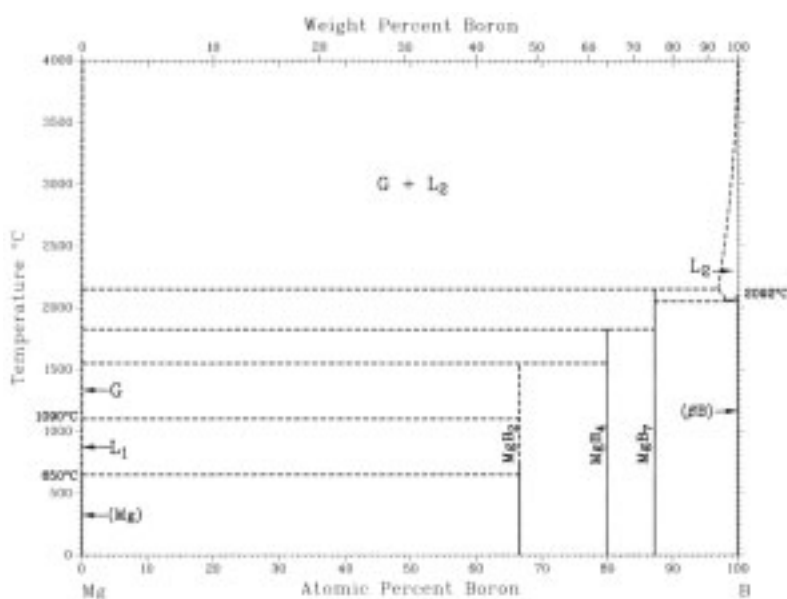


Abb. 2.1: Gleichgewichtsphasendiagramm des Stoffsystems Mg-B [Mas90].

Auf Abweichungen der Zusammensetzung von der exakten Stöchiometrie reagiert das Mg-B-System mit der Bildung von Sekundärphasen [Hin02, Liu01]. Im Falle von Mg-Überschuss liegt reines Magnesium als Nebenphase vor. Unterhalb von 1545°C ($p = 101,3 \text{ kPa}$) steht die MgB_2 -Phase mit festem ($T < 650^\circ\text{C}$), flüssigem ($650^\circ\text{C} < T < 1090^\circ\text{C}$) und gasförmigem Magnesium ($1090^\circ\text{C} < T$) im Gleichgewicht [Mas90, Liu01]. Bei Temperaturen oberhalb von 1545°C zerfällt es in höhere Boride und Magnesiumdampf.

Bei einem überstöchiometrischen Angebot an Bor wird die Bildung einer Vielzahl höherer Boride beobachtet (Abb. 2.1). Neben den verzeichneten borreichen Phasen MgB_4 und MgB_7 wurde ebenfalls über die Entdeckung weiterer Boride wie z. B. MgB_6 , MgB_9 oder MgB_{12} berichtet [Mar55]. Während die ersten Beiden bis heute nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden konnten, ist die Existenz von MgB_{12} und MgB_{20} mehrfach belegt [Bru02b, Sch06c, Pri07].

2.2 Kristallographische Eigenschaften

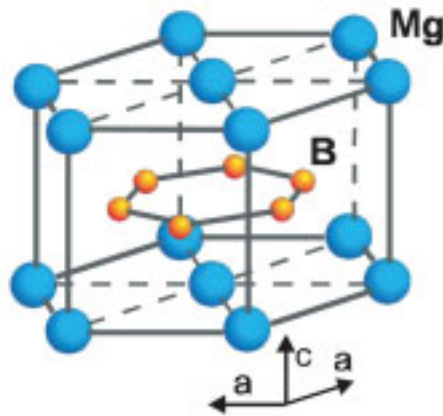


Abb. 2.2: Hexagonale AlB_2 -Struktur von MgB_2 [Buz01].

