Die approbierte Originalversion dieser Diplom-/Masterarbeit ist in der Hauptbibliothek der Technischen Universität Wien aufgestellt und zugänglich.
http://www.ub.tuwien.ac.at

The approved original version of this diploma or master thesis is available at the main library of the Vienna University of Technology.
http://www.ub.tuwien.ac.at/eng

TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN
Vienna University of Technology

DIPLOMARBEIT

Anisotropie der kritischen Ströme in Eisensupraleitern

Ausgeführt am

Atominstitut

der Technischen Universität Wien

unter Anleitung von

Privatdoz. Dipl.-Ing. Dr.techn. Michael Eisterer

und

Dipl.-Ing. Ventsislav Mishev

durch

David Fischer

Schenkendorfgasse 48/32

1210 Wien

Wien, 19.2.2014 Unterschrift

Kurzfassung

In dieser Arbeit werden die kritischen Ströme in $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$- und $Ba(Fe_{0.94}Co_{0.06})_2As_2$-Einkristallen untersucht, ohne und mit vorheriger Neutronenbestrahlung. Es fließen zwei, je nach Probenausrichtung im Magnetfeld, verschieden große kritische Stromdichten im Supraleiter. Für ihre Berechnung wird zuerst aus Magnetisierungsmessungen in einem Vektor-VSM das irreversible magnetische Moment ermittelt. Damit können, mit impliziten Gleichungen, die aus dem anisotropen Bean-Modell folgen, die zwei kritischen Stromdichten berechnet werden. Dies ist für unterschiedliche Ausrichtungen der Probe in einem externen Magnetfeld geschehen. Die Ergebnisse für ein normal auf die *c*-Achse der Probe stehendes Feld deuten auf Risse parallel zu den *ab*-Ebenen des Kristalls hin. Die berechnete Anisotropie der kritischen Stromdichten in dieser Orientierung ist somit nicht auf die intrinsischen Eigenschaften des Materials zurückzuführen. Für ein Feld parallel zur *c*-Achse zeigt sich bei der Kalium-dotierten Probe nur nach Bestrahlung der Fishtail-Effekt, bei Kobaltdotierung nur bei der unbestrahlten Probe. Bei Kobaltdotiertung wird durch Bestrahlung die kritische Stromdichte bei einem Feld von 0.6 T und einer Temperatur von 15 K maximal gesteigert, der Erhöhungsfaktor beträgt knapp 5. Bei Kaliumdotierung nimmt die Erhöhung über den gesamten Messbereich monoton mit Feld und Temperatur zu und beträgt für hohe Felder und hohe Temperaturen über 300. Für die unbestrahlten Proben beider Dotierungen beträgt die kritische Stromdichte bei 5 K etwa $10^{10}\,\mathrm{Am}^{-2}$ im Selbstfeld und nimmt über weite Bereiche annähernd exponentiell mit der Temperatur ab, bei den bestrahlten Proben ist die Abnahme linear. Bei einer Probenausrichtung, wo das Magnetfeld mit der *c*-Kante einen Winkel α einschließt und orthogonal auf eine der anderen Kanten steht, fließt die zur orthogonalen Kante parallele kritische Stromdichte unter maximaler Lorentzkraft. Zu ihr normal, auch in der *ab*-Ebene, fließt die kritische Stromdichte unter variabler Lorentzkraft. Für das Verhältnis dieser beiden Stromdichten sind ab einer mittleren Defektdichte in den Proben sehr ähnliche Werte gefunden worden. Die Winkelabhängigkeit des Stromdichtenverhältnisses liegt für mittlere und hohe Defektdichten näher bei $1/cos(\alpha)$ als für reine Proben. Aus der Feldabhängigkeit der kritischen Stromdichte für unterschiedliche Winkel α wird klar, dass die Blatter-Skalierung für die Kobalt-dotierten Proben nicht anwendbar ist. Damit wird auf große Defekte geschlossen.

Inhaltsverzeichnis

1 Motivation **5**

2 Theoretische Grundlagen **6**

2.1 Magnetisierung 6
2.2 Kritische Stromdichte 8
2.3 Das Bean-Modell 8
2.4 Anisotropes Bean-Modell 11
2.5 Geneigte Platte im Magnetfeld, Lorentzkräfte 12

3 Materialien und Proben **15**

3.1 Dotierung 16
3.2 Proben 17

4 Messungen **18**

4.1 Hintergrund zur Messidee 18
4.2 Das Vibrationsmagnetometer 19
4.2.1 Aufbau 20
4.2.2 Spulensystem 22
4.3 Kalibrierung 24
4.4 Probenmontage und Ausrichtung 25
4.5 Messdurchführung 27
4.6 Messungen in Hauptlagen 28
4.7 Winkelabhängige Messungen 29

5 Auswertungen **30**

5.1 Das irreversible magnetische Moment 33
5.2 Berechnung der kritischen Ströme in den Hauptlagen 35
5.3 Berchnung der kritischen Ströme für schräge Probenausrichtungen 38

6 Resultate **40**

6.1 Kritische Stromdichten in den Hauptlagen 40
6.1.1 Second-Peak-Effekt in J_c^{ab} 40
6.1.2 Temperaturabhängigkeit von J_c^{ab} 43
6.1.3 Anisotropie der kritischen Ströme in den Hauptlagen 45
6.1.4 Erhöhungsfaktor nach Bestrahlung 50

6.1.5 Vergleich bei reduzierter Temperatur 53
6.2 Auswirkungen der Magnetfeldrichtung auf die kritischen Stromdichten . . 54
6.2.1 Einfluss der Lorentzkraft 54
6.2.2 Stromdichten unter maximaler Lorentzkraft 58

7 Zusammenfassung **62**

Literatur **65**

1 Motivation

Die Untersuchung der Anisotropie in Supraleitern ist sowohl für mögliche Anwendungen als auch für die Entwicklung einer theoretischen Beschreibung relevant. Für die 2008 entdeckten Eisensupraleitern ist die Anisotropie der kritischen Magnetfelder bereits Gegenstand intensiver Forschung gewesen. Weniger untersucht ist die Anisotropie der kritischen Ströme, insbesondere bei Einkristallen. Aus ihr erhofft man sich wichtige Rückschlüsse auf die Mechanismen der Flusslinienverankerung ziehen zu können.

Für die Bestimmung der kritischen Stromdichte haben sich zwei Methoden etabliert: die Transportstrommessung und die Magnetisierungsmessung.

Bei einer Transportstrommessung werden über normalleitende Zuleitungen hohe Ströme durch eine supraleitende Probe geschickt. Dabei muss an den Kontaktstellen für eine gute Verbindung gesorgt werden, was mitunter schwierig sein kann. Diese Methode ist auf Proben mit geringer Querschnittsfläche eingeschränkt, weil die maximal zur Verfügung stehende Stromstärke aus technischen Gründen limitiert ist.

Die zweite Möglichkeit ist die Magnetisierungsmessung. Das ist eine kontaktlose Methode, womit die angesprochenen Kontaktierungsprobleme hier entfallen. Die Ströme werden durch ein veränderliches Magnetfeld in die Probe induziert und das durch sie erzeugte magnetische Moment wird gemessen. Mit einem geeigneten Modell kann dann daraus auf die Stromverteilung zurückgerechnet werden. In bisherigen Arbeiten ist für die Auswertung meist das isotrope Bean-Modell verwendet worden. Damit kann aber nur eine mittlere kritische Stromdichte ermittelt werden. Tatsächlich kann die Stromdichte jedoch, je nach ihrer Orientierung, verschieden groß sein. Da in einer endlichen Probe immer nur geschlossene Stromschleifen auftreten können, fließt der Strom zwangsläufig in unterschiedlichen kristallographischen Richtungen und oftmals mit einem unterschiedlichen Winkel zum angelegten Magnetfeld.

Ziel dieser Arbeit ist, die kritischen Stromdichten richtungsabhängig zu bestimmen. Für die dafür nötigen Messungen steht ein Vektor-VSM mit drehbarem Probenhalter zur Verfügung. Die Orientierung der Probe zum Magnetfeld ist somit leicht veränderbar und es sind winkelabhängige Messungen des magnetischen Moments möglich. Daraus können dann zwei unterschiedliche kritische Stromdichten berechnet werden. Die eine fließt unter maximaler Lorentzkraft und die andere fließt unter variabler Lorentzkraft. Diese Aufspaltung wurde erstmalig erfolgreich durchgeführt.

2 Theoretische Grundlagen

Supraleitung tritt in vielen Materialien unterhalb einer kritischen Temperatur T_c auf. Sie zeichnet sich durch ein Verschwinden des elektrischen Widerstandes und durch perfekten Diamagnetismus aus. Diese beiden Eigenschaften gelten makroskopisch für einen sogenannten Typ I Supraleiter[1]. Befindet er sich in einem externen Magnetfeld H_a, so bleibt das Innere des Supraleiters bis zum kritischen Feld $H_a = H_{c1}$ feldfrei, weil in einer Oberflächenschicht der Dicke λ (magnetische Eindringtiefe) Abschirmströme fließen, die ein Magnetfeld erzeugen, das H_a genau entgegengerichtet ist und es so vollständig kompensieren. Bei einem Feld $H_a > H_{c1}$ verschwindet die Supraleitung und das Material wird normalleitend. Für die Charakterisierung von Supraleitern ist neben λ noch eine zweite Größe, die Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge ξ_{GL}, entscheidend. Sie gibt an, innerhalb welcher Länge sich der Ordnungsparameter Ψ aus der Ginzburg-Landau-Theorie signifikant ändern kann, wobei $|\Psi|^2$ als Dichte der supraleitende Ladungsträger verstanden werden kann. $\kappa = \lambda/\xi_{GL}$ wird als Ginzburg-Landau-Parameter bezeichnet. Für den bisher besprochenen Typ I Supraleiter gilt $\kappa < 1/\sqrt{2}$. Ist diese Ungleichung nicht erfüllt, handelt es sich um einen Typ II Supraleiter, der für $H_a > H_{c1}$ ein fundamental anderes Verhalten zeigt. Im Folgenden wird auf die für diese Arbeit relevanten Eigenschaften von Typ II Supraleitern eingegangen.

2.1 Magnetisierung

Befindet sich ein Typ II Supraleiter in einem Magnetfeld $H_a < H_{c1}$, wird im Inneren die magnetische Flussdichte vollständig verdrängt. Dieser Zustand wird als Meißner-Phase bezeichnet und entspricht dem Verhalten eines Typ I Supraleiters. Unterschiede ergeben sich bei $H_a > H_{c1}$. Hier verschwindet bei einem Typ II Supraleiter die Supraleitung nicht gleich, sondern bleibt bis zu einem oberen kritischen Feld H_{c2} bestehen. Allerdings dringt quantisierter magnetische Fluss $\Phi_0 = h/2e$ in Form von Flussschläuchen ins Materialinnere ein. Sie bestehen aus einem normalleitenden Kern mit Durchmesser von $2\xi_{GL}$. In einer Schicht der Dicke λ um den Kern fließen Abschirmströme, die eine Abstoßung zwischen den Flussschläuchen bewirken. Wenn sonst keine weiteren Kräfte wirken, sind die Flussschläuche beweglich, und formen ein hexagonales Flussliniengitter. Bei einem idealen Typ II Supraleiter führt diese Beweglichkeit zu einer reversiblen Magnetisierungskurve (strichlierte Kurve in Abbildung 1).

[1] Die Entmagnetisierung aufgrund von Geometrieeffekten bleibt hier unberücksichtigt

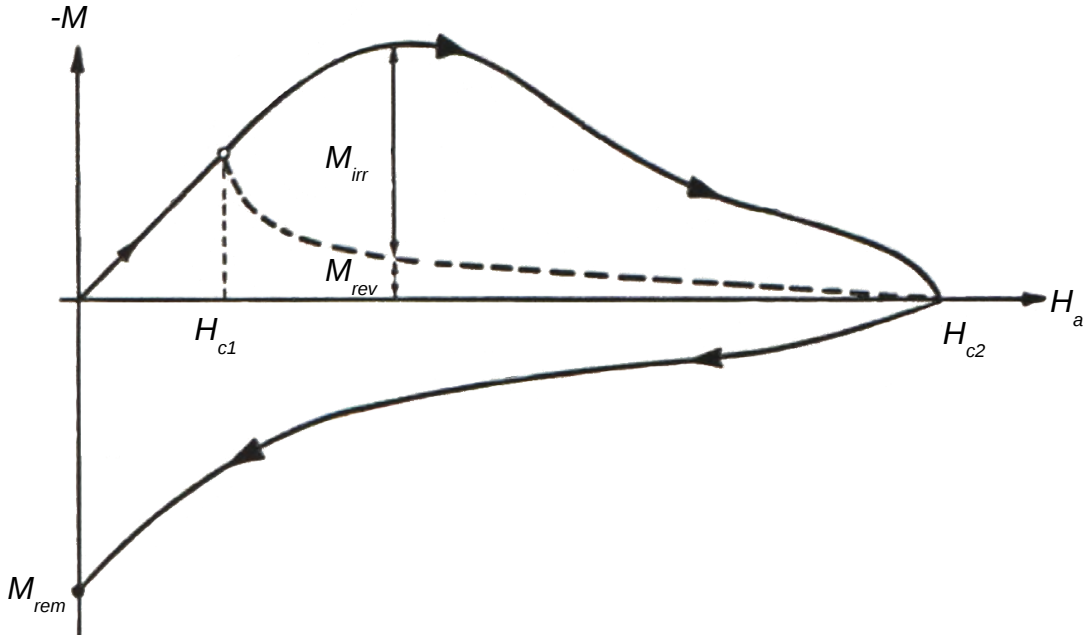

Abbildung 1: Magnetisierungskurve eines idealen Typ II Supraleiters (strichlierte Linie) und eines harten Supraleiters (durchgezogene Linie), adaptiert aus [1]

Am Anfang der Magnetisierungskurve bei $H_a < H_{c1}$ gilt für die Magnetisierung des Supraleiters $M_{rev} = -H_a$. Bei einer Erhöhung des externen Magnetfeldes über H_{c1} reduziert der eindringende Fluss zuerst die Magnetisierung M_{rev}. Bei $H_a \geq H_{c2}$ ist sie dann vollständig verschwunden. Beim Absenken von H_a wird die Kurve auf genau dem selben Weg rückwärts durchlaufen. Beim Verschwinden des externen Magnetfeldes $H_a \to 0$ gilt auch $m_{rev} \to 0$.

Im Gegensatz zu dem gerade beschriebenen Verlauf der Magnetisierungskurve zeigen viele reale Supraleiter ein hysteretisches Verhalten (durchgezogene Kurve in Abbildung 1). Ab H_{c1} entsteht zusätzlich zu M_{rev} eine irreversible Magnetisierung M_{irr}. Beide verschwinden bei $H_a > H_{c2}$. Wird das externe Feld auf null zurückgefahren, bleibt eine remanente Magnetisierung M_{rem} zurück. Wie diese Irreversibilität zustande kommt, wird in Kürze mit dem Bean-Modell erklärt. Zuvor werden noch einige grundlegende Begriffe eingeführt.

2.2 Kritische Stromdichte

Die kritische Stromdichte J_c ist als jene maximale Stromdichte definiert, die verlustfrei durch einen Supraleiter fließen kann. Sie hängt vom äußeren Magnetfeld H_a, der Temperatur und von Materialeigenschaften ab. Es wird angenommen, dass sich ein Typ II Supraleiter in einem externen Magnetfeld $H_{c1} < H_a < H_{c2}$ befindet. Fließt nun ein Strom mit Stromdichte J_c, wirkt auf die Flusslinien in einem Einheitsvolumen die Lorentzkraft $\vec{F_L} = \vec{J} \times \vec{B}$. Sie führt in einem idealen Typ II Supraleiter dazu, dass sich die Flussschläuche bewegen. Dadurch ändert sich die lokale magnetische Flussdichte an einem fixierten Punkt und es entsteht ein elektrisches Feld. Es existieren im Flusslinienkern auch normalleitende Ladungsträger. Ihre durch das elektrische Feld hervorgerufene Bewegung verursacht einen ohmschen Widerstand und somit Energiedissipation. In einem idealen Typ II Supraleiter gilt also für die kritische Stromdichte $J_c = 0$, weil die Flusslinien beweglich sind. Reale Materialen haben unvermeidbar mikroskopische Inhomogenitäten wie Gitterdefekte, Fremdatome oder Korngrenzen. Diese Defekte dienen als Verankerungsstellen für Flusslinien. Befindet sich der normalleitende Kern des Flussschlauches auf einem Defekt, ist dies ein energetisch günstiger Zustand. Er liegt um die Kondensationsenergie tiefer, als wenn die Supraleitung in diesem Volumen erst verdrängt werden müsste. Die Verankerung ist dann besonders stark, wenn der Defekt und der Flusslinienkern von ähnlicher Größe sind. Die Flusslinien in einem Einheitsvolumen V sind an die Defekte in V mit einer Pinningkraft $\vec{F_P}$ verankert. Das gilt solange die Lorentzkraft diese Pinningkraft nicht übersteigt. Bei der kritischen Stromdichte $\vec{J_c}$ ist die Grenze erreicht, wo sich die Kräfte $\vec{F_L} = \vec{J_c} \times \vec{B}$ und $\vec{F_P}$ gerade noch aufheben. Dies wird auch kritischer Zustand genannt.

2.3 Das Bean-Modell

In diesem Abschnitt wird ein Modell vorgestellt, mit dem sich die in Abbildung 1 gezeigte irreversible Magnetisierungskurve verstehen lässt, vorausgesetzt es werden einige vereinfachende Annahmen berücksichtigt.

Ausgegangen wird von einem suprastromfreien Zylinder mit Radius R, dessen Achse parallel zu einem externen Magnetfeld H_a liegt. Die inhomogenen Streufelder an den Zylinderendflächen werden bei den folgenden Überlegungen vernachlässigt. Somit reduziert sich die Situation auf ein effektiv eindimensionales Problem mit Zylindersymmetrie. Weiters wird eine geometriebedingte Entmagnetisierung der Einfachheit halber vernachlässigt, ebenso die Meißner-Abschirmströme.

Für $H_a > H_{c1}$, beginnen von außen Flusslinien in den Zylinder einzudringen. Es werden homogen verteilte Pinningzentren angenommen. Diese verhindern, dass sich die Flusslinien im Inneren gleichmäßig verteilen. Es kommt zu einem Gradienten der Flussliniendichte dB/dr. Dieser Flussliniengradient führt nach der 3. Maxwellgleichung zu einer Stromdichte im Zylinder:

$$J = -\frac{1}{\mu_0}\frac{dB}{dr} \tag{1}$$

Bei Magnetisierungsmessungen wird durch die Feldrampe wegen $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -d\vec{B}/dt$ ein elektrisches Feld in der Probe erzeugt.

Nach der Idee von Bean gibt es für die Stromdichte im Zylinder nur drei mögliche Werte, entweder $J = 0$ oder $J = \pm J_c$ [2]. Es reicht ein beliebig kleines elektrisches Feld aus, um vom Zustand $J = 0$ nach $|J| = J_c$ zu wechseln. Das Vorzeichen entspricht dem des elektrischen Feldes. Weiters wird im Bean-Modell angenommen, dass J_c unabhängig von B ist.

In Abbildung 2 ist gezeigt, was bei einer irreversiblen Magnetisierungskurve physikalisch passiert. In Schritt 1) dringen von außen Flusslinien in den Zylinder ein, und zwar bis in eine Schicht der Dicke $d = R - r = H_a/J_c$. Innerhalb dieser Schicht fließt der kritische Strom, der die Magnetisierung des Zylinders bewirkt. In Schritt 2) ist das externe Feld H_a so weit erhöht worden, dass für die Schichtdicke $d = R$ gilt, dass also die Flusslinien und der kritische Strom bis in die Mitte des Zylinders vorgedrungen sind. Der Zylinder hat seine maximale „Magnetisierung“[2] jetzt erreicht. Das Feld, bei dem dies geschieht, wird mit H^* bezeichnet. In Schritt 3) wird das Außenfeld H_a noch weiter auf einen Maximalwert H^{max} erhöht, der über $2H^*$ liegt. Das Stromprofil verändert sich jedoch nicht mehr. Danach wird H_a wieder verringert. Das bewirkt, dass Flusslinien in Oberflächennähe aus dem Zylinder austreten. In diesem Bereich kehrt sich die Richtung des kritischen Stroms um, wie in Schritt 4) zu sehen ist. In Schritt 5) schließlich hat sich bei $H_a = H^{max} - 2H^*$ das Stromprofil vollständig umgekehrt. In Schritt 6) ist das äußeren Magnetfeldes auf null zurückgegangen. Es bleiben jedoch kritische Ströme im Zylinder zurück. Diese bewirken eine remanente Magnetisierung. M_{rem} ist auch am Ende der irreversiblen Magnetisierungskurve in Abbildung 1 zu erkennen. Weiters ist zu sehen, dass in realen Supraleitern die irreversible Magnetisierung und somit auch J_c bei hohen Feldern abnimmt. Dieses Verhalten wird mit dem Bean-Modell, dass ein konstantes J_c annimmt, nicht erklärt.