Magnesiumdiborid kristallisiert in der hexagonalen AlB_2 -Struktur in der Raumgruppe $P6/mmm$ mit den Gitterparameter $a = b = 0,3085$ nm und $c = 0,3523$ nm [Vil91, Buz01]. Es weist eine entlang der c -Achse abwechselnde Schichtfolge der Atomsorten auf (Abb. 2.2). Dabei bilden die B-Atome in der ab -Ebene eine Bienenwabenstruktur aus planaren kantenverknüpften Sechsringen, ähnlich der C-Atome des Graphits. Unter- und oberhalb der benzolartigen Ringzentren sind die Mg-Atome angeordnet.

2.3 Bandstruktur und Zweiband-Supraleiter

Obwohl die Bor-Ebenen des MgB_2 isoelektronisch zu den C-Schichten des Graphit aufgebaut sind, also über ein ausgedehntes π -Elektronensystem mit sp^2 -Hybridorbitalen verfügen, ergeben sich aus der kristallographischen Anordnung und den auftretenden Bindungsverhältnissen im MgB_2 völlig unterschiedliche elektrische Eigenschaften [Köh01].

Magnesiumdiborid weist gegenüber dem nicht-supraleitenden Graphit eine deutlich stärker ausgeprägte dreidimensionale Bandstruktur auf [Sou03]. Aus der Schichtstruktur ergibt sich eine deutliche elektronische Anisotropie [Flü03]. Innerhalb der Bor-Ebenen kommt es aufgrund der Ausbildung von p_{xy} -Orbitalen zu sehr starken σ -Bindungen. Dieses σ -Band weist eine Energielücke von etwa 6,8 meV bei 4 K auf und ist mit starker Elektron-Phonon-Kopplung gleichzeitig Hauptträger der Supraleitung [Sou03]. Die sich dazu senkrecht befindenden p_z -Orbitale des Bors werden von den Mg^{2+} -Ionen stabilisiert und bilden ein schwächeres π -Bindungssystem aus. Die Energielücke im π -Band beträgt etwa 1,8 meV bei 4 K [Cho02, Sou03]. Aufgrund dieser beiden auftretenden Energielücken am Fermi-niveau wird

MgB₂ auch als Zweiband-Supraleiter, beziehungsweise allgemeiner als unkonventioneller Supraleiter bezeichnet.

Auf Grundlage von Analysen der Bandstruktur im MgB₂-System vermuten Choi *et al.* [Cho02], dass analog zu MgB₂ schichtartig aufgebaute Materialien auf Basis von B, C und N mit teilgefüllten planaren Orbitalen vergleichbare oder sogar höhere Sprungtemperaturen aufweisen könnten, ohne dass dies bisher zu verifizieren war.

2.4 Grundlagen der Supraleitung

Zu Beginn der Supraleitungsforschung glaubte man, dass der unmessbar kleine spezifische Widerstand ($\rho < 10^{-25} \mu\Omega\text{cm}$) unterhalb der Sprungtemperatur T_c für die Beschreibung des supraleitenden Zustandes ausreichend sei. Für dessen thermodynamische Behandlung zeigte sich aber schnell, dass allein die Bedingung $R = 0$, je nach Versuchsführung, zu verschiedenen Zuständen führt und somit zur eindeutigen Beschreibung nicht ausreichend ist [Buc94].

Erst mit der Entdeckung des Meissner-Ochsenfeld-Effektes (1933) konnte der supraleitende Zustand genauer beschrieben werden. Demnach ist bei supraleitenden Materialien unterhalb der kritischen Temperatur T_c eine vollständige Verdrängung des magnetischen Flusses aus dem Inneren des Leiters zu verzeichnen [Mei33]. Somit zeigt ein Supraleiter, in nicht zu starken magnetischen Feldern ($B < B_c$), ein ideal diamagnetisches Verhalten (Suszeptibilität $\chi = -1$). Oberhalb von T_c durchdringen die Magnetfeldlinien den Supraleiter vollständig.