[2]das maximal durch den kritischen Strom erzeugbare magnetische Moment

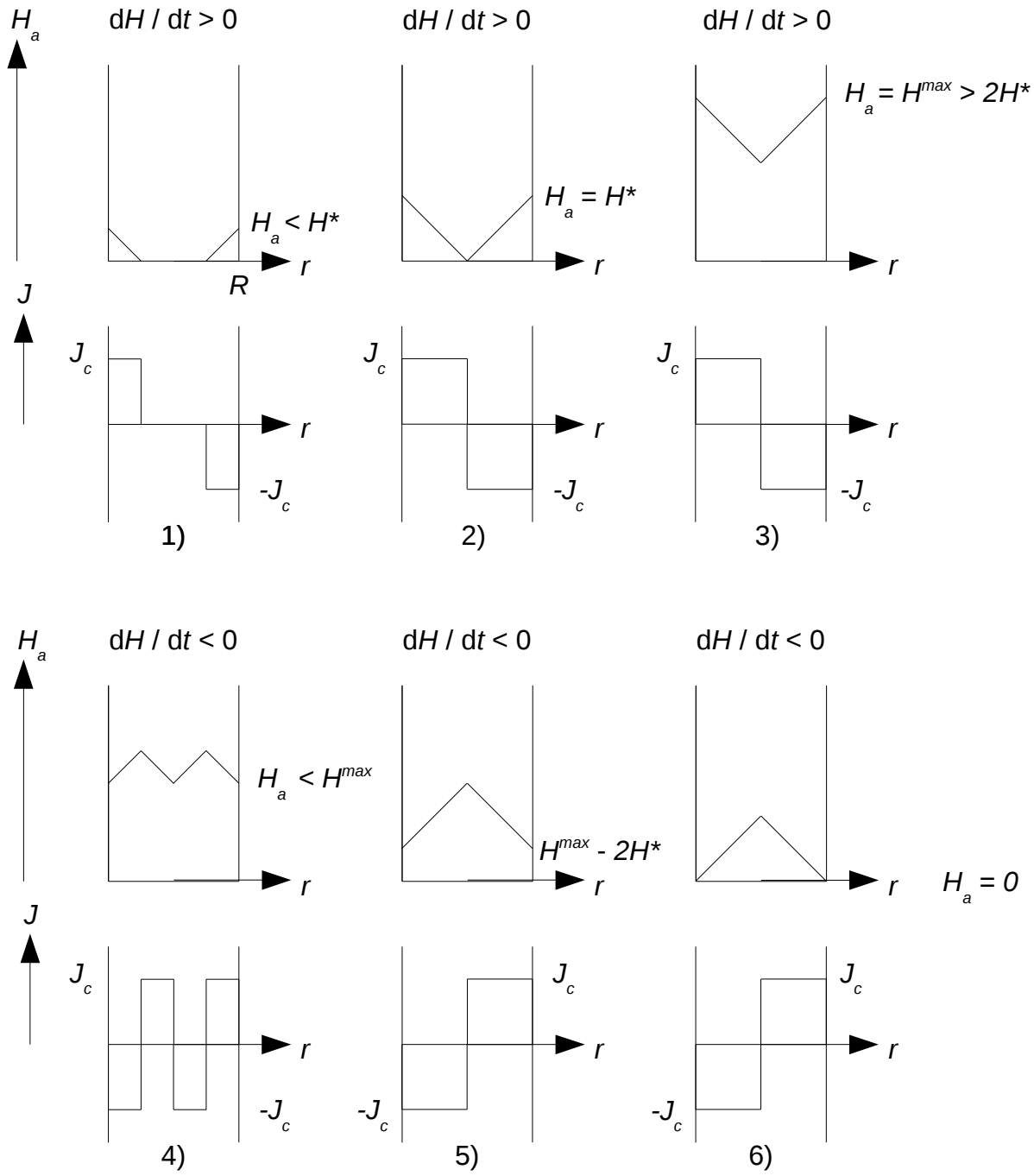

Abbildung 2: Magnetisierungsschritte eines Zylinders im externen Magnetfeld H_a und zugehörige Stromprofile

2.4 Anisotropes Bean-Modell

Im vorhergehenden Abschnitt ist von isotropen kritischen Strömen ausgegangen worden. Im Allgemeinen muss jedoch beachtet werden, dass J_c eine Richtungsabhängigkeit zeigen kann. Deshalb wird nun der Fall anisotroper Ströme betrachtet. Angenommen wird eine Situation, wie sie in Abbildung 3 dargestellt ist.

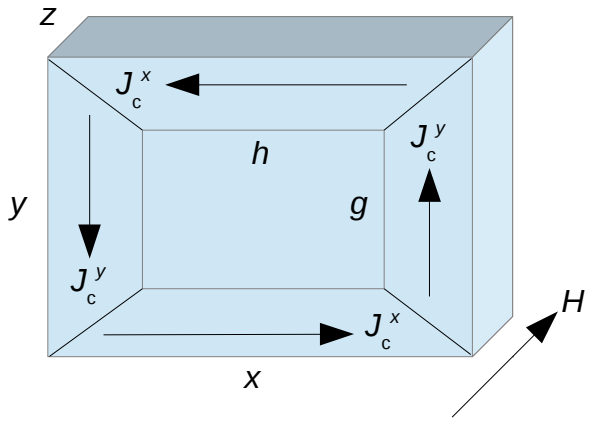

Abbildung 3: Anisotrope Stromdichten in einer Probe bei teilweise eingedrungenen Flusslinien

Durch ein in z-Richtung angelegtes Magnetfeld dringen von außen Flusslinien ins Materialinnere ein. Wegen der Kontinuitätsgleichung muss gelten, dass der Strom in x-Richtung gleich groß ist wie der Strom in y-Richtung, also $J_c^x z(y-g)/2 = J_c^y z(x-h)/2$. Daraus ergibt sich, dass die Schichtdicke, in der der kritische Strom fließt, für $J_c^x \neq J_c^y$ in x-Richtung und in y-Richtung unterschiedlich ist. Je nach Relation zwischen J_c^y/J_c^x und y/x gibt es die zwei verschiedene Endzustände für das voll aufmagnetisierte Volumen, wie sie in Abbildung 4 dargestellt sind.

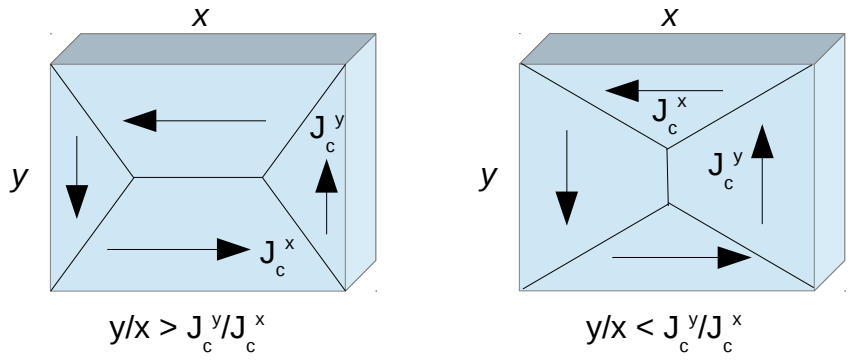

Abbildung 4: Die zwei Möglichkeiten der Profilausbildung

Der kritische Strom J_c^x ist mit dem Volumen $V = xyz$ durch folgende implizite Gleichung gegeben, wobei m_{irr} für das irreversible magnetische Moment steht [3]:

$$J_c^x = \begin{cases} \dfrac{12y(J_c^x)^2 m_{irr}}{VxJ_y(3yJ_c^x - xJ_c^y)} & \text{für } \dfrac{y}{x} \geq \dfrac{J_c^y}{J_c^x} \\ \\ \dfrac{12xJ_c^y m_{irr}}{Vy(3xJ_c^y - yJ_c^x)} & \text{für } \dfrac{y}{x} < \dfrac{J_c^y}{J_c^x} \end{cases} \tag{2}$$

In Abschnitt 5.2 wird darauf eingegangen, wie sich daraus die kritischen Stromdichten J_c^x und J_c^y berechnen lassen. Im isotropen Fall jedoch vereinfacht sich Gleichung 2 und die kritischen Stöme lassen sich sofort explizit angeben:

$$J_c^x = J_c^y = \frac{12ym_{irr}}{Vx(3y - x)} \quad \text{für } y \geq x \tag{3}$$

2.5 Geneigte Platte im Magnetfeld, Lorentzkräfte

Ist eine dünne supraleitende Platte mit Normalvektor $\vec{n}$ in einem Winkel φ zu einem externen Magnetfeld $\vec{H}$ ausgerichtet, fließen die Abschirmströme überwiegend in der Ebene parallel zur großen Fläche. Das ist ein rein geometrischer Effekt und hat zur Folge, dass das magnetische Moment für einen sehr großen Winkelbereich bis knapp vor $\vec{n} \perp \vec{H}$ praktisch parallel zur kurzen Seite ist Die Situation ist in Abbildung 5 dargestellt.

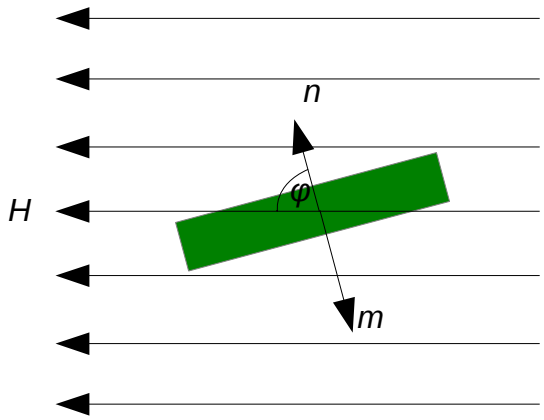

Abbildung 5: Richtung des magnetischen Moments, erzeugt durch Suprastöme, in einer dünnen supraleitenden Platte schräg im Magnetfeld

Diese Aussage lässt sich auch quantifizieren. Der Winkel α zwischen dem magnetischen Moment $\vec{m}$ und $-\vec{n}$ kann für eine Platte mit den Seitenlängen $x \gg y > z$ analytisch berechnet werden [4]. Für ein Seitenverhältnis $y/z = 10$, das für die in dieser Arbeit gemessenen Proben typisch ist, beträgt die Abweichung von α in einem Bereich $\varphi \in [0\,°, 80\,°]$ weniger als $2.5\,°$.

Nun soll auf die Wirkung der Lorentzkräfte eingegangen werden. In Abbildung 6 steht das Magnetfeld normal auf die Drehachse der Platte und schließt mit der waagrechten Seite den Winkel φ ein. Die in der Platte fließende Abschirmstromdichte kann in eine horizontale Komponente J_c^{VLF} und einen vertikale Komponente J_c^{MLF} zerlegt werden. Der Index VLF steht dabei für „Variable Lorentz Force“ und der Index MLF für „Maximum Lorentz Force“, wobei die Bezeichnungen der Kräfte im Folgenden noch genauer erklärt werden.

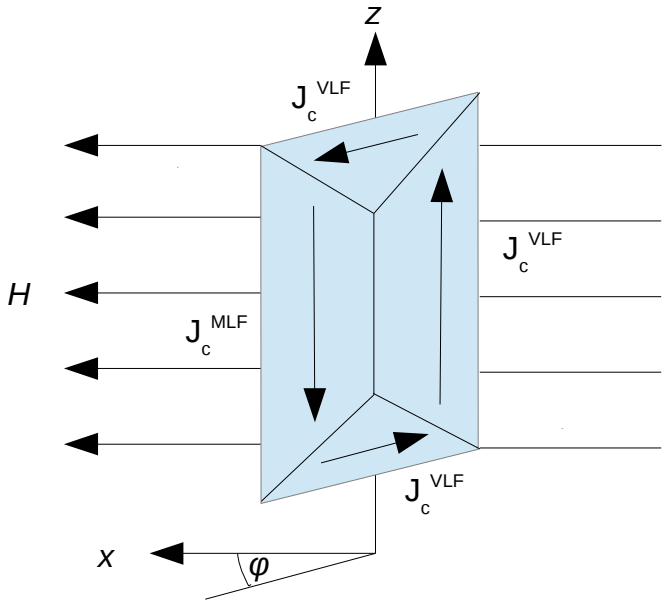

Abbildung 6: Stromdichten unter MLF und VLF

Die VLF ist winkelabhängig, nämlich proportional zu $sin(\varphi)$, liegt immer in der Plattenebene, und wirkt auf Flusslinien im Bereich der horizontal fließenden Stromdichte J_c^{VLF}. Im Gebiet wo J_c^{MLF} fließt, ist zwar der Betrag der Lorentzkraftdichte konstant, die Richtung relativ zur Probe jedoch von φ abhängig und liegt für $\varphi \neq 90\,^\circ$ nicht in der Plattenebene. Dargestellt ist dies in Abbildung 7.

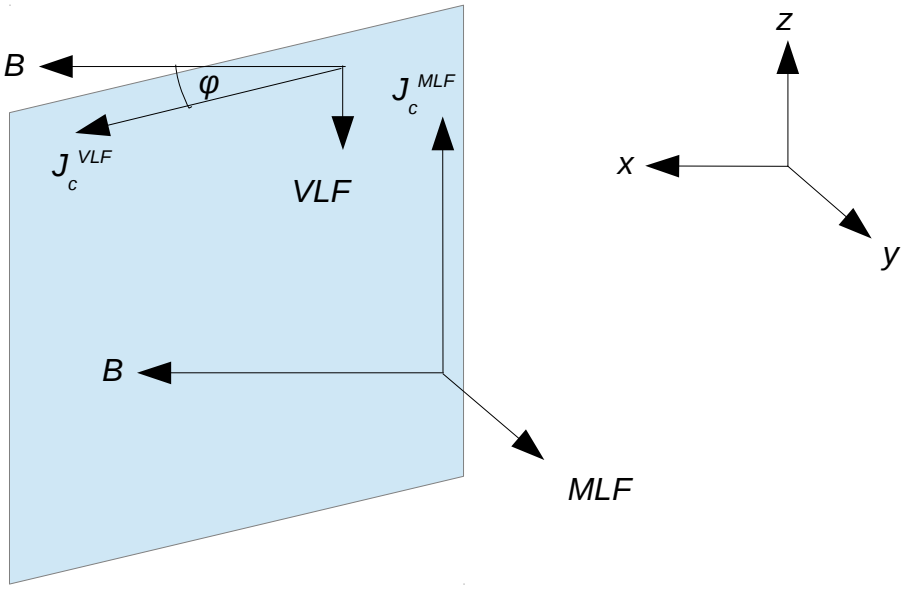

Abbildung 7: Die Richtungen der Lorentzkräfte in einer supraleitenden Platte

Es ist erwartbar, dass diese Richtungsabhängigkeit von MLF nur bei anisotropen Proben Auswirkungen auf die kritische Stromdichte J_c^{MLF} haben sollte. Für J_c^{VLF} kann erwartet werden, dass sich bei kleinen φ aufgrund der reduzierten Lorentzkraft auf das Flussliniengitter, bei konstant angenommener Pinningkraft, eine höhere kritische Stromdichte einstellt. Die Trennung der kritischen Stromdichte in die Anteile J_c^{VLF} und J_c^{MLF} sowie die Analyse des winkel- und feldabhängigen Verhaltens ist Teil der experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit und wird in Abschnitt 6.2 behandelt.

3 Materialien und Proben

$BaFe_2As_2$, kurz Ba122, ist ein Halbmetall. Es hat bei Raumtemperatur ein tetragonales Kristallgitter mit a = 0.4 nm und c = 1.3 nm und ist schichtförmig aufgebaut. Die FeAs-Ebenen sind dabei durch Ba-Atome getrennt, siehe Abbildung 8.

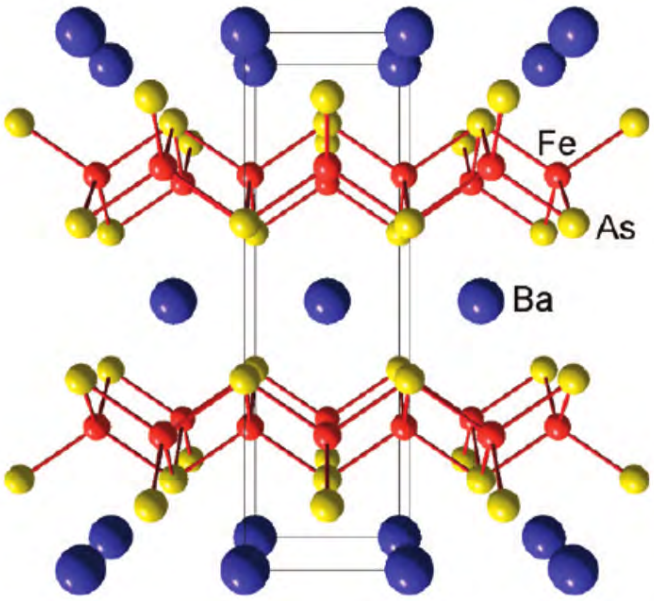

Abbildung 8: Kristallstruktur von Ba122, aus [5]

Reines $BaFe_2As_2$ ist unter Normaldruck nicht supraleitend. Bei 140 K tritt neben einem antiferromagnetischen Phasenübergang auch ein struktureller Phasenübergang von tetragonal auf orthorhombisch auf [6]. Durch eine geeignete Dotierung werden einerseits diese Übergänge verhindert, andererseits wird dadurch auch Supraleitung induziert.

3.1 Dotierung

Kaliumdotiertes Ba122 ist supraleitend [7]. Kalium ist eine Element aus der ersten Hauptgruppe und ersetzt bei der Dotierung Barium, ein Element aus der zweiten Hauptgruppe. Dabei entsteht eine Elektronenfehlstelle und die Gitterparameter ändern sich geringfügig[3]. Die Summenformel der neuen Struktur ist $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$, wobei x den Anteil der ausgetauschten Atome angibt. Liegt x in einem Bereich von 0.2 bis 1, kann Supraleitung beobachtet werden [8]. Die höchste Sprungtemperatur von 38 K tritt bei $0.4 \geq x \geq 0.5$ auf, diese Konfiguration wird als optimal dotiert bezeichnet.

Auch bei Elektronendotierung wird Supraleitung in Ba122 beobachtet. Hierzu können Eisenatome durch Kobalt ersetzt werden [9]. Bei $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ liegt die optimale Dotierung bei $x \approx 0.06$ mit einem T_c von 24 K.

[3]Bei einer K-Dotierung von 50 % verringert sich a um 1 % und c vergrößert sich um rund 3 % [8].

3.2 Proben

Die untersuchten Proben K#2, K#4 und K#5irr sind Kalium-dotierte Einkristalle mit der Summenformel $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$. Bei den Proben Co#1 und Co#3irr handelt es sich um Einkristalle mit einer Kobalt-Dotierung von 6 %. Die Proben sind von Masamichi Nakajima am National Institute of Advanced Industrial Science and Technology AIST in Tsukuba, Japan, im Self-Flux-Verfahren hergestellt worden [10][11]. Die Übergangstemperatur T_c^{onset} der Kristalle ist mit einem 1 T-SQUID über die Messung der magnetischen Suszeptibilität in einem Wechselfeld mit der Amplitude von 0.1 mT ermittelt worden.

Die Proben K#5irr und Co#3irr wurden beide im TRIGA-MARK-II-Reaktor des Atominstituts bestrahlt. Die Fluenz der schnellen Neutronen mit einer kinetischen Energie $E_{kin} > 0.1\,\mathrm{MeV}$ betrug dabei $1.8 \times 10^{21}\,\mathrm{m}^{-2}$ für K#5irr und $5.5 \times 10^{21}\,\mathrm{m}^{-2}$ für Co#3irr.

Um ein ausgeprägteres Seitenverhältnis zu erzielen, welches für die spätere Auswertung der anisotropen kritischen Ströme vorteilhaft ist, wurden die Proben teilweise aus größeren Kristallstücken abgespalten.

Die Länge und Breite eines Kristalls wurde unter dem Mikroskop bestimmt. Um die Dicke zu erhalten, wurde zunächst die Probenmasse, sie war aus früheren Messungen bekannt, durch die theoretische Dichte dividiert. Der Quotient aus dem so erhaltenen Volumen und der ermittelten Querschnittsfläche ergibt die Probendicke.

Die Dimensionen und Übergangstemperaturen der gemessenen Kristalle sind in Tabelle 1 aufgelistet, alle Proben sind annähernd quaderförmig und es gilt stets die Relation $b > a > c$. Weiters ist Seite c parallel zur c-Achse des Kristalls.

Tabelle 1: Probendimensionen und Sprungtemperaturen

	K#2	K#4	K#5irr	Co#1	Co#3irr
Länge b(mm)	1.87	1.66	1.85	2.38	2.02
Breite a(mm)	1.13	0.57	1.50	0.84	0.912
Höhe c(mm)	0.060	0.073	0.129	0.077	0.184
T_c^{onset} (K)	38	38	38	24	23.4

Einer der gemessenen Kristalle ist exemplarisch in Abbildung 9 gezeigt.

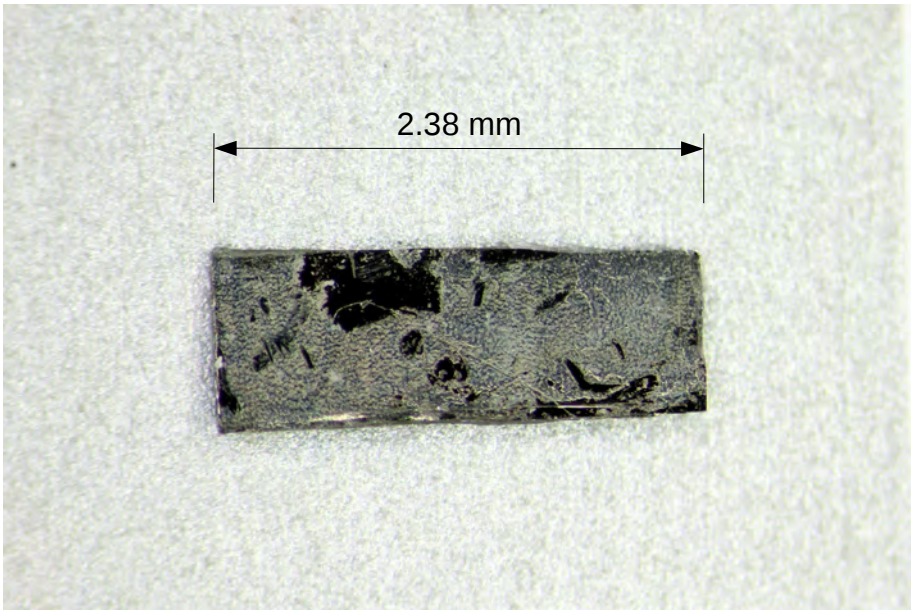

Abbildung 9: Foto der Probe Co#1

4 Messungen

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Stromanisotropie in unterschiedlichen Ba122-Einkristallen. Die dafür benötigten Daten werden bei Magnetisierungsmessungen mit einem VSM gewonnen. Unter Einbeziehung der in Abschnitt 2 vorgestellten Modelle wird dann mithilfe der erstellten Auswertungssoftware die Aufschlüsselung der einzelnen Stromkomponenten durchgeführt.

4.1 Hintergrund zur Messidee

Das magnetische Moment wird durch zwei unterschiedliche kritische Stromdichten J_c^y und J_c^x gebildet (Abbildung 4). Diese zwei Größen sind unbekannt, daher werden prinzipiell zwei Gleichungen benötigt um sie zu erhalten. Die Idee ist jetzt, den selben physikalischen Effekt zweimal in unterschiedlichen Situationen zu messen, um damit zwei linear unabhängige Ergebnisse zu bekommen, die es ermöglichen, das Gleichungssystem aufzulösen. Konkret bedeutet dies, dass die Probe in einem ersten Messdurchgang mit der längsten Kante orthogonal auf das Magnetfeld gemessen wird. Diese Ausrichtung wird im Folgenden als Orientierung 1 bezeichnet. Im Anschluss wird die Probe so um 90 ° gedreht, dass das Magnetfeld normal auf die mittellange Kante ist, wobei diese Lage

jetzt Orientierung 2 genannt wird. Die Position der Probe auf dem Probenhalter in den zwei Orientierungen ist in Abbildung 10 dargestellt. Die Messung wird nun noch einmal durchgeführt.

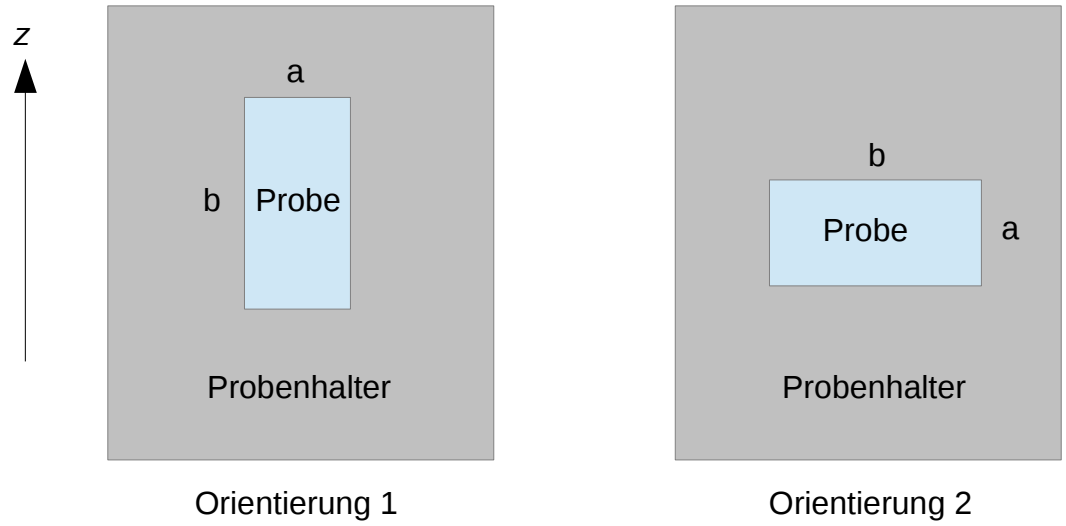

Abbildung 10: Die zwei Probenorientierungen auf dem Probenhalter

Es werden isotrope Eigenschaften in der *ab*-Ebene angenommen, sodass Orientierung 1 und Orientierung 2 das selbe intrinsische physikalische Verhalten aufweisen. Die unterschiedlichen Messwerte aus Orientierung 1 und Orientierung 2 sind ein rein geometrischer Effekt. Da die Geometrie bekannt ist, können nun mit den zwei Messergebnissen und dem richtigen Modell die gesuchten physikalischen Größen berechnet werden. Dies sind J_c^b und J_c^c bzw. J_c^{VLF} und J_c^{MLF}. Wegen der erwähnten Isotropie in der *ab*-Ebene gilt $J_c^a = J_c^b$.

4.2 Das Vibrationsmagnetometer

Ein „Vibrating Sample Magnetometer“, kurz VSM, ist ein Messgerät zur Bestimmung des magnetischen Moments einer Probe. Bei einem Vektor-VSM wird zusätzlich die Richtung des magnetischen Moments ermittelt. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen ist ein Vektor-VSM mit drehbarem Probenstab zum Einsatz gekommen. Damit kann die Ausrichtung der Probe zum Magnetfeld auch innerhalb eines Messvorganges geändert werden. Der physikalische Effekt, auf dem die Funktionsweise des VSMs beruht, ist die elektromagnetische Induktion. Durch eine periodische Bewegung der Probe relativ zu einem Spulensystem wird dort eine Spannung induziert. Aus ihr ergibt sich

dann, multipliziert mit dem richtigen Kalibrierungsfaktor, das magnetische Moment. Ein Vektor-VSM verfügt über orthogonal zueinander angeordnete Spulen, wodurch direkt die Komponenten des magnetischen Moments gemessen werden. Um nicht nur permanente, sondern auch dia- und paramagnetische Momente messen zu können, verfügt das VSM über einen supraleitenden Magneten, der Felder von bis zu 5 T erzeugen kann.

4.2.1 Aufbau

Der Messplatz besteht aus dem VSM samt Vorverstärkern, Lock-in-Verstärkern und einem Computersystem mit installierter „Maglab Measurement Software“. Es soll im Folgenden das VSM als Herzstück der Messeinheit näher vorgestellt werden.

Wie in Abbildung 11 gezeigt, besteht es zum einen aus einem Schrittmotor zur vertikalen Ausrichtung und einem zur Richtungspositionierung der Probe sowie einer Vibrationseinheit. Sie sind auf einer an der Decke befestigten Konstruktion montiert. Zum anderen befindet sich darunter auf dem Boden stehend der Durchflusskryostat. Er ist mit dem oberen Aufbau nur durch einen Faltenschlauch verbunden und damit von der Vibratoreinheit praktisch schwingungsentkoppelt.

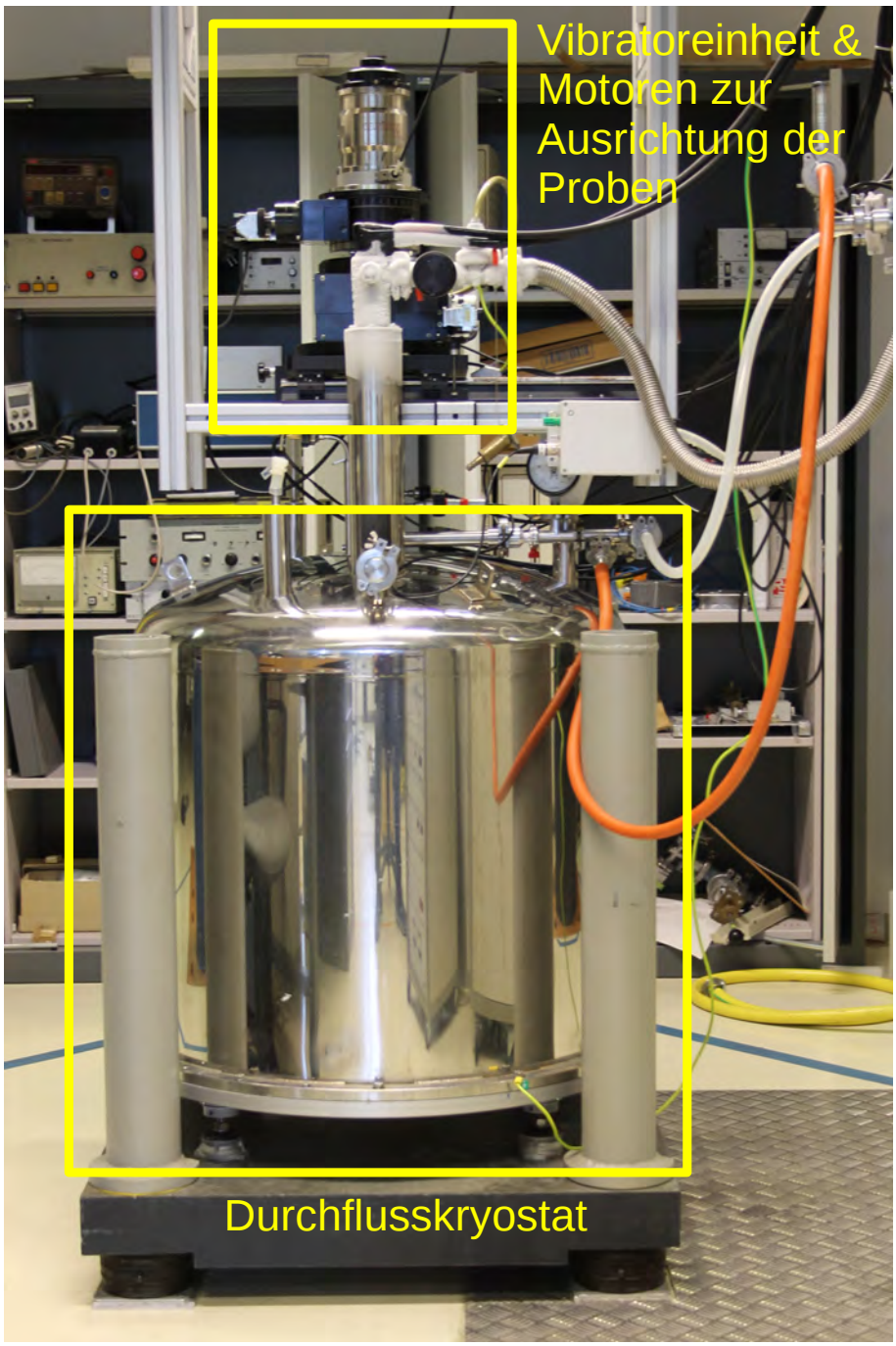

Abbildung 11: Foto des VSM

Der Durchflusskryostat (Abbildung 12) besteht im Innersten aus dem "Variable Temperature Insert", kurz VTI, wobei auf Temperaturen im Bereich von 1.5 K bis 350 K geregelt werden kann. Im VTI befinden sich auch das Pickup-Spulensystem und die

Temperatursensoren. Der Probenstab ist mit der Vibratoreinheit verbunden und reicht in den VTI hinein. Für eine Messung wird er vertikal so ausgerichtet, dass sich die Probe genau in der Mitte zwischen den Pickup-Spulen befindet. Der VTI ist über das Nadelventil und eine Zuleitungskapillare zum Heliumreservoir verbunden. Mit dem Nadelventil ist der Durchfluss des Heliums einstellbar. In der Heliumwanne befindet sich der supraleitende Magnet zur Erzeugung eines homogenen, horizontalen Magnetfeldes im Probenraum.

Das Heliumreservoir ist, getrennt durch eine Vakuumisolation, von einem mit flüssigem Stickstoff gefüllten Mantel umgeben. Dieser reduziert die auf das flüssige Helium ausgeübte Wärmestrahlung und somit die Abdampfrate. Direkt unter der Heliumkammer befindet sich kein flüssiger Stickstoff, daher sind dort mehrere Schichten einer Strahlungsreflektionsfolie angebracht.

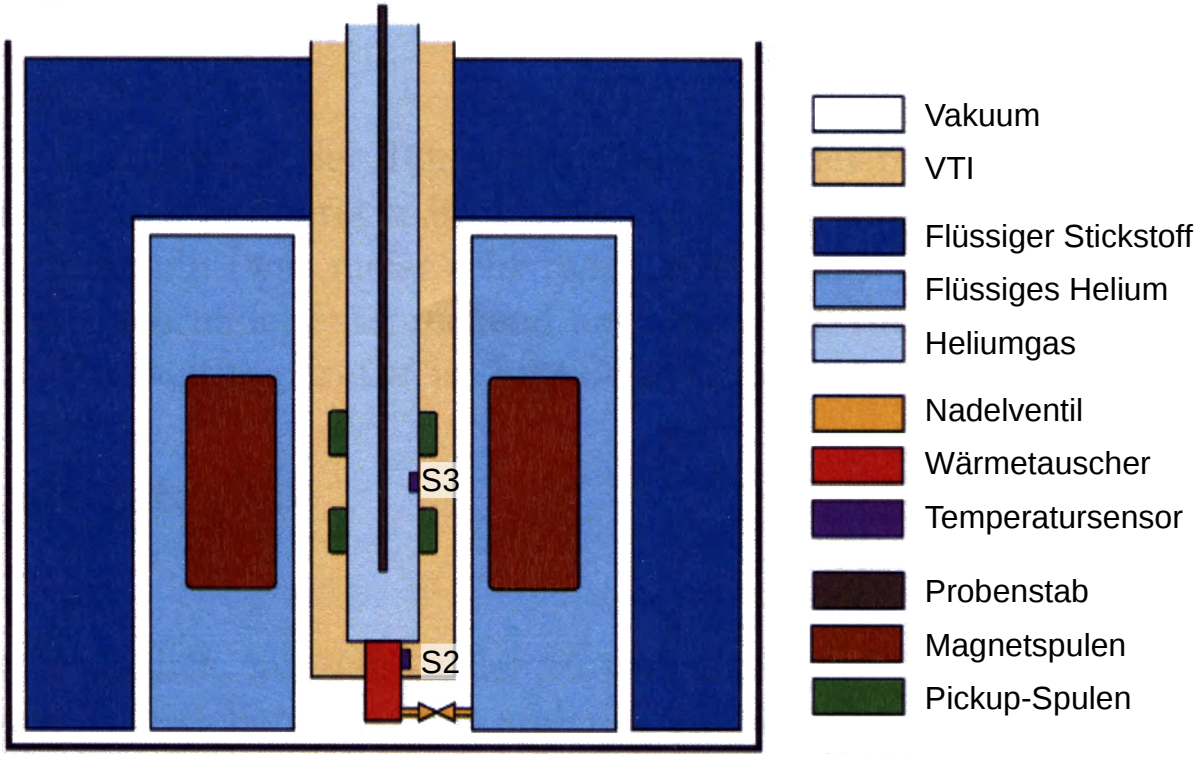

Abbildung 12: Aufbau des Kryostaten, aus [12]

4.2.2 Spulensystem

Kern des VSM ist das Spulensystem, in dessen Mitte sich die in z-Richtung oszillierende Probe befindet. Es besteht aus zwei normal zu einander orientierten Spulensets, welche

wiederum aus je einem oberen und unteren Spulenpaar, dargestellt in Abbildung 13, bestehen. Das Messsignal setzt sich so aus den in die vier Spulen induzierten Einzelspannungen zusammen. Dabei wird im Vorverstärker die Differenz zwischen den Spannungen der oberen und unteren Spulen gebildet. Damit werden sowohl externe, homogene elektromagnetische Störsignale als auch die Induktionsspannung durch die Feldrampe kompensiert. Weiters vorteilhaft ist, dass in dieser Spulenkonfiguration eine sehr genaue Probenausrichtung möglich ist.

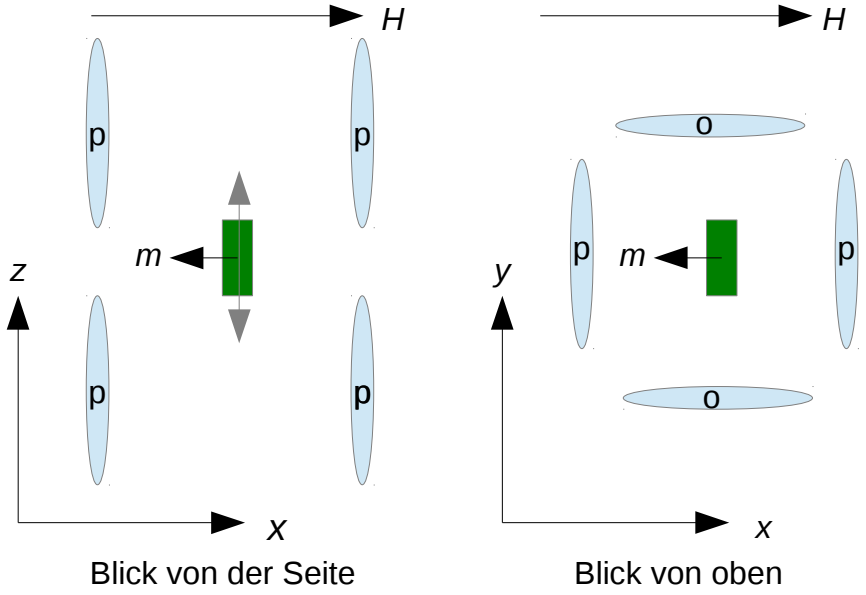

Abbildung 13: Spulensystem des VSM mit Probe, die grauen Pfeile symbolisieren die Oszillation der Probe in z-Richtung

Das gesamte Spulensystem ist so zum Magnetfeld orientiert, dass bei einer isotropen Probe nur in die parallelen Spulen (in Abbildung 13 mit p gekennzeichnet) ein Signal induziert wird, nicht jedoch in den orthogonalen (mit o beschriftet). Bei der Messung eines magnetischen Moments $\vec{m}$, das sich parallel zur xy-Ebene befindet, geben die parallelen Spulen direkt die Komponente m_x und die orthogonalen Spulen die Komponente m_y des Momentvektors. Daher ist neben dem Betrag auch die Orientierung des Moments bekannt, was für viele Untersuchungen eine interessante Information darstellt.

4.3 Kalibrierung

Vor dem Start der Messungen wird das VSM kalibriert, sodass das magnetische Moment einer Probe von der „Maglab Measurement Software“ aus der in die Spulen induzierten Spannung errechnet werden kann. Die Kalibrierung wird mit Hilfe eines Nickelzylinders mit bekanntem magnetischen Moment vorgenommen. Er hat bei der für die Kalibrierung verwendeten Temperatur von 300 K und einem externen Magnetfeld von 0.6 T das magnetische Moment von $3.29 \times 10^{-4}\,\mathrm{Am}^2$. Für die Kalibrierung wird nun bei einer Vibrationsamplitude von 1.5 mm ein Rotationsscan durchgeführt, das Ergebnis ist in Abbildung 14 gezeigt.

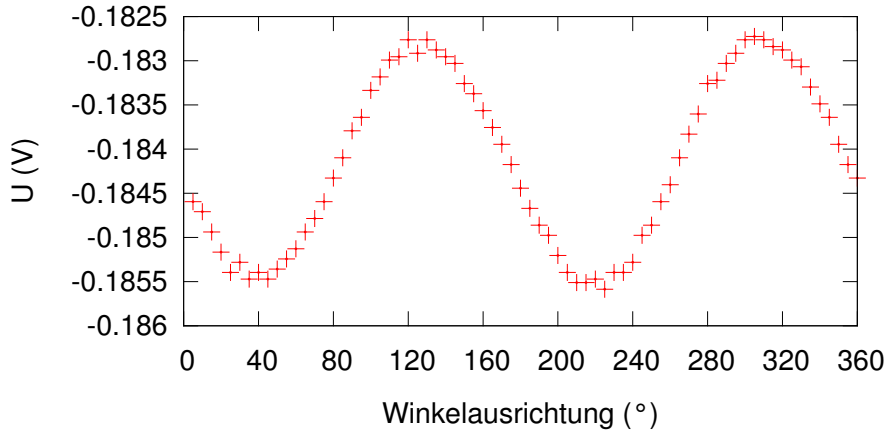

Abbildung 14: Rotationsscan des Nickelzylinder für die Bestimmung der Kalibrationsspannung U_{para}^{cal}

Der mittlere Spannungswert U_{para}^{cal} von -0.184 V wird als Kalibrationswert für die parallele Spule verwendet. Um den entsprechenden Wert für die orthogonale Spule zu erhalten, wird ein Rotationsscans eines Permanentmagneten mit magnetischem Moment $\vec{m}$ aufgenommen, dargestellt in Abbildung 15. Das Spannungsmaximum in der orthogonalen Spule bei einer Ausrichtung von 140 ° wird dabei durch das selbe Moment $|\vec{m}|$ verursacht, wie das Spannungsmaximum in der parallelen Spule bei 230 °. Daher könnte dieses Spannungsverhältnis dazu verwendet werden, um aus der bereits bekannten Konfigurationswert der parallelen Spule den Wert für die orthogonale Spule zu berechnen. Um jedoch ein noch genaueres Ergebnis zu erzielen, wird stattdessen jeweils die Differenz von Maximum und Minimum verwendet.