2.4.1 Phasendiagramm der Typ-II Supraleitung

Grundsätzlich unterscheidet man zwischen Supraleitern I. und II. Art. Die Elementsupraleiter gehören fast ausschließlich zu den Typ-I Supraleitern¹. Diese Gruppe ist dadurch gekennzeichnet, dass sich bei einem äußerem Magnetfeld mit der Flussdichte B_a eine negative Magnetisierung M im Material einstellt, sodass die innere Magnetflussdichte $B_i = 0$ ist (Meissner-Ochsenfeld-Effekt). Dieser feldfreie Zustand kann bis zum thermodynamisch kritischen Feld B_{cth} aufrecht erhalten werden. Bei Feldern $B_a > B_{cth}$ dringt das äußere Magnetfeld in den Supraleiter ein und die supraleitende Phase geht in den normalleitenden Zustand über.

Es ist allerdings zu beachten, dass eine komplette Feldverdrängung aus dem Supraleiter aufgrund einer damit verbundenen Unstetigkeit an der Probenoberfläche nicht möglich ist². Es kommt vielmehr zu einem exponentiellen Abfall des Feldes in einer schmalen Randschicht des

¹Nur die Elemente Tc und Nb sind Supraleiter 2. Art

²Die Änderung des Magnetfeldes (dB/dx) an der Oberfläche des Supraleiters wäre somit unendlich. Der un stetige Abfall $B_a \rightarrow 0$ würde eine unendliche Stromdichte an der Oberfläche erfordern.

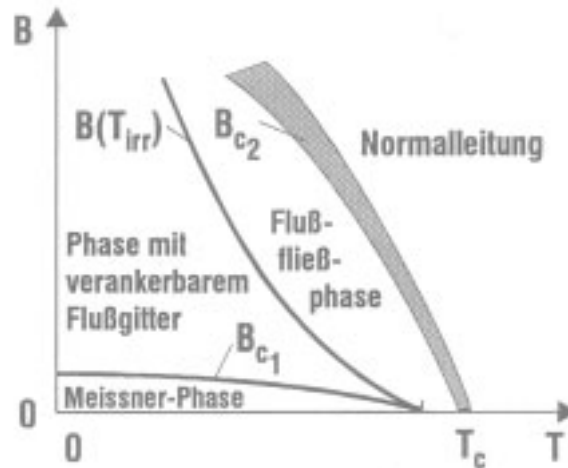


Abb. 2.3: $B(T)$ -Phasendiagramm eines Supraleiters II. Art [Kom95].

Supraleiters. Diese Schicht wird durch die London'sche Eindringtiefe λ [Lon35] charakterisiert und ist in guter Näherung nach der Beziehung [Kom95]:

$$\lambda(T) = \lambda(0) \cdot \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-1/2} \quad (2.1)$$

beschreibbar. Die Eindringtiefe $\lambda(0)$ für MgB_2 liegt zwischen 85 und 180 nm [Buz01]. Für Temperaturen $T \rightarrow T_c$ divergiert die Eindringtiefe λ , was mit einem vollständigen Eindringen des Feldes gleichzusetzen ist.

Magnesiumdiborid zählt zu der überwiegenden Mehrheit der Supraleiter II. Art. In Abhängigkeit von Temperatur T und angelegtem äußeren Magnetfeld B_a kommt es zur Ausbildung verschiedener thermodynamisch stabiler Phasen (Abb. 2.3). Der ideale Meissner-Ochsenfeld-Effekt besteht in diesen Materialien nur bis zum Erreichen des unteren kritischen Feldes $B_{c1} < B_{cth}$. Bei weiterer Steigerung des äußeren Feldes $B_{c1} < B_a < B_{c2}$ dringt magnetischer Fluss in den Supraleiter ein [Gin50]. Der dann vorliegende Zustand wird als „Mischzustand“ oder Shubnikov-Phase bezeichnet. Auch bei den Typ-II Supraleitern führt ein überkritisches magnetisches Feld $B_a > B_{c2}$ zum Übergang in den normalleitenden Zustand.