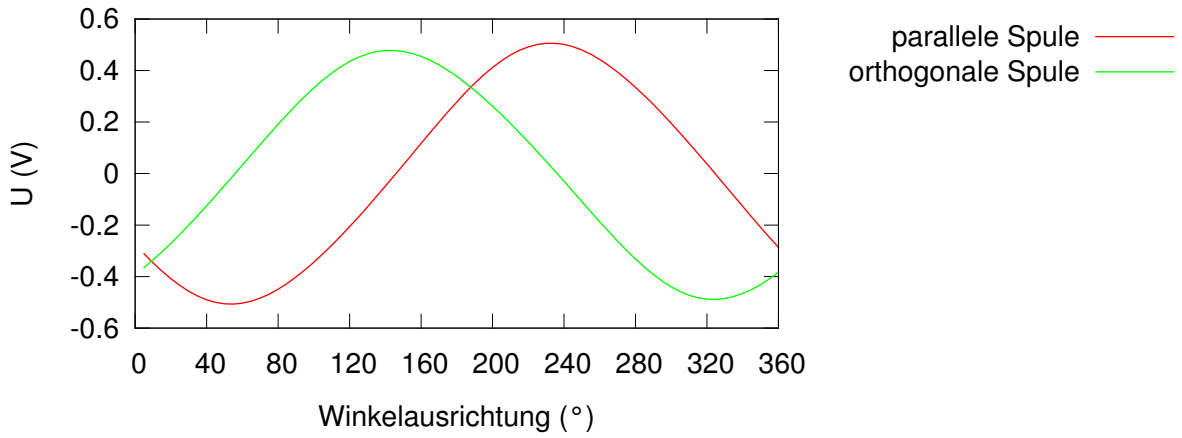

Abbildung 15: Rotationsscan des Permanentmagneten zur Bestimmung des Kalibrationsspannung der orthogonalen Spulen

Mit der besprochenen Methode ergibt sich für das parallele Signal:

$$\Delta U_{para} = U_{para}^{max} - U_{para}^{min}$$

Danach wird die entsprechende Differenz für das orthogonale Signal gebildet:

$$\Delta U_{ortho} = U_{ortho}^{max} - U_{ortho}^{min}$$

Für das Signalverhältnis zwischen den beiden Spulen $f = \Delta U_{para}/\Delta U_{ortho}$ wird ein Wert von 1.045 erhalten. Die Kalibrationsspannung U_{ortho}^{cal} für die orthogonalen Spule beträgt also

$$U_{ortho}^{cal} = U_{para}^{cal}/f = -0.176\,\mathrm{V}$$

Die beiden Kalibrationswerte U_{para}^{cal} und U_{ortho}^{cal} sind auf dem Computersystem des VSM in der Datei C:\Windows\oiri.ini eingetragen.

4.4 Probenmontage und Ausrichtung

Die supraleitende Probe wird auf einem Probenhalter aus Acrylglas positioniert und mit einem Teflonband umwickelt. Damit sich die Probe auch durch das bei den Messungen entstehende Drehmoment $\vec{\tau} = \vec{m} \times \vec{B}$ nicht bewegen kann, wird nach der ersten Schicht Teflonband noch ein Siliziumblättchen aufgebracht. Silizium hat eine sehr kleine magnetische Suszeptibilität und erzeugt so kaum ein Hintergrundsignal bei den Messun-

gen. Nach dem Einbau im VSM und dem Abkühlen unter T_c ist der nächste Schritt die Ausrichtung der Probe relativ zum Spulensystem. Für die vertikale Ausrichtung wird zuerst in der Probe durch kurzfristiges Anlegen eines externen Magnetfeldes ein Beanprofil aufgebaut. Eine anschließende Messung des Moments in Abhängigkeit von der z-Position gibt Aufschluss über die Mittellage zwischen oberen und unterem Spulenpaar (Abbildung 16).

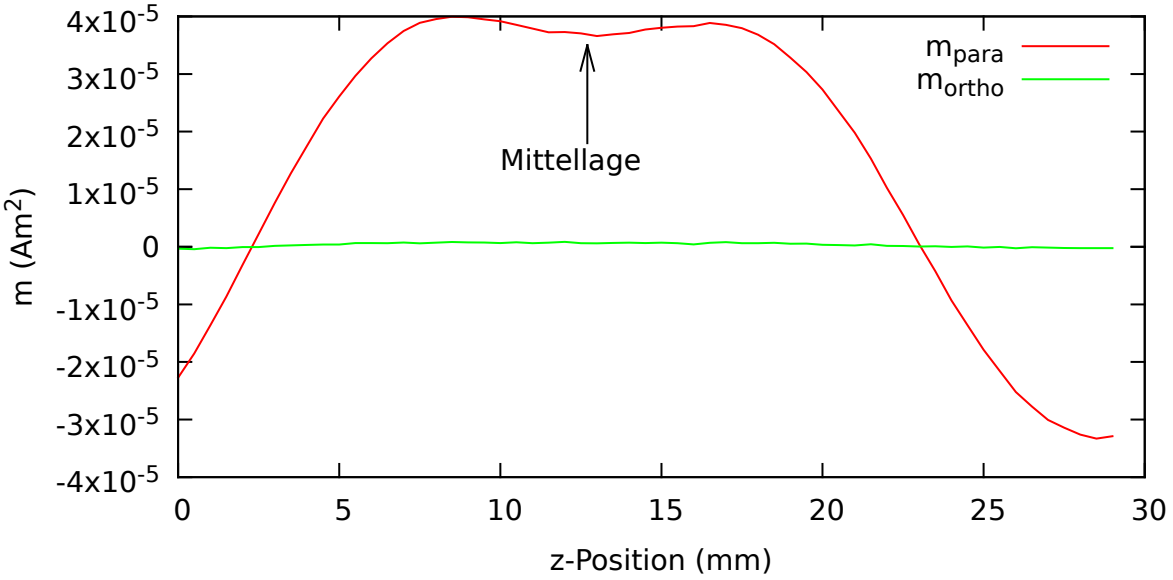

Abbildung 16: Z-Scan zur Bestimmung der vertikalen Ausrichtung

Für die Winkelausrichtung der Probe werden Magnetierungsschleifen bei unteschiedlichen Positionen der Probe in der xy-Ebene durchlaufen. Dabei wird die Probe grob nach $H \perp c$ ausgerichtet und jedes Mal um einen kleinen Winkel weitergedreht, bis das minimale remanente Moment in orthogonaler Richtung gefunden ist. Diese Methode ist deswegen gut geeignet, weil, wie in Abschnitt 2.5 erwähnt, das magnetische Moment auch für kleine φ eine große Moment-Komponente normal auf die ab-Ebene hat und $dm_{ortho}/d\varphi$ in der Nähe von $\varphi = 0\,^\circ$ sehr groß ist (Abbildung 17).

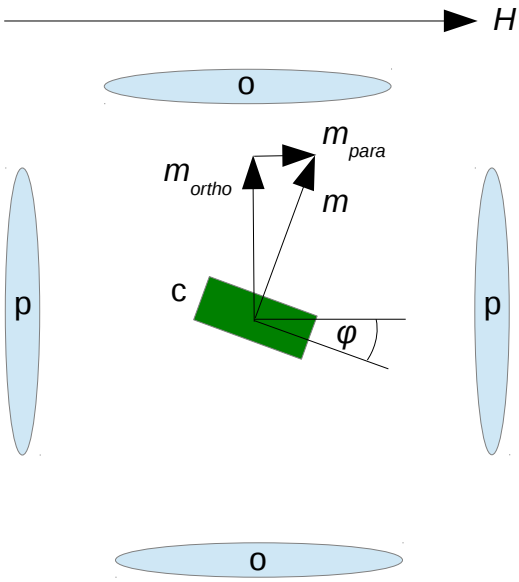

Abbildung 17: Ausrichtung der Probe in $H \perp c$ [4]

4.5 Messdurchführung

Um reproduzierbare Messungen zu gewährleisten, ist es unabdingbar, kontrollierte Rahmenbedingungen zu schaffen. Alle Messungen sind bei einem Druck im VSM-Probenraum von 400 mbar und einem Heliumdurchfluss von 10 l/min durchgeführt worden. Weiters wurden für die Oszillation der Probe eine Frequenz von 55 Hz und eine Schwingungsamplitude von 1.5 mm gewählt[5].

Die Temperatur im Probenraum wird mit einem PID-Regler gesteuert. Vorgegeben wird die Solltemperatur beim Temperatursensor S2 (eingezeichnet in Abbildung 12). Er befindet sich beim Wärmetauscher und in einiger Entfernung zur Probe. Die tatsächliche Temperatur bei der Probe wird durch Sensor S3 gemessen. Es ergibt sich eine Differenz zwischen Vorgabe und Probentemperatur von bis zu 0.3 K, die jedoch für jede Messung mitgespeichert wird.

Der gewünschte Messablauf wird der „Maglab Measurement Software“ mit in BASIC geschriebenen Sequenzen vorgegeben. Die Software sorgt dann für die Umsetzung des

[4] Im Gegensatz zu allen anderen Abbildungen ist hier die Situation bei abnehmendem Magnetfeld gezeigt, daher haben H und m das selbe Vorzeichen.

[5] Nur bei der bestrahlten Probe K#5irr wurden bei tiefen Temperaturen eine kleinere Amplitude verwendet. Sonst wäre die Induktionsspannung zu groß geworden, und hätte sich damit außerhalb des maximalen Messbereichs des Lock-in-Verstärkers (1.0 V) befunden.

Messprogramms, indem an die VSM-Elektronik die entsprechenden Befehle gesendet werden. Jede Magnetisierungsmessung folgt dem selben Schema: Nach der Ausrichtung der Probe wird zuerst das externe Feld auf -5 T und wieder zurück auf 0 T gefahren, um in der Probe ein einheitlich ausgerichtetes Stromprofil zu erhalten. Dann beginnt die eigentliche Messung, bei der das magnetische Feld isotherm mit einer Rate von μ_0 dH/dt = 0.15 T/min auf 5 T erhöht wird. Damit wird der aufsteigende (untere) Ast der Magnetisierungskuve erhalten. Anschließend wird das angelegte Feld mit der selben Rampe auf 0 T reduziert, damit wird der absteigende (obere) Ast der Hysterese gemessen. Danach wird je nach Messprogramm entweder die Temperatur geändert oder die Probe relativ zum Feld gedreht. Auf die Details wird in den nächsten beiden Abschnitten eingegangen.

4.6 Messungen in Hauptlagen

Das magnetische Moment der Probe wird für die Fälle $H \parallel a$, $H \parallel b$ und $H \parallel c$ bei sieben verschiedenen Temperaturen gemessen. Aus diesen Messwerten können dann später die kritischen Stromdichten J_c^c, J_c^a, J_c^b und J_c^{ab} berechnet werden. Die Ausrichtung der Probe zum Magnetfeld und die sich damit einstellenden kritischen Stromdichten sind in Abbildung 18 dargestellt.

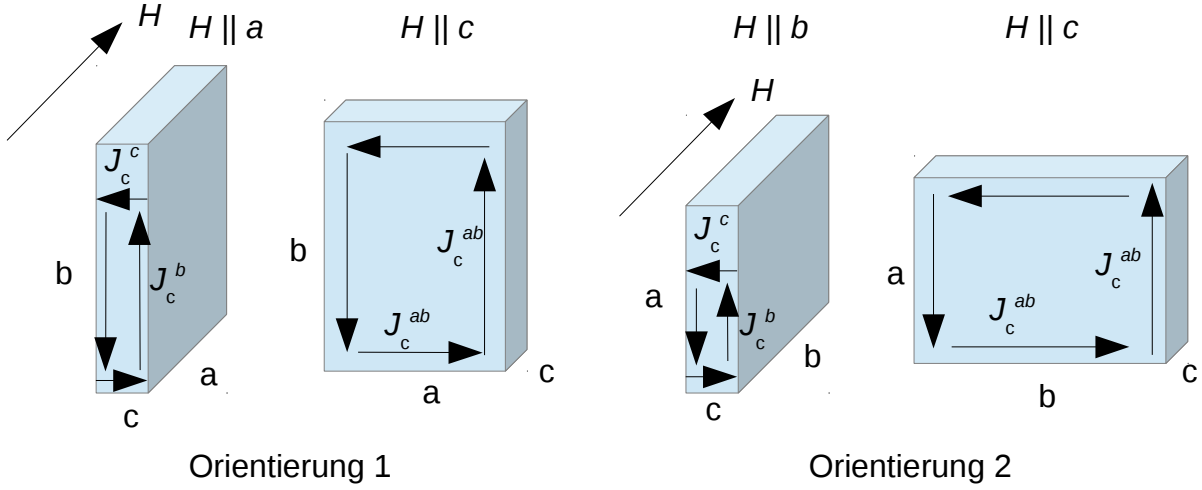

Abbildung 18: Die Probenorientierungen in die Hauptlagenmessungen

Zuerst wird die Probe in Orientierung 1 eingebaut. Dann wird die vorgegebene Messsequenz durchlaufen. Diese besteht aus einer Messung des magnetischen Momentverlaufs

in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld in den Ausrichtungen $H \parallel a$ und $H \parallel c$. Die Temperaturen, bei denen die Messung durchgeführt werden, werden abhängig von der Sprungtemperatur T_c des Materials gewählt und sind weiter unten genauer ausgeführt. Wenn in Orientierung 1 alle Messungen einer Probe abgeschlossen sind, wird sie vor dem Ausbau zuerst noch auf Raumtemperatur erwärmt, um Kondensation von Luftfeuchtigkeit auf der Probenoberfläche unmittelbar nach der Entnahme aus dem Kryostaten zu vermeiden. Dann wird die Probe um 90 ° gedreht auf den Probenhalter montiert, dies entspricht Orientierung 2. Schließlich wird die gleiche Messreihe erneut ausgeführt.

Die magnetischen Momente der Kobalt-dotierten Proben Co#1 und Co#3irr sind bei den Temperaturen 4.2 K, 7.5 K, 10 K, 12.5 K, 15 K, 17.5 K und 20 K gemessen worden. T_c^{onset} beträgt bei der unbestrahlten Probe 24 K, die bestrahlte Probe hat ein T_c^{onset} von 23.4 K.

Bei den Kalium-dotierten Proben K#2, K#4 und K#5irr sind die Messungen bei den Temperaturen 5 K, 10 K, 15 K, 20 K, 25 K, 30 K und 32.5 K durchgeführt worden, T_c^{onset} liegt hier bei 38 K.

4.7 Winkelabhängige Messungen

Ein Teil dieser Arbeit ist die Untersuchung der Auswirkung der Richtung des Magnetfeldes auf die kritischen Ströme. Zu diesem Zweck sind Messungen des magnetischen Moments in 5 °-Schritten zwischen $H \parallel c$ und $H \perp c$ jeweils in Orientierung 1 und in Orientierung 2 gemacht worden. Die Probenausrichtung ist in Abbildung 19 dargestellt.

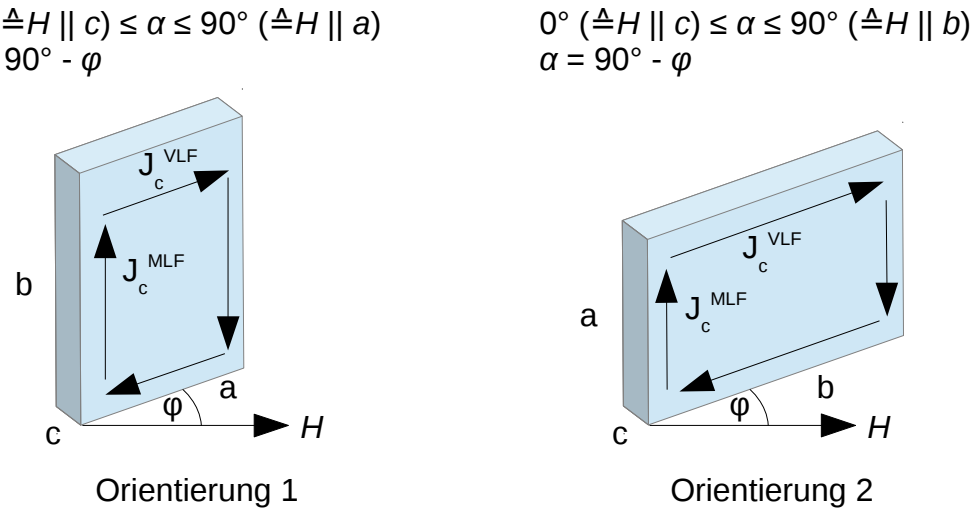

Abbildung 19: Die Probenorientierungen bei den winkelabhängigen Messungen

Die Messungen an Co#1 und Co#3irr sind bei 17.5 K gemacht worden. Bei K#2 und K#4 hat die Messtemperatur 25 K betragen, bei K#5irr sind es 32.5 K gewesen. In der bestrahlten Kalium-dotierten Probe sind die kritischen Ströme extrem groß. Um mit der Induktionsspannung nicht außerhalb des Messbereichs zu geraten, gibt es die Möglichkeit, entweder die Vibrationsamplitude (standardmäßig 1.5 mm) zu verringern oder bei einer Temperatur nahe bei T_c zu messen, da dort die Ströme verhältnismäßig klein sind. Die Wahl ist auf die zweite Option, die höhere Messtemperatur, gefallen. Bei den unbestrahlten Kalium-dotierten Proben hingegen ist J_c generell sehr klein. Um ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis zu bekommen, wird hier bei einer niedrigeren Temperatur von 25 K gemessen.

Aus den so gewonnen Daten werden in Abschnitt 5.3 die kritischen Stromdichten J_c^{VLF} und J_c^{MLF} berechnet.

5 Auswertungen

Vor der Auswertung ist wichtig, erst einmal die Plausibilität der Daten zu prüfen. Eine Möglichkeit dafür ist zu überprüfen, ob die Magnetisierungskurven der Messung $H \parallel c$ in Orientierung 1 und in Orientierung 2 übereinander liegen. Das wird erwartet, weil für einen Körper in einem homogenen Magnetfeld bei einer Drehung um die Drehachse parallel zur Richtung des Magnetfeldes sich an der physikalischen Situation nichts ändert.

Sollten die Messkurven nicht deckungsgleich sein, kann das verschiedene Ursachen haben. Möglichkeiten sind, dass im Probenraum während der beiden Messungen eine unterschiedliche Temperatur vorgeherrscht hat, oder die Vibrationsamplitude zeitlich nicht konstant geblieben ist. Abbildung 20 zeigt einen Fall, wo die Übereinstimmung nahezu perfekt gegeben ist.

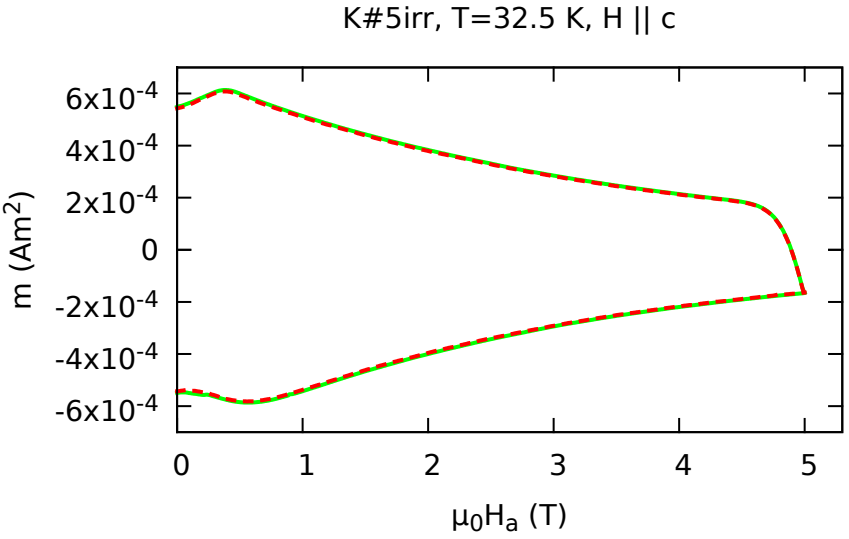

Abbildung 20: Magenetisierungskuven mit $H \parallel c$ für Orientierung 1 und Orientierung 2

Für die Auswertung werden Messergebnisse herangezogen, wo sich diese Effekte in einer Differenz zwischen den Messkurven für $H \parallel c$ von weniger als 3 % widerspiegeln. Falls größere Abweichungen bestehen, wird explizit darauf hingewiesen und erläutert, was der Grund dafür ist.

Ein Effekt, der bei der Auswertung nicht herausgerechnet wird, ist das Selbstfeld H_{SF}. Es wird erzeugt durch die kritischen Ströme, die innerhalb der Probe fließen und ist bei steigendem externen Magnetfeld H_a diesem entgegengerichtet[6], also gilt $H_a + H_{SF} < H_a$. Durch das Selbstfeld reduziert sich die magnetische Flussdichte $B = \mu_0(H_a + H_{SF})$ in der Probe. Daher wird $B = 0$ in der Probe nur lokal erreicht, das Volumsmittel des Betrags von B_{min} wird erst bei $H_a > 0$ erreicht, was einer Verschiebung der Magnetisierungskurve entspricht. In Abbildung 21 ist diese Verschiebung für den aufsteigende Ast bei Co#1 zu sehen, die dünne schwarze Linie zeigt B_{min}.

[6]Bei sinkendem H_a haben H_{SF} und H_a die selbe Orientierung, vorausgesetzt das Stromprofil ist schon vollständig umgedreht.

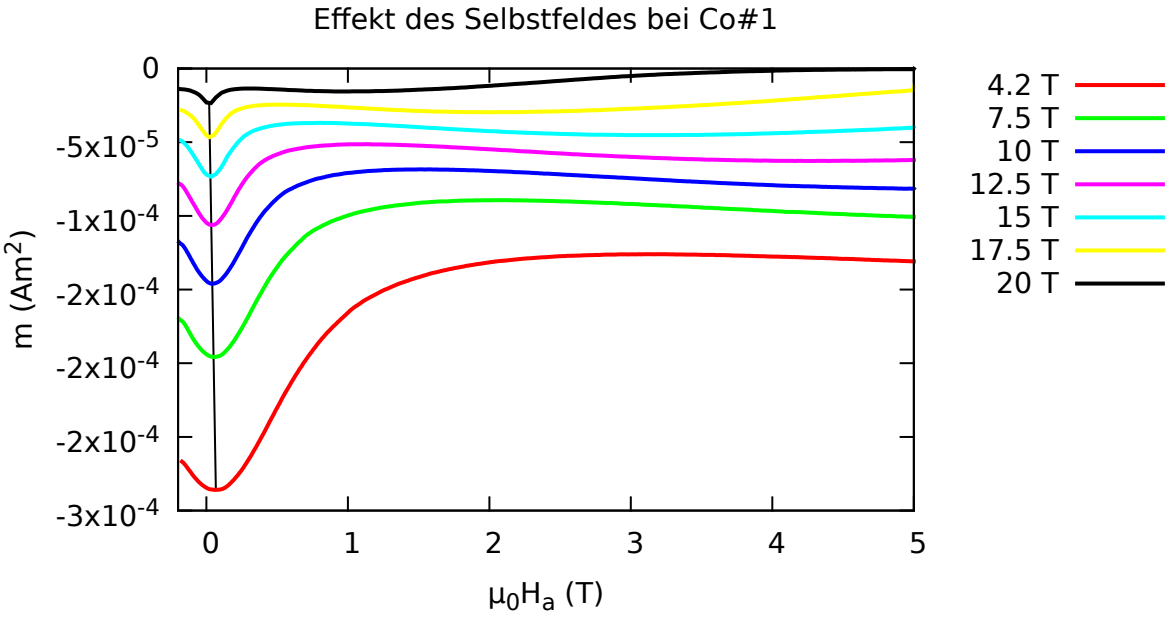

Abbildung 21: Verschiebung der Magnetisierungskurve durch das Selbstfeld bei Co#1, ansteigendes Magnetfeld

Im weiteren Verlauf dieses Abschnitts werden die Methoden zur Berechnung der kritischen Ströme erläutert. In einem ersten Schritt wird aus den Messdaten das irreversible magnetische Moment berechnet. Dann werden die kritischen Stromdichten J_c^{ab}, J_c^b, J_c^c, J_c^{VLF} und J_c^{MLF} mit Hilfe der aus dem Bean-Modell abgeleiteten Gleichungen 2 & 3 ermittelt. Die dort vorkommende Variablen x, y, z, m_{irr}, J_c^x und J_c^y sind in Tabelle 2 den dem Experiment entsprechenden physikalischen Größen zugeordnet. Für die kritische Stromdichte J_c^a gilt aufgrund der Isotropie innerhalb der ab-Ebene $J_c^a = J_c^a$.

	x	y	z	m	J_c^x	J_c^y
Hauptlagen, $H \parallel c$, Orientierung 1	a	b	c	$m_{irr,1}$	J_c^{ab}	J_c^b
Hauptlagen, $H \parallel c$, Orientierung 2	b	a	c	$m_{irr,2}$	J_c^{ab}	J_c^b
Hauptlagen, $H \perp c$, Orientierung 1	c	b	a	$m_{irr,1}$	J_c^c	J_c^b
Hauptlagen, $H \perp c$, Orientierung 2	c	a	b	$m_{irr,2}$	J_c^c	J_c^b
Winkelabhängig, Orientierung 1	a	b	c	$m_{irr,1}$	J_c^{VLF}	J_c^{MLF}
Winkelabhängig, Orientierung 2	b	a	c	$m_{irr,2}$	J_c^{VLF}	J_c^{MLF}

Tabelle 2: Die Seitenbezeichnungen, das magnetische Moment und die Stromdichten entsprechend Gleichung 2 & 3 und Abbildung 4 und ihre physikalische Bedeutung abhängig vom Experiment

Die Aufbereitung der Messergebnisse und die Berechnung der kritischen Ströme ist mit eigens erstellen Python-Skripten durchgeführt worden. Für die anschließende Darstellung der Resultate wird gnuplot verwendet.

5.1 Das irreversible magnetische Moment

Zunächst sind aus den Messwerten aus aufsteigendem und absteigendem Ast der Magnetisierungskurven zwei kontinuierliche Funktionen $m_+(H_a)$ und $m_-(H_a)$ erstellt worden, indem zwischen den einzelnen Datenpunkten linear interpoliert worden ist. Um die weitere Datenauswertung zu vereinfachen, sind für jeden Gitterpunkt $H_{a,i}$ eines Rasters mit 10 mT Schrittweite[7] die Funktionswerte $m_+(H_{a,i})$ und $m_-(H_{a,i})$ berechnet worden. Damit lässt sich das irreversible Magnetische Moment berechnen.

$$m_{irr}(H_a) = \frac{m_-(H_{a,i}) - m_+(H_{a,i})}{2} \tag{4}$$

Wird auf das irreversible Moment für die Orientierung 1 Bezug genommen, lautet die Bezeichnung $m_{irr,1}$, für Orientierung 2 $m_{irr,2}$.

Zu beachten ist, dass Gleichung 4 nur dort gültig ist, wo ein einheitlich orientiertes Stromprofil vorliegt. Da der Maximalwert des externen Magnetfeldes bei $\mu_0 H_a = 5\,\mathrm{T}$ liegt, kann $m_{irr}(H_a)$ also nur für $\mu_0 H_a \in [0, 5 - 2H^*]$ T berechnet werden. Details zum Profil der kritischen Ströme sind in Abschnitt 2.3 erläutert. Der Bereich der Umkehr des Beanprofils ist in Abbildung 22 eingezeichnet.

[7] dies entspricht in etwa den Abständen der Messwerte von durchschnittlich 6 mT bei Hauptlagenmessungen und 20 mT bei winkelabhängigen Messungen

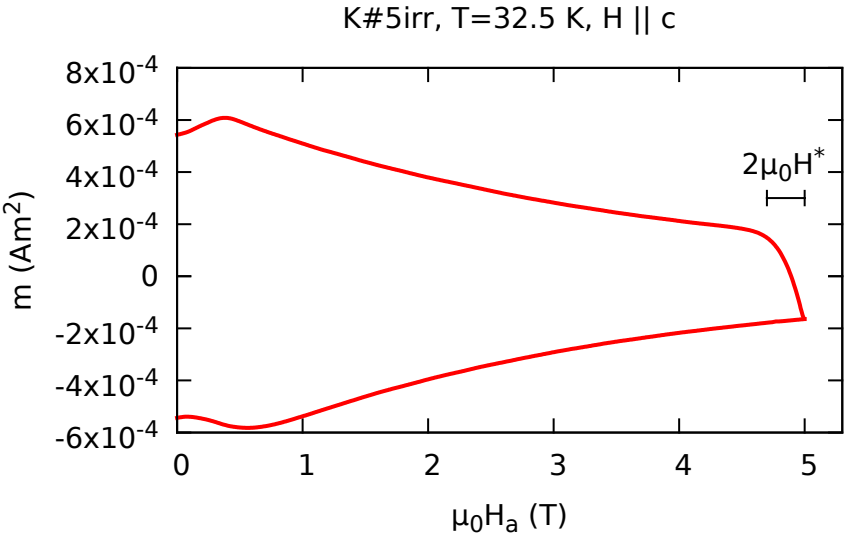

Abbildung 22: Bereich der Richtungsumkehr der kritischen Ströme

Bei den bestrahlten Proben ist für niedrige Temperaturen die kritische Stromdichte sehr hoch. Damit ist auch H^* groß und der Bereich mit einheitlichem Stromprofil entsprechend klein ist. Das irreversible magnetische Moment wird daher in diesen Fällen nicht nach Gleichung 4 berechnet sondern es wird der Betrag des aufsteigenden Astes genommen:

$$m_{irr}(H_a) = |m_+(H_a)| \tag{5}$$

Abbildung 23 zeigt die Ergebnisse der beiden m_{irr}-Berechnungsarten. Die unterschiedliche Position des Maximums für das Moment bei 25 K, 30 K und 32.5 K wird durch das Selbstfeld der Probe bewirkt. Bei den Graphen des irreversiblen Moments bei 5 K ist zu sehen, dass die durchgezogene rote und die strichlierte rote Line bei 0 T einen relativ großen Winkel einschließen. Das ist ein Indiz, dass $2H^*\mu_0 > 5$ T ist und somit das Stromprofil bei $\mu_0 H_a = 0$ T noch nicht einheitlich ausgerichtet ist.

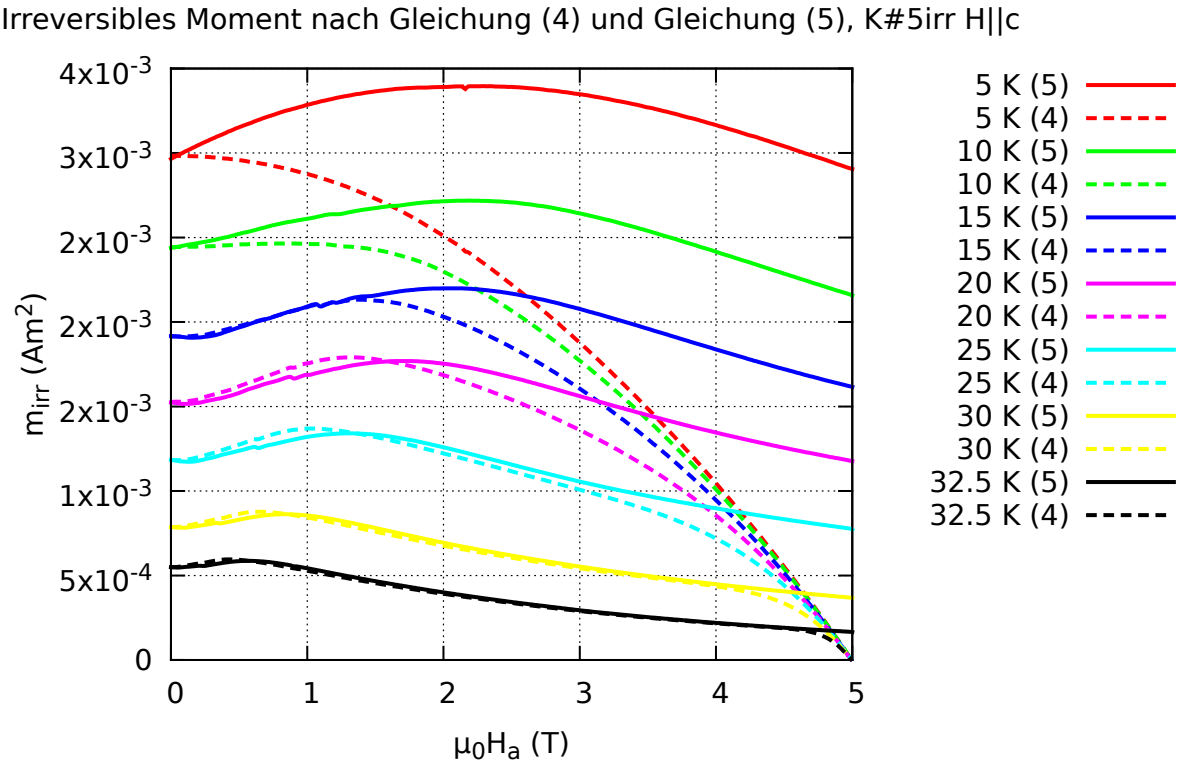

Abbildung 23: Das irreversible magnetische Moment m_{irr} nach zwei verschiedenen Berechnungsmethoden. Strichlierte Linie: aus Gleichung 4, durchgezogene Linie: aus Gleichung 5

5.2 Berechnung der kritischen Ströme in den Hauptlagen

J_c^{ab} ist die kritische Stromdichte in den ab-Ebenen. Für den Fall $H_a \parallel c$ genügt es aufgrund der Rotationsinvarianz des magnetischen Moments um eine Achse in Richtung von H_a, die Messergebnisse aus Orientierung 1 für die Berechnung von J_c^{ab} zu verwenden. J_c^{ab} wird mit Gleichung 3 ermittelt. Dabei ergibt sich mit den Zuordnung aus Tabelle 2:

$$J_c^{ab} = \frac{12bm_{irr,1}}{Va(3b-a)} \tag{6}$$

Aufwendiger stellt sich die Situation im Fall $H_a \perp c$ dar. Hier fließen die kritischen Stromdichten J_c^a, J_c^b und J_c^c. Aufgrund der Isotropie in der ab-Ebene gilt $J_c^a = J_c^b$. Für die Berechnung der übrigen Stromdichten J_c^b und J_c^c kommt Gleichung 2 zum Einsatz, wobei die Zuordnung zwischen den dort verwendeten Variablen und den physikalischen

Größen wiederum in Tabelle 2 zu finden ist. x beispielsweise wird in dem hier betrachteten Fall durch c substituiert. Um die beiden kritischen Stromdichten berechnen zu können, werden diesmal die irreversiblen Momente $m_{irr,1}$ und $m_{irr,2}$ aus den Messungen in Orientierung 1 und 2 benötigt. Nach Substitution laut Tabelle 2 und Gleichsetzen der Stromdichte J_c^c aus den beiden Orientierungen ergeben sich folgende Fälle:

Fall 1, $\frac{a}{c} > \frac{J_c^b}{J_c^c}$:

$$J_c^c = \frac{V(cJ_c^b)^2}{3b(VcJ_c^b - 4m_{irr,1})} = \frac{V(cJ_c^b)^2}{3a(VcJ_c^b - 4m_{irr,2})} \tag{7}$$

Fall 2, $\frac{b}{c} > \frac{J_c^b}{J_c^c} > \frac{a}{c}$:

$$J_c^c = \underbrace{\frac{V(cJ_c^b)^2}{3b(VcJ_c^b - 4m_{irr,1})}}_{g(J_c^b)} = \underbrace{\frac{3VacJ_c^b - \sqrt{3}\sqrt{3(VacJ_c^b)^2 - 16Va^2cJ_c^b m_{irr,2}}}{2Va^2}}_{h(J_c^b)} \tag{8}$$

Fall 3, $\frac{b}{c} < \frac{J_c^b}{J_c^c}$:

$$\begin{aligned} J_c^c &= \frac{3VbcJ_c^b - \sqrt{3}\sqrt{3(VbcJ_c^b)^2 - 16Vb^2cJ_c^b m_{irr,1}}}{2Vb^2} \\ &= \frac{3VacJ_c^b - \sqrt{3}\sqrt{3(VacJ_c^b)^2 - 16Va^2cJ_c^b m_{irr,2}}}{2Va^2} \end{aligned} \tag{9}$$

Von vornherein ist nicht klar, welcher der Fälle der physikalischen Realität entspricht. Daher werden die Möglichkeiten der Reihe nach durchprobiert und geprüft, ob die erhaltenen Stromdichten mit der anfangs gestellten Bedingung in Einklang stehen. Dies ist für die Fälle 1 & 3 relativ einfach möglich, sie lassen sich nach J_c^b auflösen und man erhält

für Fall 1, $\frac{a}{c} > \frac{J_c^b}{J_c^c}$:

$$J_c^b = \frac{4(bm_{irr,1} - am_{irr,2})}{Vc(b-a)}$$

für Fall 3, $\frac{b}{c} < \frac{J_c^b}{J_c^c}$:

$$J_c^b = \frac{4(a^2m_{irr,1} - b^2m_{irr,2})^2}{3V^2(a-b)(am_{irr,1} - bm_{irr,2})}$$

Auch für Fall 2 ist es theoretisch möglich, einen analytischen Ausdruck für J_b^c zu bekommen. Dieser ist mit einem Computer-Algebraprogramm ermittelt worden, besteht jedoch aus über 300 Rechenoperationen und ist damit so unhandlich, dass er für die Berechnung nicht zum Einsatz kommt. Statt dessen wird ein numerisches Verfahren angewandt. Dafür wird in Gleichung 8 der Ausdruck links vom Gleichheitszeichen mit $g(J_c^b)$ bezeichnet und der rechts mit $h(J_c^b)$. Nun wird eine neue Funktion $f(J_c^b) = h(J_c^b) - g(J_c^b)$ definiert. Die Nullstellen von $f(J_c^b)$ sind mathematische Lösungen für J_c^b. Abbildung 24 zeigt den Verlauf von $f(J_c^b)$.

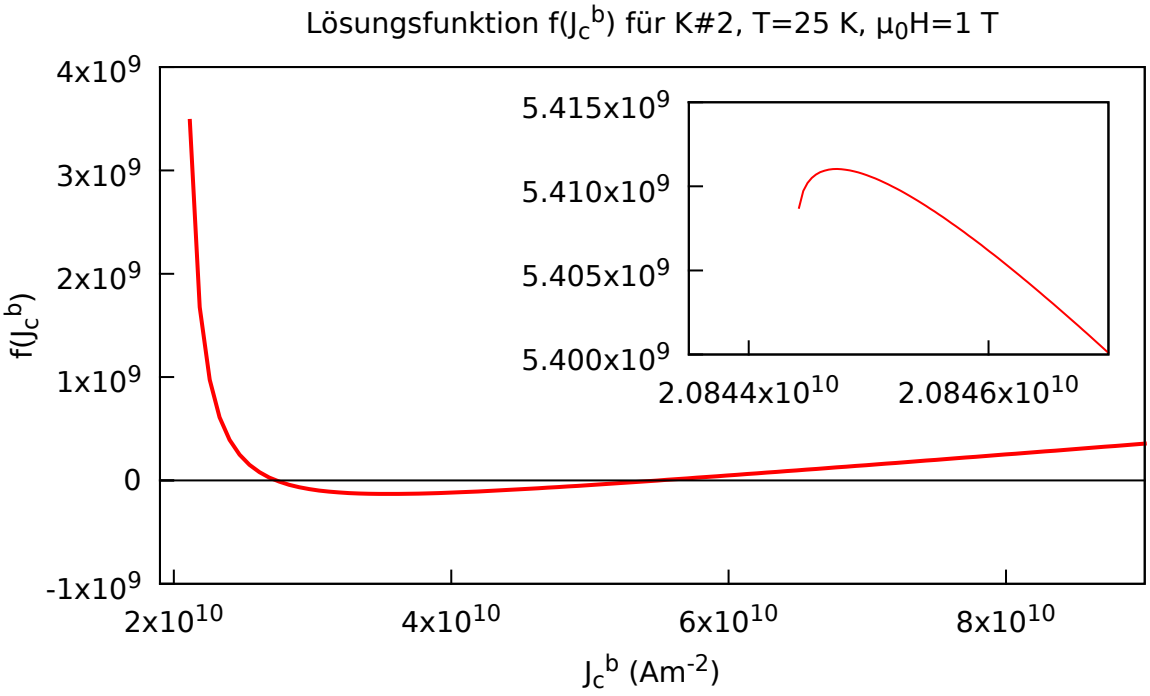

Abbildung 24: Der Verlauf von $f(J_c^b)$ für verschiedene Größenbereiche

Die Funktion $g(J_c^b)$ hat bei $J_c^b = \frac{4m_{irr,1}}{Vc}$ einen Pol. Die Funktion $h(J_c^b)$ ist für $J_c^b < \frac{16m_{irr,2}}{3Vc}$ im Reellen nicht definiert. Für den Fall $3m_{irr,1} < 4m_{irr,2}$ steigt die Funktion $f(J_c^b)$ kurz nach $J_c^b = \frac{16m_{irr,2}}{3Vc}$ etwas an, bevor sie steil abfällt. Dies ist im Inset von Abbildung 24 dargestellt. Für den Fall $3m_{irr,1} > 4m_{irr,2}$ befindet sich der Pol von $g(J_c^b)$ bereits im Definitionsbereich von $h(J_c^b)$ und $f(J_c^b)$ fällt vom Pol weg stetig bis zum Nulldurchgang ab. Danach sinkt sie weiter auf ein Minimum. Von dort steigt sie stetig,

hat eine zweite Nullstelle und konvergiert gegen eine Gerade mit der Steigung $\frac{c}{3b}$. Wie sich später zeigen wird, ist die linke Nullstelle der Funktion die physikalisch richtige Lösung für J_c^b. Wegen der erwähnten Besonderheiten der Funktion $f(J_c^b)$ für kleine J_c^b ist es nicht leicht möglich, einen allgemeinen Startwert für ein Newtonverfahren von links kommend festzusetzen. Daher wird von einem großen Startwert von rechts weg mit dem Newtonverfahren zuerst die rechte Nullstelle ermittelt. Von hier weg kann mit der Intervallhalbierungsmethode zwischen dieser Nullstelle und dem größeren der beiden Werte $\frac{4m_{irr,1}}{Vc}$ (Pol) und $\frac{16m_{irr,2}}{3Vc}$ (Wurzelausdruck gleich Null) die zweite Nullstelle berechnet werden. Um die mathematische Richtigkeit der Lösung zu verifizieren wird mit dem gerade erhaltenen J_c^b noch J_c^c berechnet und schlussendlich aus den beiden Werten auf das magnetische Moment zurückgerechnet:

$$m_{irr,1} = \frac{VcJ_c^b(3bJ_c^c - cJ_c^b)}{12bJ_c^c}$$

$$m_{irr,2} = \frac{VaJ_c^c(3cJ_c^b - aJ_c^c)}{12cJ_c^b}$$

Wenn sich so die zwei irreversiblen Momente reproduzieren lassen, sind die ermittelten Stromdichten Lösungen. Falls jetzt noch Ausgangsbedingungen erfüllt sind, handelt es sich tatsächlich um das richtige Ergebnis.