2.4.2 Die Shubnikov-Phase

Die Shubnikov-Phase, gekennzeichnet durch partiell eindringenden magnetischen Fluss B_i , ist im Bereich zwischen unterem und oberem kritischem Feld stabil. Die sich einstellende starre periodische Anordnung der Flussschläuche in einem Dreiecksgitter wird Abrikosov-Gitter genannt (Abb. 2.4). Abrikosov zeigte 1957, dass eine solche Konfiguration den energetisch

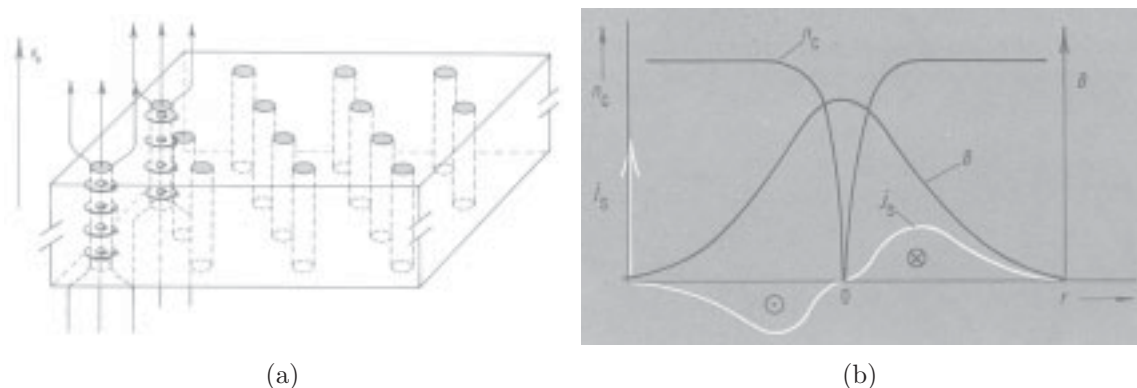


Abb. 2.4: (a) Schematische Darstellung der Shubnikov-Phase und (b) Verteilung von Cooper-Paardichte n_c , Magnetflussdichte B und Ringstromdichte j_s für einen ebenen Schnitt durch einen Flusswirbel [Buc94].

günstigsten Zustand realisiert [Abr57]. Demnach ist der den Supraleiter durchsetzende magnetische Fluss Φ in einzelne Flussschläuche aufgeteilt (Flussquantisierung). Bei wachsendem Außenfeld B_a erhöht sich die Anzahl der die Probe durchsetzenden Flussschläuche, deren „Gitterparameter“ wird geringer [Klo64, Pet70].

Jeder Flussschlauch ist von einem System aus Ringströmen umschlossen (Abb. 2.4). Diese schirmen den normalleitenden Bereich des Flussschlauches gegen die umgebende supraleitende Matrix ab. Bedingt durch das maximale Magnetfeld bei $r = 0$ ist die Cooper-Paardichte gleich null und nimmt im Abstand der Kohärenzlänge ξ_{GL} den Gleichgewichtswert $n_c(T)$ an.

Unterhalb des Irreversibilitätsfeldes B_{irr} liegen die Flusslinien im starr verankerten Flussliniengitter vor – ein verlustfreier Stromtransport ist möglich (Abb. 2.3). Für die Stromtragfähigkeit des Materials erweist sich B_{irr} als entscheidendes Kriterium. Mit Überschreiten der scharf definierten Bedingung $B = f(T_{irr})$, der Irreversibilitätslinie, kommt es zum „Schmelzen“ des Flussliniengitters [Fis80]. Die Flusslinien können sich weitgehend unabhängig voneinander bewegen³ – ein verlustfreier Stromtransport ist im Bereich zwischen T_{irr} und T_c nicht mehr gegeben.