5.3 Berechnung der kritischen Ströme für schräge Probenausrichtungen

Die Daten für die Berechnung von J_c^{VLF} und J_c^{MLF} liefern die winkelabhängigen Messungen des magnetischen Moments.

Wie in Abschnitt 2.5 beschrieben, fließen die Ströme auch bei einer Verdrehung der Probe gegenüber der Position $H \perp ab$ für einen großen Winkelbereich in der ab-Ebene. Das magnetische Moment ist also normal auf diese Ebene. Im Folgenden wird der Drehwinkel α als Winkel zwischen $H \parallel c$ und Normalvektor der ab-Ebene definiert. Bei $\alpha = 0\,^\circ$ hat das magnetische Moment $\vec{m}$ nur eine Komponente m_p parallel zum Feld und es tritt also nur in den parallelen Spulen eine Induktionsspannung auf. Das orthogonale Moment m_o ist null, die orthogonalen Spulen zeigen kein Signal. Um jetzt in der um α gedrehten Lage das Moment parallel zur c-Richtung der Probe zu bekommen, wird das Koordinatensystem um den Winkel $-\alpha$ gedreht. Das Moment in c-Richtung m_c ist somit $m_c = m_p \cos(-\alpha) - m_o \sin(-\alpha)$. Damit werden mit Gleichung 2 unter Verwendung der

Substitutionen laut Tabelle 2 aus den Messungen in Orientierung 1 und Orientierung 2 die kritischen Stromdichte J_c^{VLF} und J_c^{MLF} berechnet. Es wird dabei die selbe Methode wie im vorhergehenden Abschnitt 5.2 angewandt und wiederum wird das Ergebnis durch Rückeinsetzen verifiziert.

6 Resultate

In den nächsten beiden Abschnitten werden die berechneten kritischen Stromdichten dargestellt. Dazu wird zunächst auf die Ergebnisse der Messungen in den Hauptlagen eingegangen. Es wird dabei einerseits ein Vergleich zwischen den zwei unterschiedlichen Dotierungen gezogen, andererseits wird die Auswirkung der Neutronenbestrahlung auf die kritischen Stromdichten analysiert.

Danach wird der Einfluss der Orientierung des Magnetfeldes auf die kritischen Stromdichten untersucht. Auch hier werden die Resultate der verschiedenen Proben miteinander verglichen.

6.1 Kritische Stromdichten in den Hauptlagen

In diesem Abschnitt werden die Auswertung der kritischen Stromdichten in den Hauptlagen $H \perp c$ und $H \parallel c$ präsentiert. Zuerst werden die Ergebnisse für die unbestrahlten Proben erläutert, danach wird ein Vergleich zu den bestrahlten Proben gezogen.

6.1.1 Second-Peak-Effekt in J_c^{ab}

Als Second-Peak-Effekt oder auch Fishtail-Effekt wird ein lokales Maximum der kritischen Stromdichte im Magnetfeld genannt. Während sich die Flusslinien aufgrund ihrer Abstoßung bei niedrigen Feldern noch annähernd in einem hexagonalen Flussliniengitter anordnen, ist es bei höheren Feldern energetisch günstiger, diese Ordnung aufzugeben, und sich vermehrt an Defekte anzuordnen [13]. Ein Fishtail tritt nicht auf, wenn die Probe sehr rein ist, und so kaum Defekte zur Flusslinienverankerung vorhanden sind. Er ist auch dann nicht zu beobachteten, wenn die Defektdichte so hoch ist, dass sich auch bei niedrigen Feldern keine regelmäßige Anordnung der Flussschläuche ergibt, weil die Pinningkräfte immer gegenüber der repulsiven Flusslinienwechselwirkung dominieren.

J_c^{ab} bezeichnet die kritische Stromdichte in den ab-Ebenen, hier für $H_a \parallel c$. Abbildung 25 zeigt J_c^{ab} in der unbestrahlten Probe K#4 (links) und in der bestrahlten Probe K#5irr (rechts)[8]. Die Ergebnisse für K#4 stellen allerdings nur Richtwerte dar, weil die Vibrationsamplitude bei der Messung nicht konstant geblieben ist. Als Ursache konnte ein defekter Stecker in der Steuereinheit identifiziert werden. Betroffen sind die Messungen bei allen Temperaturen außer bei 25 K. Der sich ergebende Fehler für J_c^{ab} wird mit 20% abgeschätzt.

[8] Für K#5irr konnte J_c^{ab} bei 5[K] für niedrige Felder nicht richtig berechnet werden, weil H^* hier zu groß ist, Details in Abschnitt 5.1.

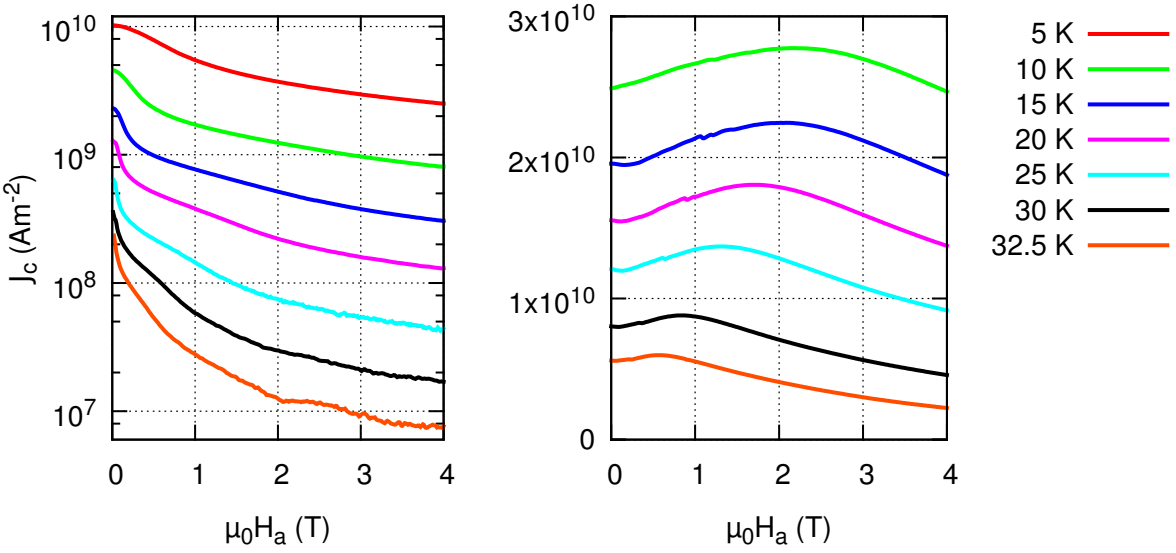

Abbildung 25: J_c^{ab} in K#4 (links) und K#5irr (rechts)

Der Fishtail-Effekt tritt bei den Kalium-dotierten Proben nur nach Bestrahlung auf, was auf die induzierten Defekte in der ursprünglich sehr reinen Probe zurückzuführen ist. Er ist in linearer Skalierung besser zu erkennen, daher die unterschiedlichen Darstellungsarten für die beiden Proben. Die Position des Second-Peaks ist bei niedrigen Temperaturen in Richtung höherer Felder verschoben. Diese Verschiebung ist auch in Abbildung 26 für die unbestrahlte Kobalt-dotierte Probe erkennbar, und tritt generell in vielen supraleitenden Materialien wie den Kupraten und MgB_2 auf [14]. Unter der Annahme, dass die Position des Fishtails mit dem oberen kritischen Feld skaliert, ergibt sich durch die Zunahme von B_{c2} bei abnehmender Temperatur eine Begründung für die Verschiebung des Second-Peaks.

Die kritische Stromdichte J_c^{ab} bei Kobalt-Dotierung ist in Abbildung 26 dargestellt, wiederum links die unbestrahlte und rechts die bestrahlte Probe. Bei den Kobalt-dotierten Proben ist der umgekehrte Fall zu beobachten. Hier besteht bei Co#1 ein Fishtail, der bei der bestrahlten Probe Co#3irr nicht auftritt.

Wie am Beginn des Abschnittes erwähnt, tritt der Fishtail-Effekt nur bei mittleren Defektdichten auf. Bei der reinen Kalium-dotierten Probe mit wenig Defekten wird durch die Bestrahlung eine mittlere Defektdichte erzeugt. Die Kobalt-dotierte Probe hat jedoch schon unbestrahlt eine mittlere Defektdichte, hier wird beim Bestrahlen die Anzahl der Defekte so stark erhöht, dass kein Second-Peak mehr auftritt.

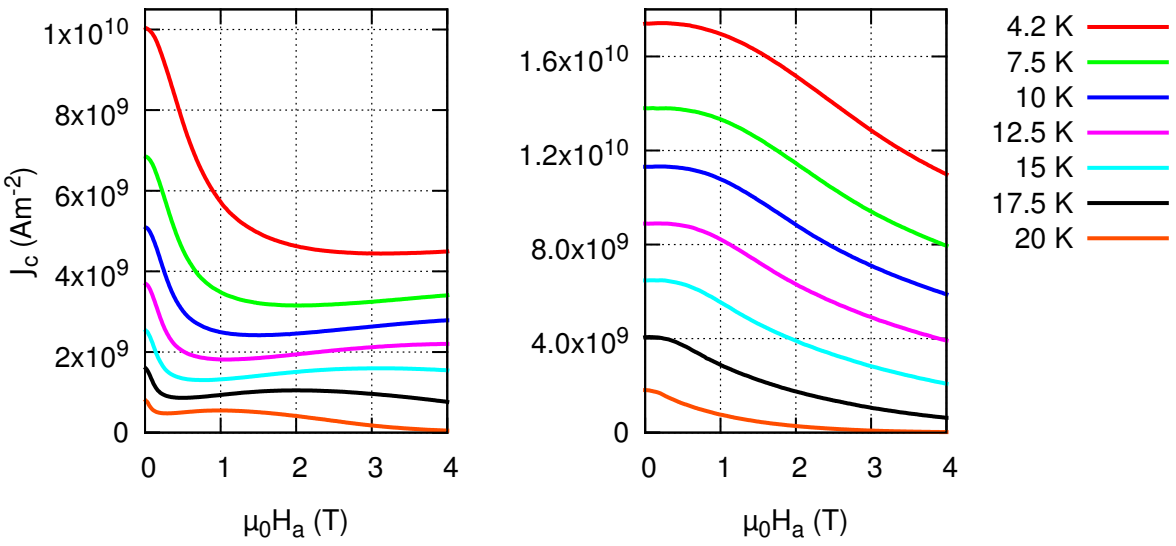

Abbildung 26: J_c^{ab} in Co#1 (links) und Co#3irr (rechts)

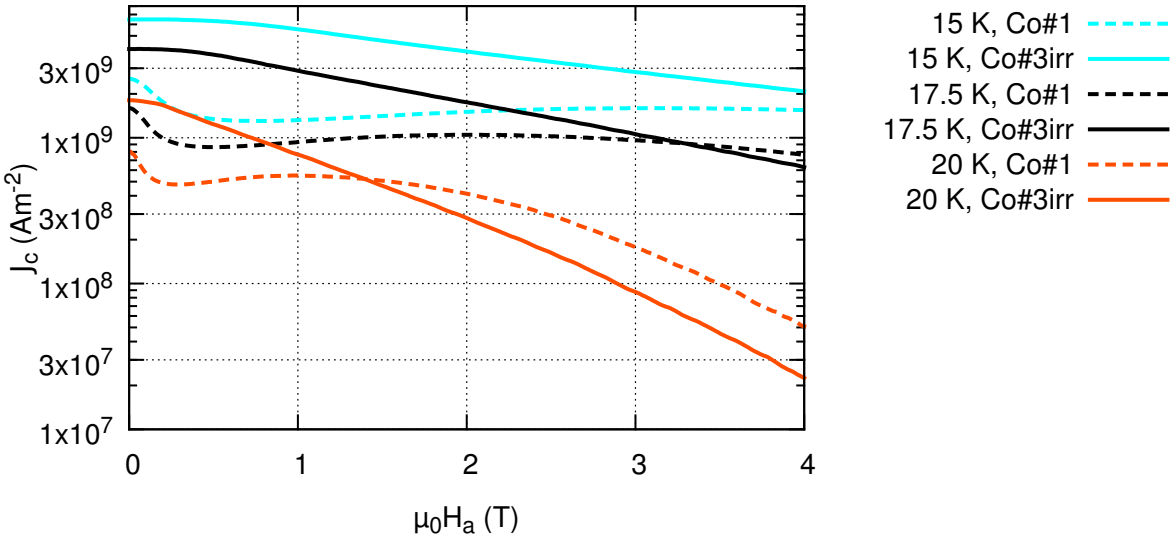

Abbildung 27: J_c^{ab} in Co#1 und Co#3irr bei hohen Temperaturen, logarithmische Darstellung

Die kritische Stromdichte J_c^{ab} ist für die hohen Temperaturen zur besseren Darstellung noch einmal logarithmisch in Abbildung 27 gezeigt. Ab einem gewissen Magnetfeld liegt

J_c^{ab} der bestrahlten Probe unter J_c^{ab} der unbestrahlten Probe. Das liegt daran, dass die kritische Temperatur bei Co#3irr um 0.6 T unter der von Co#1 liegt, und damit das Irreversibilitätsfeld[9] für hohe Temperaturen in Richtung niedrigerer Felder verschoben ist.

6.1.2 Temperaturabhängigkeit von J_c^{ab}

Es folgt die Darstellung der Temperaturabhängigkeit von J_c^{ab}, erst in den unbestrahlten und dann in den bestrahlten Proben. Die Temperaturabhängigkeit von K#4 und Co#1 ist in Abbildung 37 gezeigt. In logarithmischer Darstellung von J_c^{ab} ergibt sich für J_c^{ab} ein etwa linearer Verlauf. Die kritische Stromdichte hängt also annähernd exponentiell mit der Temperatur ab. Für Co#1 ergibt sich ein ähnliches Verhalten, allerdings nur bis etwa 15 K. Darüber ist die Abnahme wesentlich stärker. Im Nullfeld beträgt die kritische Stromdichte J_c^{ab} bei einer Temperatur von 5 K für beide unbestrahlten Proben etwa $10^{10}\,\mathrm{Am}^{-2}$. Sie nimmt für die Kalium-dotierte Probe, die eine sehr starke Feld- und Temperaturabhängigkeit zeigt, jedoch wesentlich schneller ab als für die Kobalt-dotierte Probe.

Als Ursache ist das schwache Flusslinienpinning in der Kalium-dotierten Probe zu sehen, das typisch für kleine Defekte ist. Die kritische Stromdichte nimmt bei höheren Temperaturen und Feldern sehr schnell stark ab, weil die Flussliniendichte in der Probe zunimmt und damit die Flusslinienabstände kleiner werden. Als Folge steigt die abstoßende Wechselwirkung zwischen den Flusslinien und sie wird im Vergleich zur kleinen Verankerungskraft groß. Deswegen existiert nur ein sehr kleiner Flussliniengradient und damit eine geringe kritische Stromdichte. Bei hohen Temperaturen führt thermische Aktivierung dazu, dass sich Flusslinien aus der schwachen Verankerung lösen und sich so der Flussliniengradient abbaut. Damit verringert sich auch die kritische Stromdichte.

[9] das ist definitionsgemäß das Feld, ab dem der kritische Strom verschwindet

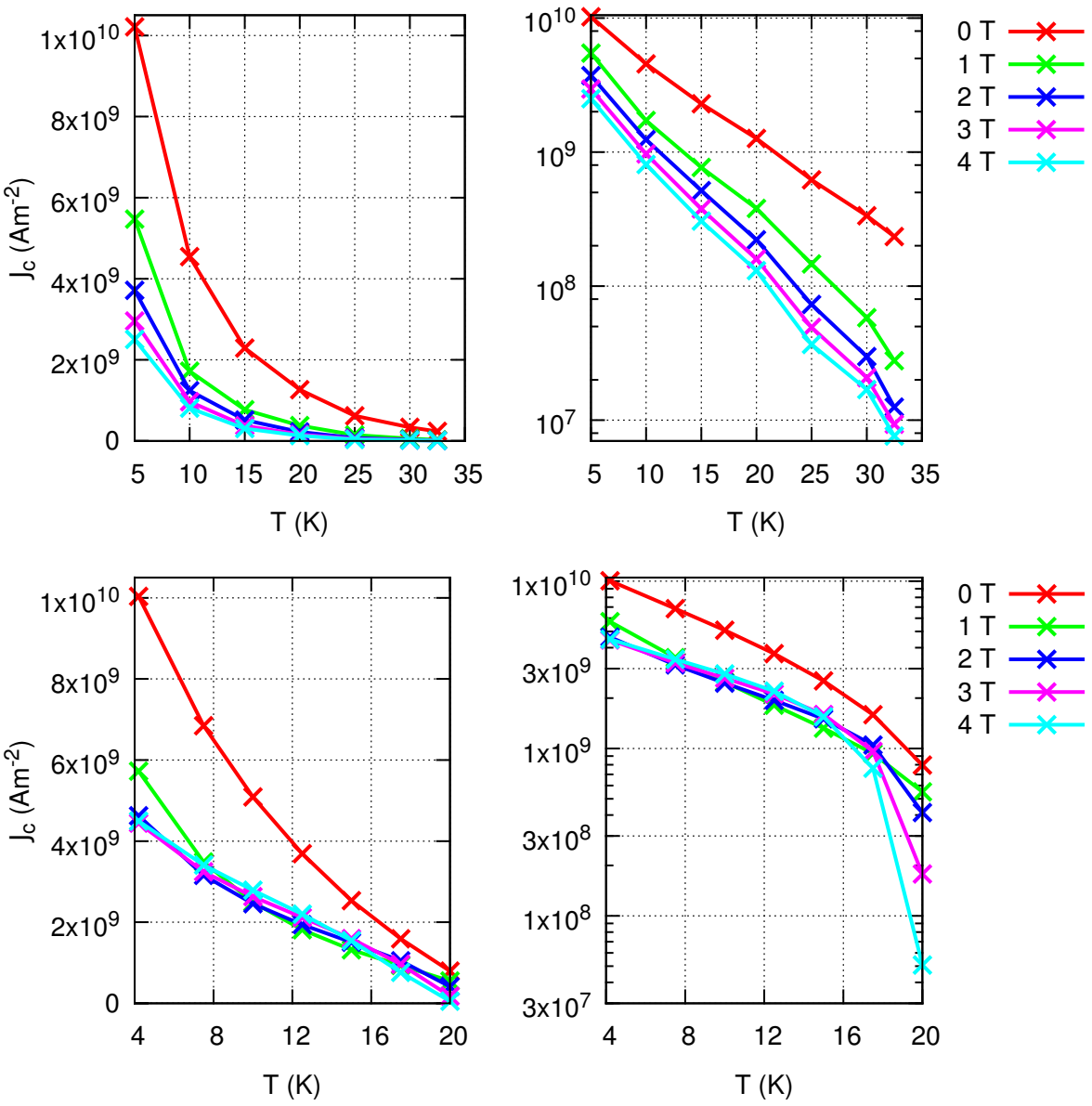

Abbildung 28: Temperaturabhängigkeit von J_c^{ab} in K#4 (oben) und Co#1 (unten) jeweils in linearer und logarithmischer Skalierung

Bei den bestrahlten Proben ergibt sich für J_c^{ab} ein etwa linearer Verlauf für die Temperaturabhängigkeit. Das ist ein überraschendes Ergebnis. Die J_c^{ab}-Kurven von K#5irr kreuzen sich mitunter aufgrund des Fishtail-Effektes, der in dieser Probe auftritt. Co#3irr zeigt keinen Fishtail, hier ist der $J_c^{ab}(T)$-Verlauf annähernd parallel.

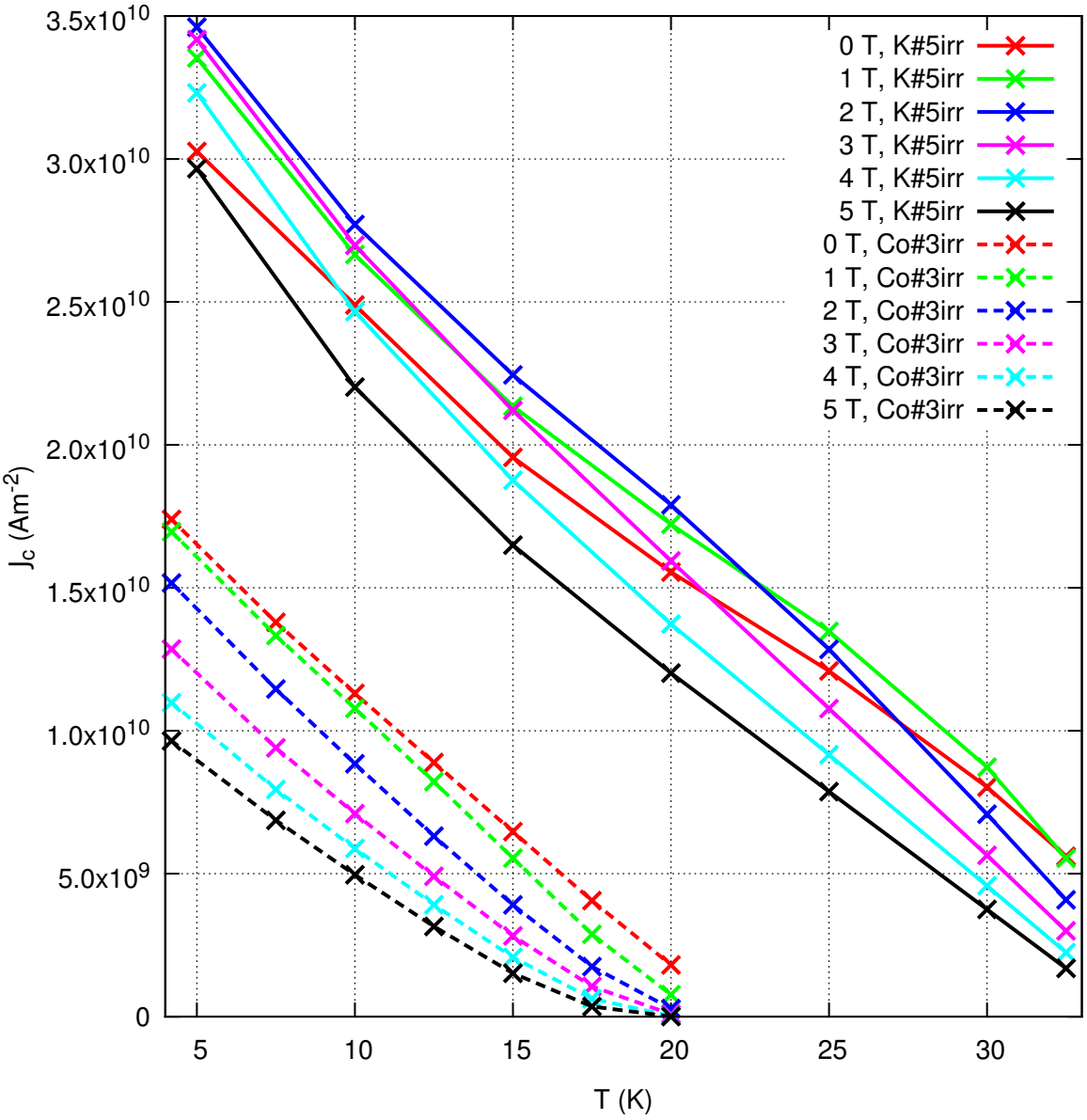

Abbildung 29: Temperaturabhängigkeit von J_c^{ab} in K#5irr und Co#3irr

6.1.3 Anisotropie der kritischen Ströme in den Hauptlagen

Für die Ausrichtung $H_a \perp c$ gibt es zwei unterschiedliche kritische Stromdichten, J_c^b und J_c^c . Sie sind für die Proben K#2 und K#4 in Abbildung 30 dargestellt. Interessant ist, dass die (roten) Kurven von J_c^{ab} für die beiden Proben nahezu übereinander liegen, während sich für J_c^b und J_c^c in den beiden Proben beträchtliche Unterschiede ergeben.

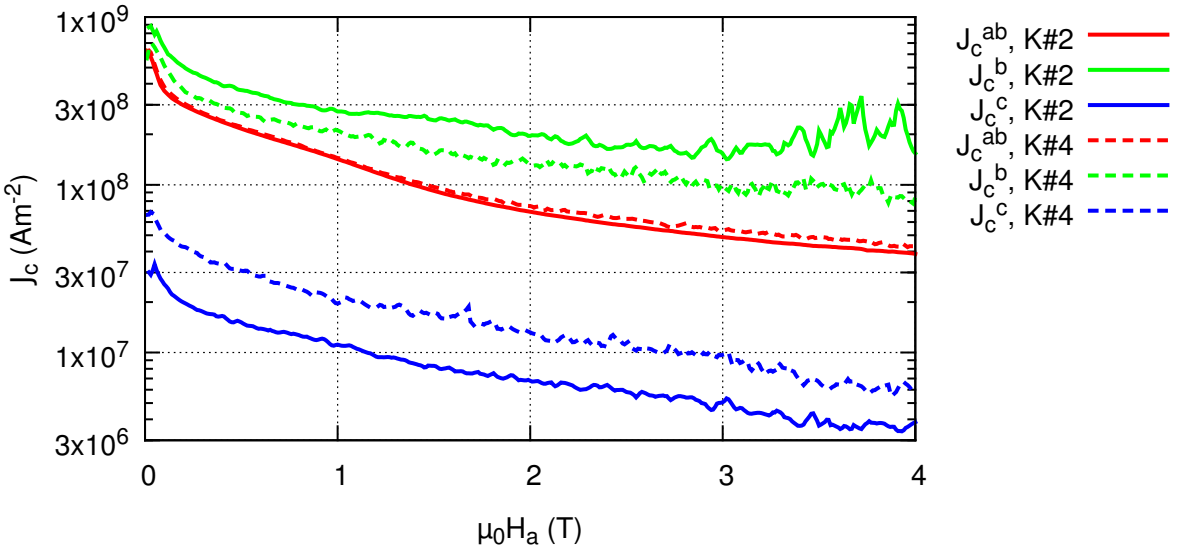

Abbildung 30: Die kritischen Stromdichten J_c^{ab}, J_c^b und J_c^{ab} in K#2 und K#4 bei $T = 25\,\mathrm{K}$

Dies zeigt sich noch deutlicher in der Anisotropie der kritischen Stromdichten $\gamma_J = J_c^b/J_c^c$. Die Feldabhängigkeit von γ_J ist in Abbildung 31 gezeigt.

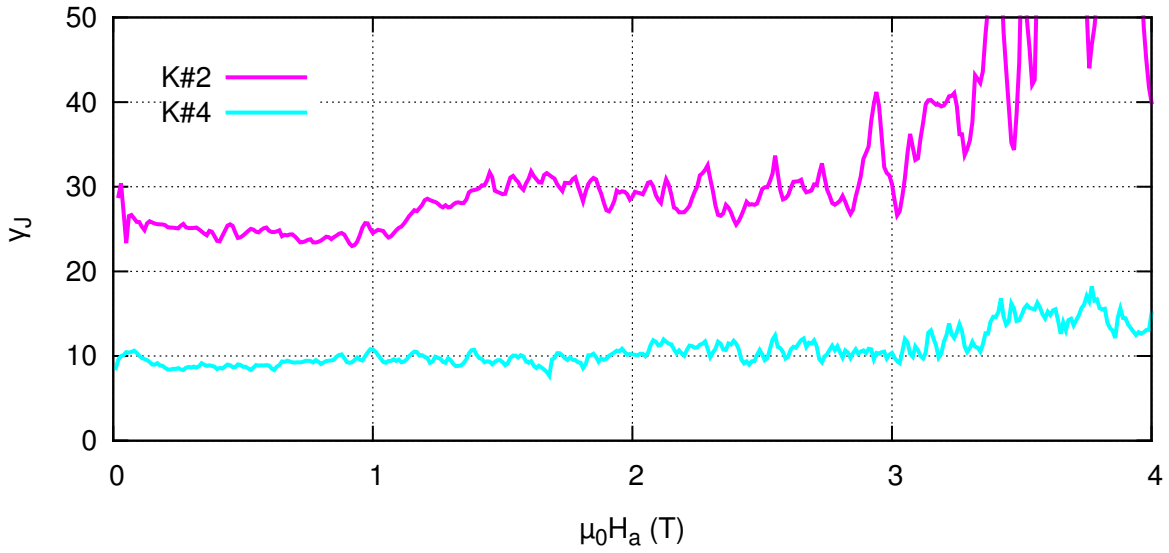

Abbildung 31: $\gamma_J = J_c^b/J_c^c$ in K#2 und K#4 bei $T = 25\,\mathrm{K}$

Für K#2 ist $\gamma_J \approx 10$, für K#4 gilt $\gamma_J \approx 30$. Dass sich die beiden Anisotropien bei ähnlich geringer Feldabhängigkeit so sehr voneinander unterschieden, ist bemerkenswert. Darüber hinaus liegt der zu erwartende Wert für γ_J deutlich niedriger, weil die Anisotropie der oberen kritischen Felder etwa bei 2 liegt [15]. Für die bestrahlte Probe K#5irr ist auch versucht worden, J_c^b und J_c^c aus den Gleichungen 7 - 9 zu berechnen, allerdings sind hier keine Lösungen gefunden worden. Die wahrscheinliche Ursache wird im Folgenden diskutiert.

Abbildung 30 ist hierfür sehr aufschlussreich. Sie zeigt, dass die kritische Stromdichte in den *ab*-Ebenen, J_c^{ab}, für die zwei unbestrahlten Proben praktisch den selben Verlauf hat. Dies ist ein gänzlich anderes Ergebnis, als das für die Stromdichten J_c^b und J_c^c festgestellte. Bei K#2 und K#4 ist das Verhalten in den *ab*-Ebenen also vergleichbar, nicht jedoch in *c*-Richtung. Dazu kommt, dass es bei der bestrahlten Probe nicht möglich gewesen ist, im Rahmen des Bean-Modells die kritischen Ströme in *c*-Richtung zu ermitteln. Es ist dabei angenommen worden, dass die Ströme ungestört über das ganze Volumen fließen können. In einer Arbeit von Tanatar et al wird erwähnt, dass sich bei Ba122-Kristalle leicht *ab*-Ebenen voneinander ablösen können, wodurch sich die effektive Geometrie ändert und die J_c-Anisotropie sich scheinbar stark erhöht [16]. Diese Erklärungsmöglichkeit scheint für die hier vorliegende Situation plausibel, insbesondere weil bei einem Abspalten entlang der *ab*-Ebenen erwartet werden kann, dass das Verhalten innerhalb der *ab*-Ebene unberührt bleibt. Das ist auch genau, was beobachtet wird.

Es folgt die Analyse der Anisotropie $\gamma_J = J_c^b/J_c^c$ in den Kobalt-dotierten Kristallen. In Abbildung 32 sind die Stromdichten J_c^{ab}, J_c^b und J_c^c bei den Temperaturen 4.2 K und 20 K dargestellt. Bei der Temperatur von 4.2 K fällt J_c^{ab} bei höheren Feldern unter J_c^b und J_c^c. Das liegt daran, dass das obere kritische Feld und damit auch das Irreversibilitätsfeld in *c*-Richtung geringer ist als in der *ab*-Ebene. Dieses Verhalten wird auch in Rubidium-dotiertem Ba122 festgestellt [17].

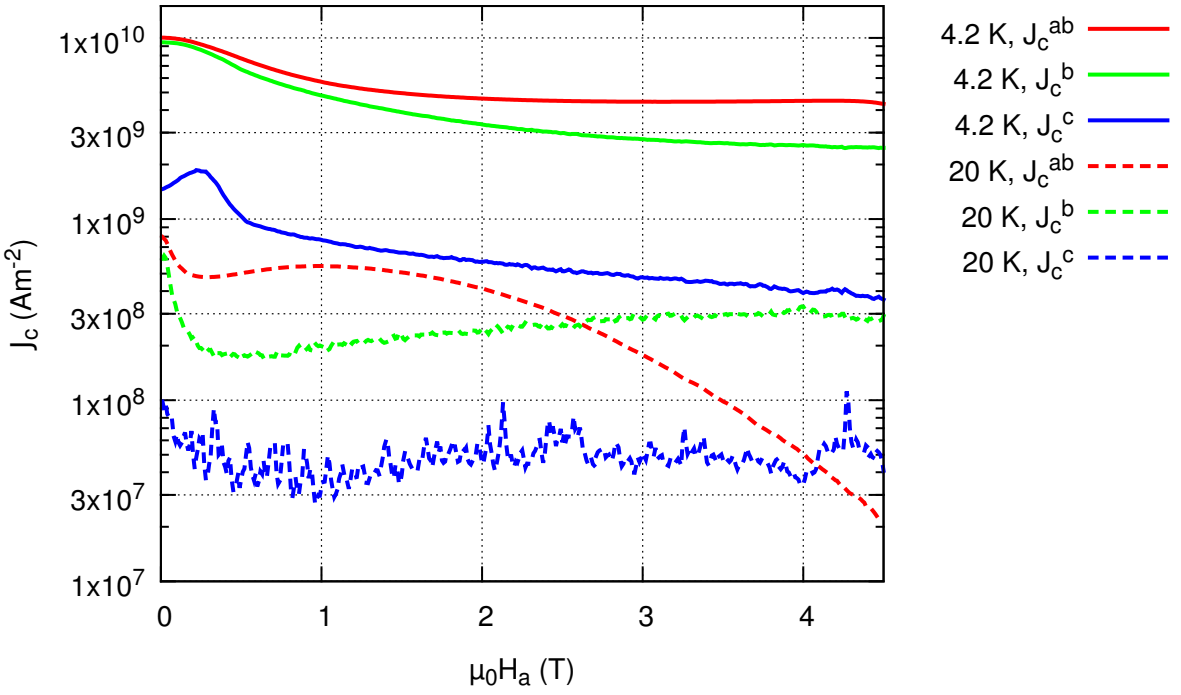

Abbildung 32: Die kritischen Stromdichten J_c^{ab}, J_c^b und J_c^{ab} in Co#1 für die Temperaturen 4.2 K und 20 K

Das Verhältnis der kritischen Stromdichte γ_J zeigt in dem zugänglichen Messbereich kaum eine systematische Feld- oder Temperaturabhängigkeit. Für die unbestrahlte Probe Co#1 hat $\gamma = J_c^b/J_c^c$ für alle gemessenen Temperaturen den Wert 5-6. Die bestrahlte Kobalt-Probe Co#3irr zeigt eine Anisotropie von 2-3, sie ist somit etwa halb so groß wie für die unbestrahlten Probe. Bei der Bestrahlung verursachen die schnellen Neutronen an zufälligen Stellen Defekte im Material. Dadurch entstehen zusätzliche isotrope Verankerungsstellen für Flusslinien. Damit ließe sich die niedrigere Anisotropie in der bestrahlten Probe erklären, allerdings ist der Unterschied unerwartet groß. In Abbildung 33 ist γ_J von Co#1 und Co#3irr exemplarisch für zwei Temperaturen eingetragen. Bei niedrigen Feldern sind Selbstfeldeffekte zu erkennen.

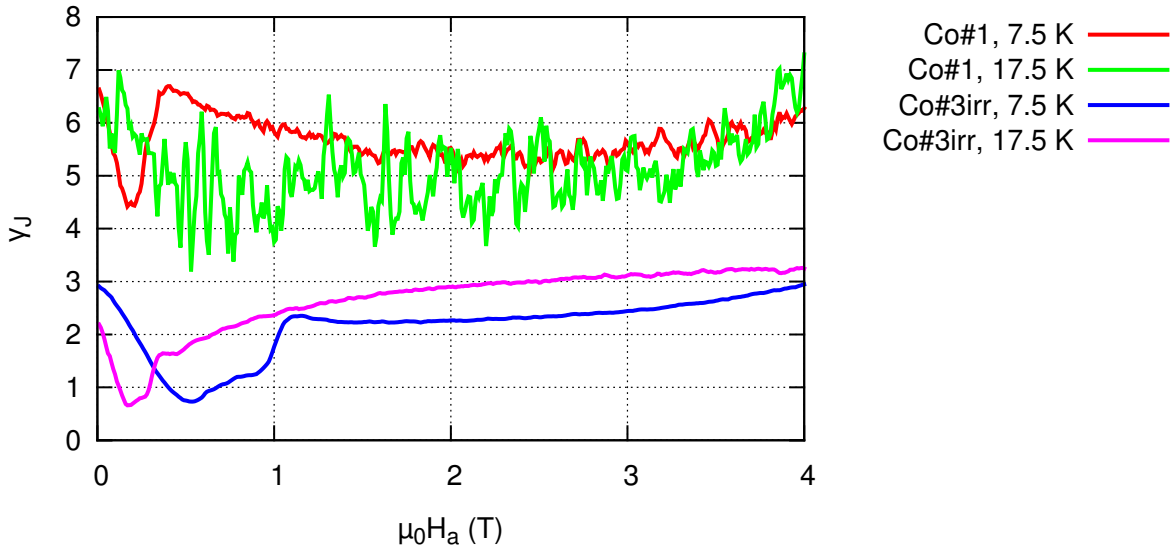

Abbildung 33: $\gamma_J = J_c^b / J_c^c$ in Co#1 und Co#3irr

Die berechneten Stromdichten J_c^{ab}, J_c^b, J_c^c sollen jetzt mit den Ergebnissen von Tanatar et al verglichen werden [16]. Die dort verwendete Probe ist mit 7.4% Kobalt dotiert, im Vergleich zu 6 % bei Co#1. Die von Tanatar et al verwendeten Proben haben mit 23 K eine um 1 K niedrigere Übergangstemperatur. Sie zeigen eine Anisotropie $\gamma_J \approx 2$, bei Co#1 gilt $\gamma_J \approx 6$.

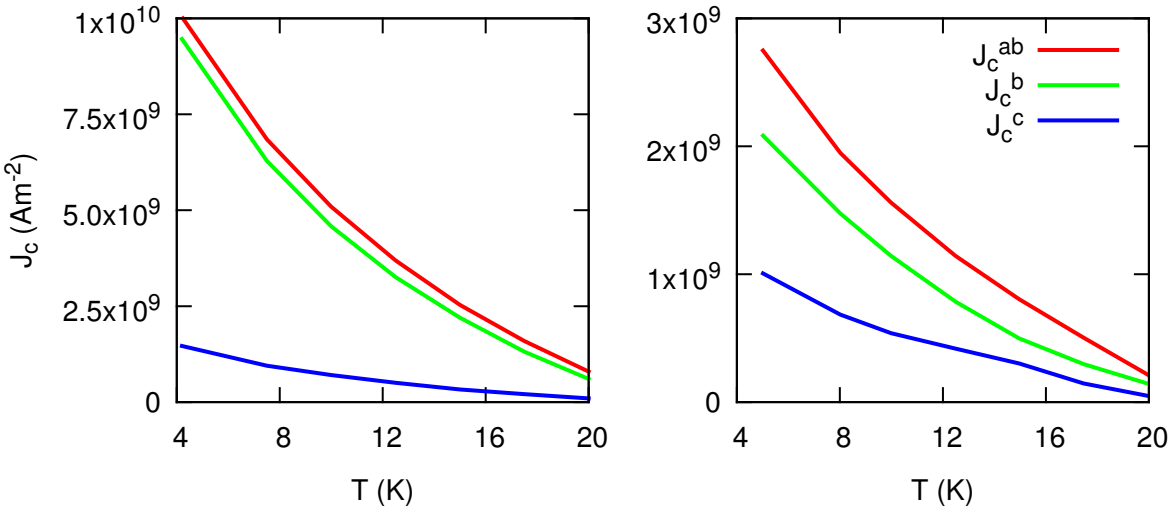

Abbildung 34: Vergleich der kritischen Stromdichten in Co#1 (links) mit den Ergebnissen von Tanatar et al (rechts) [16]

Es lässt sich festhalten, dass sich die berechneten Werte für γ_J bei alle Proben stark unterscheiden und generell zu hoch sind. γ_J spiegelt also höchstwahrscheinlich nicht die intrinsischen Eigenschaften des Materials wider, sondern wird durch Risse zwischen den *ab*-Ebenen in den Proben bestimmt.