2.4.3 Phasengrenzenergie

Um die Ursachen der Feldeindringung bzw. -aufspaltung verstehen zu können, ist es notwendig den Phasengrenzbereich zwischen normalleitendem Flussschlauch und supraleitender Matrix genauer zu betrachten. Dieser ist durch zwei konkurrierende Energiebeiträge charakterisiert.

³Das Flussliniengitter besitzt bei $B > B(T_{irr})$ keine Scherfestigkeit mehr [Kra73, Fie69].

Einerseits kommt es beim partiellen Eindringen des Magnetfeldes zu einem Energiegewinn ΔE_V durch die Absenkung der Verdrängungsenergie:

$$\Delta E_V = \frac{1}{2\mu_0} \cdot B_{cth}^2 \cdot F \cdot \lambda \quad (2.2)$$

wobei die Induktionskonstante $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ VsA}^{-1}\text{m}^{-1}$ ist und das Volumen V vereinfacht als Fläche $F \cdot \lambda$ angegeben wird. Andererseits vermindert die abgesenkte Cooper-Paardichte im Flussschlauch den Energiegewinn durch den Verlust an Kondensationsenergie:

$$\Delta E_K = \frac{1}{2\mu_0} \cdot B_{cth}^2 \cdot F \cdot \xi_{GL} \quad (2.3)$$

Das Volumen V wird analog zu Gleichung 2.2 als Fläche $F \cdot \xi_{GL}$ angegeben. Folglich ergibt sich die resultierende Energiebilanz zu:

$$\Delta E_{ges} = \Delta E_K - \Delta E_V = \frac{1}{2\mu_0} \cdot B_{cth}^2 \cdot F \cdot (\xi_{GL} - \lambda) \quad (2.4)$$

Im Falle von $\xi_{GL} > \lambda$ ist $\Delta E_{ges} > 0$. Der Betrag an eingesparter Verdrängungsenergie ist somit geringer als der Energiezuwachs durch das Aufbrechen der Cooper-Paare. Unter dieser Bedingung wird sich im Inneren des Supraleiters keine Grenzfläche aufbauen, wie es im Verhalten von Supraleitern I. Art zu beobachten ist. Ein negatives Vorzeichen der Energiebilanz, also das Absenken der Gesamtenergie $\Delta E_{ges} < 0$ tritt für $\xi_{GL} < \lambda$ auf. In diesem Fall ist es für den Supraleiter energetisch von Vorteil den „Gemischten Zustand“ einzugehen⁴.

Aus dieser Betrachtung ergibt sich ebenfalls, dass es energetisch günstig ist, möglichst viele Grenzflächen auszubilden. Dies ist für Typ-II Supraleiter charakteristisch. Der das Material durchsetzende Gesamtfluss Φ zerfällt in eine maximale Anzahl von Flussschläuchen. Jeder trägt den kleinstmöglichen magnetischen Fluss, das elementare Flussquant $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-15} \text{ Vs}$.

2.4.4 Flussschlauchverankerung

Die vorangegangenen Betrachtungen zu den auftretenden supraleitenden Phasen bilden eine gute Grundlage für die Beschreibung des Verhaltens der Typ-II Supraleiter unter Anlegen eines Transportstromes. Für anwendungsrelevante Eigenschaften ist allein die im Bereich $B_{c1} < B < B_{c2}$ vorliegende Shubnikov-Phase von Interesse. Mit dem Eindringen des magnetischen Flusses B in den Supraleiter kann sich auch der Transportstrom J_T auf die gesamte

⁴Ginzburg und Landau [Gin50] zeigten, dass die hier vereinfacht dargestellte Beziehung zwischen der Kohärenzlänge ξ_{GL} und der Eindringtiefe λ durch den nach Ihnen benannten Parameter $\kappa = \lambda/\xi_{GL} = 1/\sqrt{2}$ und damit durch das Kriterium $\xi_{GL} \lesssim \sqrt{2} \lambda$ genauer beschrieben werden kann.