6.1.4 Erhöhungsfaktor nach Bestrahlung

Das Verhältnis zwischen den kritischen Stromdichten J_c^{ab} von bestrahlter und unbestrahlter Probe wird als Erhöhungsfaktor η bezeichnet. Durch die Bestrahlung mit schnellen Neutronen werden in der Probe Defekte erzeugt, die als zusätzliche Verankerungsplätze für Flusslinien dienen können.

Die Feldabhängigkeit der Erhöhungsfaktoren für Kaliumdotierung und für Kobaltdotierung ist in Abbildung 35 dargestellt. Bei der Kaliumdotierung muss generell mit einem Fehler von 20 % gerechnet werden, wie in Abschnitt 6.1.1 näher ausgeführt ist. Bei einer Temperatur von 5 K und niedrigen Feldern sind zusätzlich die berechneten Werte für η ein unteres Limit, weil hier wegen dem hohen Wert von H^* und der messtechnischen Limitierung auf eine maximale Feldstärke von 5 T die kritischen Ströme noch nicht vollkommen einheitlich ausgerichtet sind, Details in 5.1.

Der Erhöhungsfaktor ist bei Kaliumdotierung besonders hoch und kann mehr als 300 betragen. Bei hohen Temperaturen verhindern die durch die Bestrahlung induzierten

zusätzlichen Pinningszentren die thermische Aktivierung der Flusslinien sehr wirkungsvoll.

Bei Kobaltdotierung werden die höchsten Werte von η bei niedrigen Feldern erreicht, wobei bei allen Temperaturen und Feldern $\eta < 5$ gilt. Bei hohen Temperaturen und hohen Feldern ist die kritische Stromdichte der bestrahlten Probe sogar niedriger als die der unbestahlten Probe.

Zusammenfassend kann festgehalten werden: Die unbestrahlte Kalium-dotierte Probe hat eine sehr geringe Defektdichte. Durch Bestrahlung nimmt die kritische Stromdichte massiv zu, besonders bei hohen Temperaturen und Feldern. Die unbestrahlte Kobalt-dotierte Probe hat bereits eine mittlere Defektdichte. Die Bestrahlung erhöht die kritische Stromdichte nur bei kleinen Feldern, für hohen Feldern gilt sogar $\eta < 1$.

Genau das gleiche Verhalten, nämlich dass eine niedrige Ausgangsdefektdichte bei Bestrahlung zu einer sehr großen kritischen Stromdichteerhöhung führt, während bei mittlerer Ausgangsdefektdichte der Erhöhungsfaktor für hohe Felder sogar unter 1 fällt, ist auch bei Kupraten festgestellt worden [18].

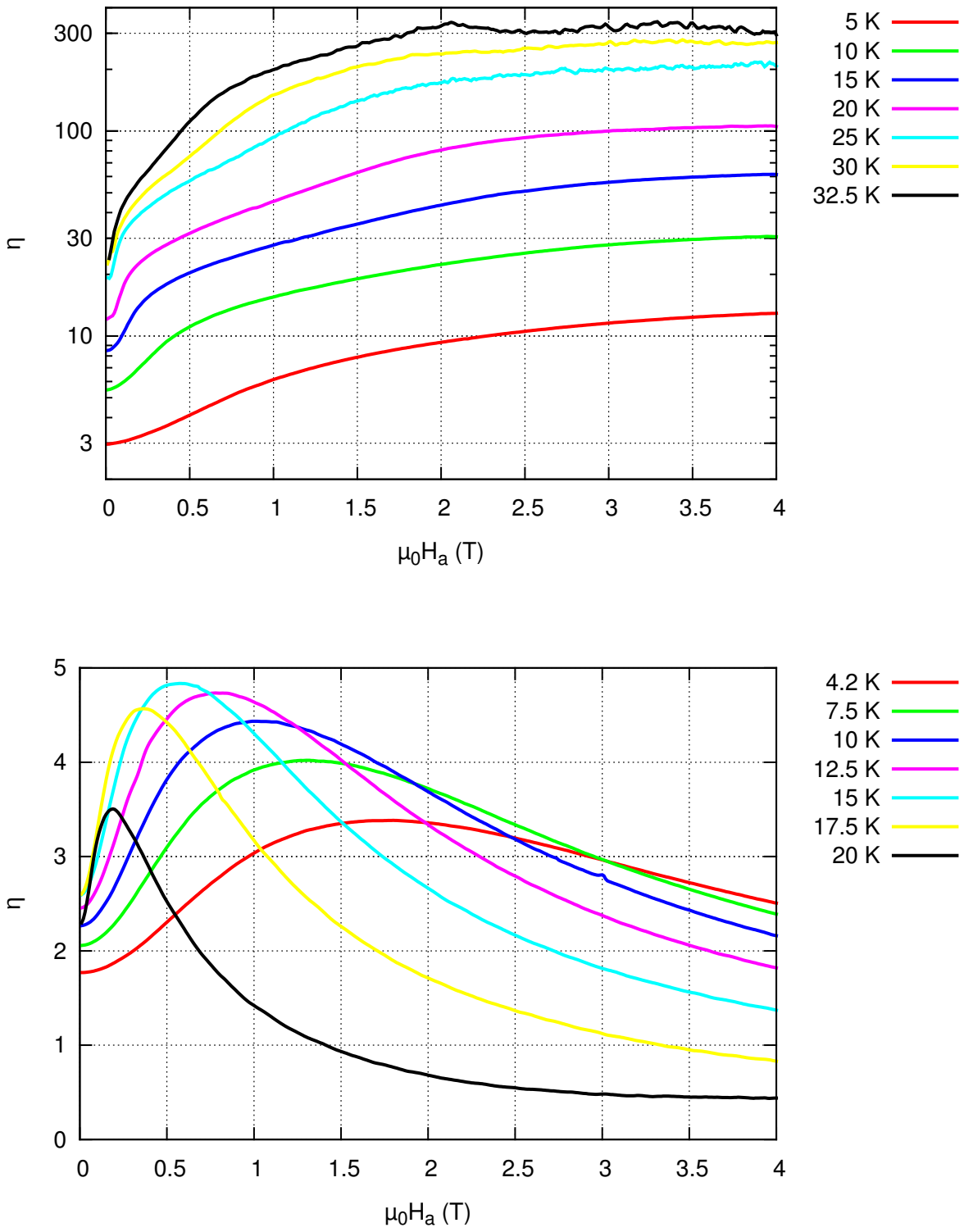

Abbildung 35: Verhältnis von J_c^{ab} in K#5irr zu J_c^{ab} in K#4 (oben) und Verhältnis von J_c^{ab} in Co#3irr zu J_c^{ab} in Co#1 (unten)

6.1.5 Vergleich bei reduzierter Temperatur

In einer nächsten Analyse wird die kritische Stromdichte J_c^{ab} der Kalium-dotierten und Kobalt-dotierten Proben jeweils im unbestrahlten und bestrahlten Fall miteinander verglichen. Dazu werden Messungen bei ähnlicher reduzierter Temperatur $t = T/T_c$ verwendet.

Die Messungen von K#2 und K#5irr sind bei 25 K durchgeführt, damit ergibt sich mit den T_c-Werten von Tabelle 1 $t = 0.66$ für beide Proben. Die Kobalt-dotierten Proben sind bei jeweils zwei Temperaturen gemessen worden. Bei 15 K beträgt für Co#1 die reduzierte Temperatur $t = 0.63$, für die bestrahlte Probe Co#3irr gilt $t = 0.64$. Für die zweite Messtemperatur von 17.5 K ist $t = 0.73$ bei Co#1 und $t = 0.74$ bei Co#3irr. Die reduzierte Temperatur der Kalium-dotierten Probe liegt also zwischen den beiden Werten der Kobalt-dotierten Probe. Die Ergebnisse sind in Abbildung 36 dargestellt.

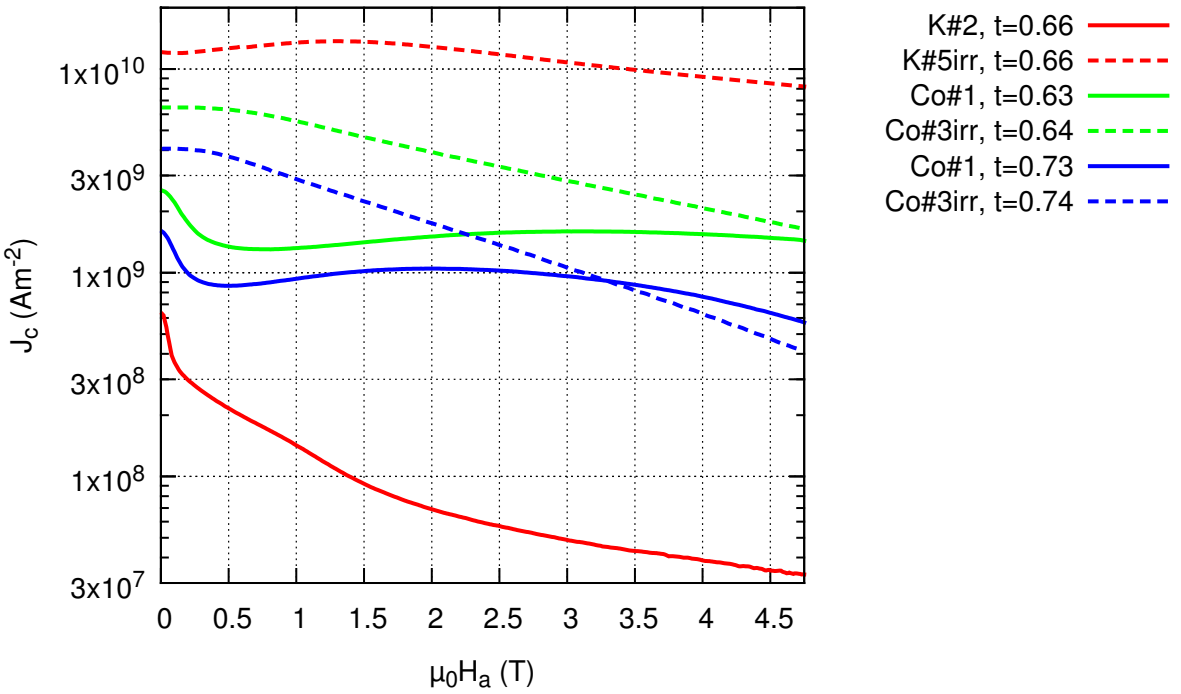

Abbildung 36: J_c^{ab} bei unbestrahlten und bestrahlten Proben, jeweils für Kalium- und Kobalt-Dotierung bei einer reduzierten Temperatur von $t \approx 0.7$.

Aufgrund der geringen Defektdichte in der in der unbestrahlten Kalium-dotierten Probe K#2 nimmt die kritische Stromdichte mit dem Magnetfeld steil ab und liegt weit

unter J_c^{ab} von der Kobalt-dotierten Probe bei vergleichbarer reduzierter Temperatur. Nach der Bestrahlung kann davon ausgegangen werden, dass in beiden Dotierungen die induzierten Defekte die Eigenschaften der Proben maßgeblich bestimmen.

Nach der BCS-Theorie wird für eine höhere kritische Temperatur eine höhere Kondensationsenergie vorhergesagt, die ein höheres Verankerungspotential für die Flusslinien bewirkt. Damit ist eine größere kritische Stromdichte möglich. J_c^{ab} für die bestrahlte Kalium-dotierte Probe ($T_c = 38\,\mathrm{K}$) liegt tatsächlich höher als für die Kobalt-dotierte Probe ($T_c = 23.6\,\mathrm{K}$).

6.2 Auswirkungen der Magnetfeldrichtung auf die kritischen Stromdichten

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der winkelabhängigen Messungen präsentiert. Die Probe ist dabei in einem Winkel α zum externen Magnetfeld ausgerichtet, wobei $\alpha = 0\,^\circ$ der Einstellung $H \parallel c$ entspricht und $\alpha = 90\,^\circ$ bei $H \perp c$ liegt. Aus den Magnetisierungsmessungen sind die kritischen Stromdichten J_c^{VLF} und J_c^{MLF} berechnet worden. J_c^{MLF} bezeichnet die kritische Stromdichte, die parallel zu der Kante fließt, auf die das Magnetfeld orthogonal steht. J_c^{VLF} fließt in den ab-Ebenen normal zu J_c^{MLF}.

6.2.1 Einfluss der Lorentzkraft

In Abbildung 37 ist der Verlauf von $\gamma_{LF} = J_c^{VLF}/J_c^{MLF}$ dargestellt. Der Effekt $\gamma_{LF} \to 1$ für $H_a \to 0$ ist auf das in diesem Bereich dominierende Selbstfeld der Probe zurückzuführen. Da die kritischen Ströme wie in Abschnitt 2.5 erwähnt, überwiegend in den ab-Ebenen fließen, ist das Selbstfeld parallel zu c. Damit wirken die Lorentzkräfte bei J_c^{VLF} und J_c^{MLF} gleich stark und gemeinsam mit der Isotropie in der ab-Ebene folgt $\gamma_{LF} \approx 1$ für sehr kleine externe Felder.

Das Stromdichtenverhältnis γ_{LF} hat in den Proben mit starkem Pinning (das sich durch ein hohes J_c zeigt), insbesondere in den bestrahlten Proben K#5irr und Co#3irr, bei gleichen Winkeln α sehr ähnliche Werte.

Schwache Flusslinienverankerung, wie in K#2, führt zu niedrigen Werten von γ_{LF}.

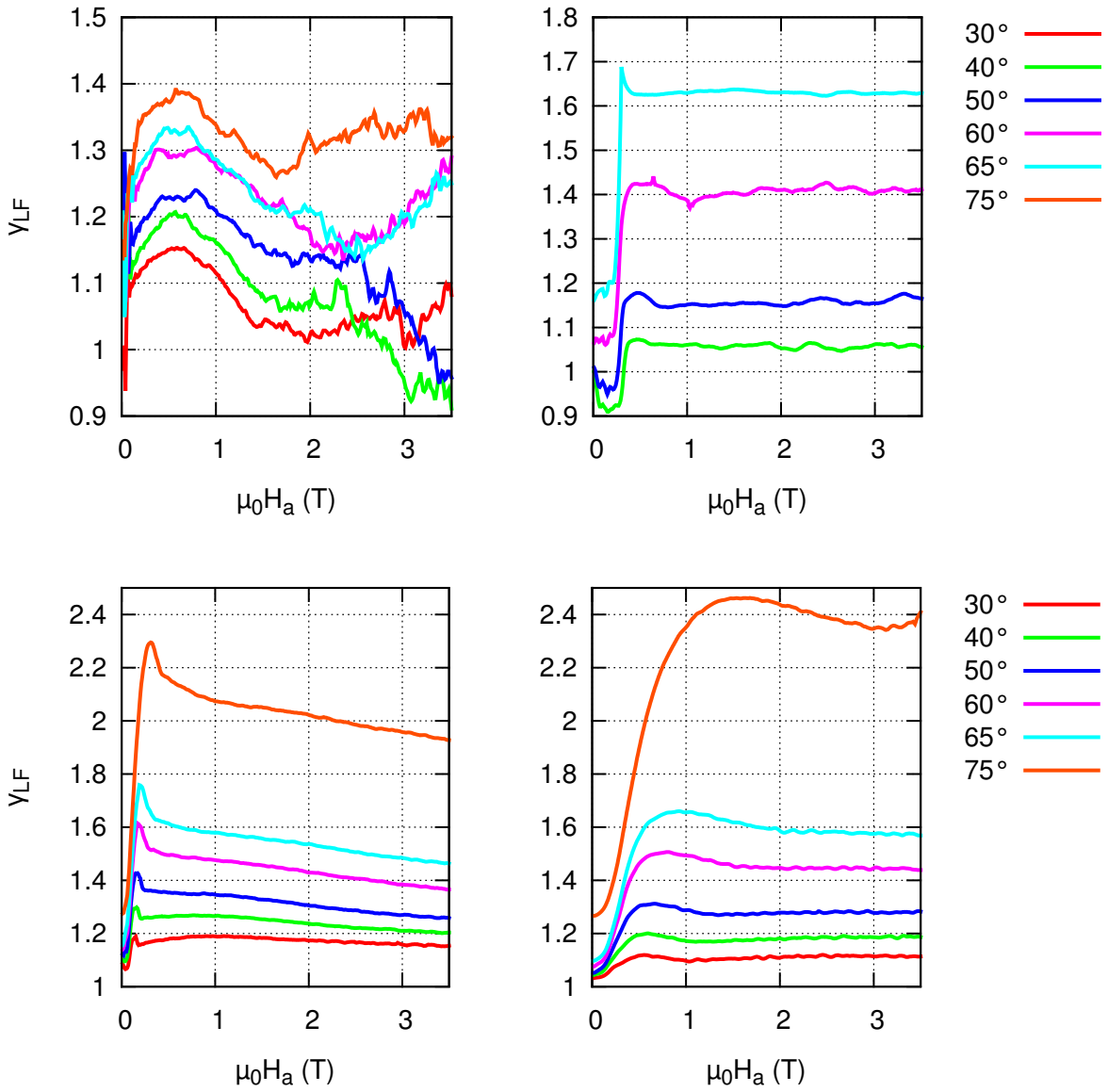

Abbildung 37: Feldabhängigkeit von γ_{LF} in K#2 (oben links), K#5irr (oben rechts), Co#1 (unten links) und Co#3irr (unten rechts)

Im ursprünglichen Modell des kritischen Zustandes ($P_v = |\vec{J}_c \times \vec{B}|$) wird $\gamma_{LF} = 1/\cos(\alpha)^n$ mit $n = 1$ erwartet, wenn nur Lorentz- und Pinningkräfte wirken. Tatsächlich gibt es noch andere Wechselwirkungen, insbesondere zwischen den Flusslinien. Wie in Abbildung 38 zu sehen ist, wird für die sehr reine Probe K#2 der Verlauf von $\gamma_{LF}(\alpha)$ bei höheren Feldern mit $n = 5$ besser beschrieben, was auf die schwache Verankerung der Flusslinien zurückzuführen ist.

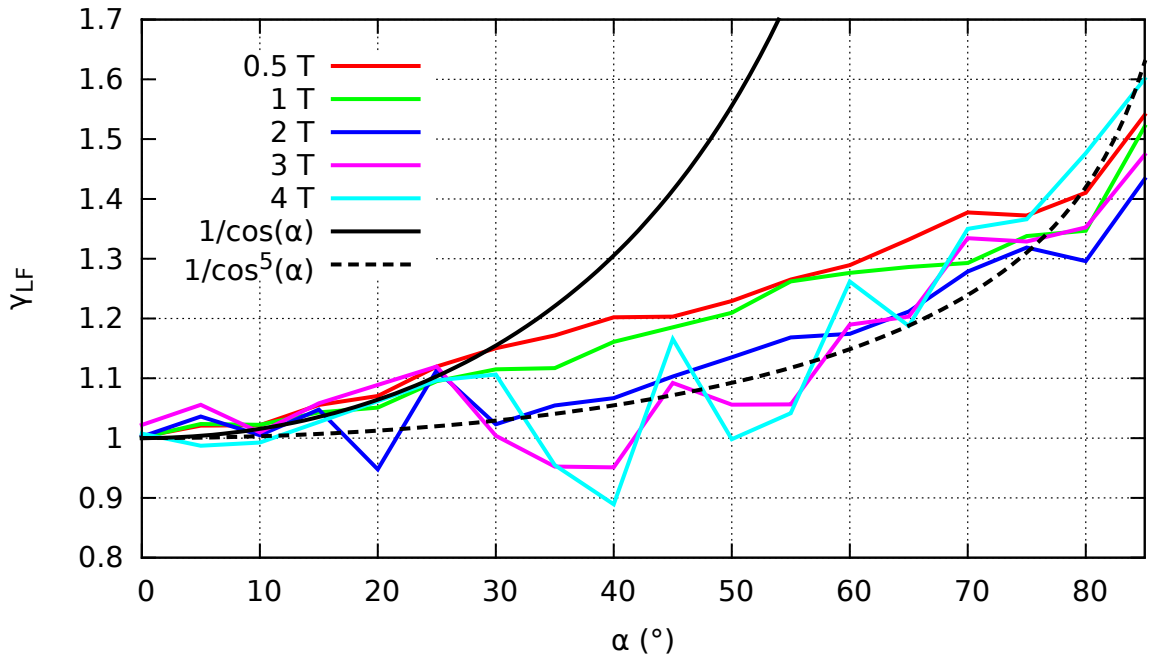

Abbildung 38: γ_{LF} in K#2 bei einer Temperatur von 25 K

Für Proben mit mehr Defekten und höheren Pinningkräften, lässt sich ein kleinerer Exponent n erwarten. Die Ergebnisse für die unbestrahlte und die bestrahlte Kobalt-dotierte Probe sind in Abbildung 39 dargestellt. Auch wenn die Funktion $\gamma_{LF} = 1/\cos(\alpha)^n$ das tatsächliche Verhältnis J_c^{VLF}/J_c^{MLF} nicht immer zufriedenstellend beschreiben kann, so ist doch ersichtlich, dass hier mit einem kleineren Exponent als bei der Kalium-dotierten Probe K#2, wie zum Beispiel $n = 1.7$, eine bessere Annäherung erreicht werden kann.

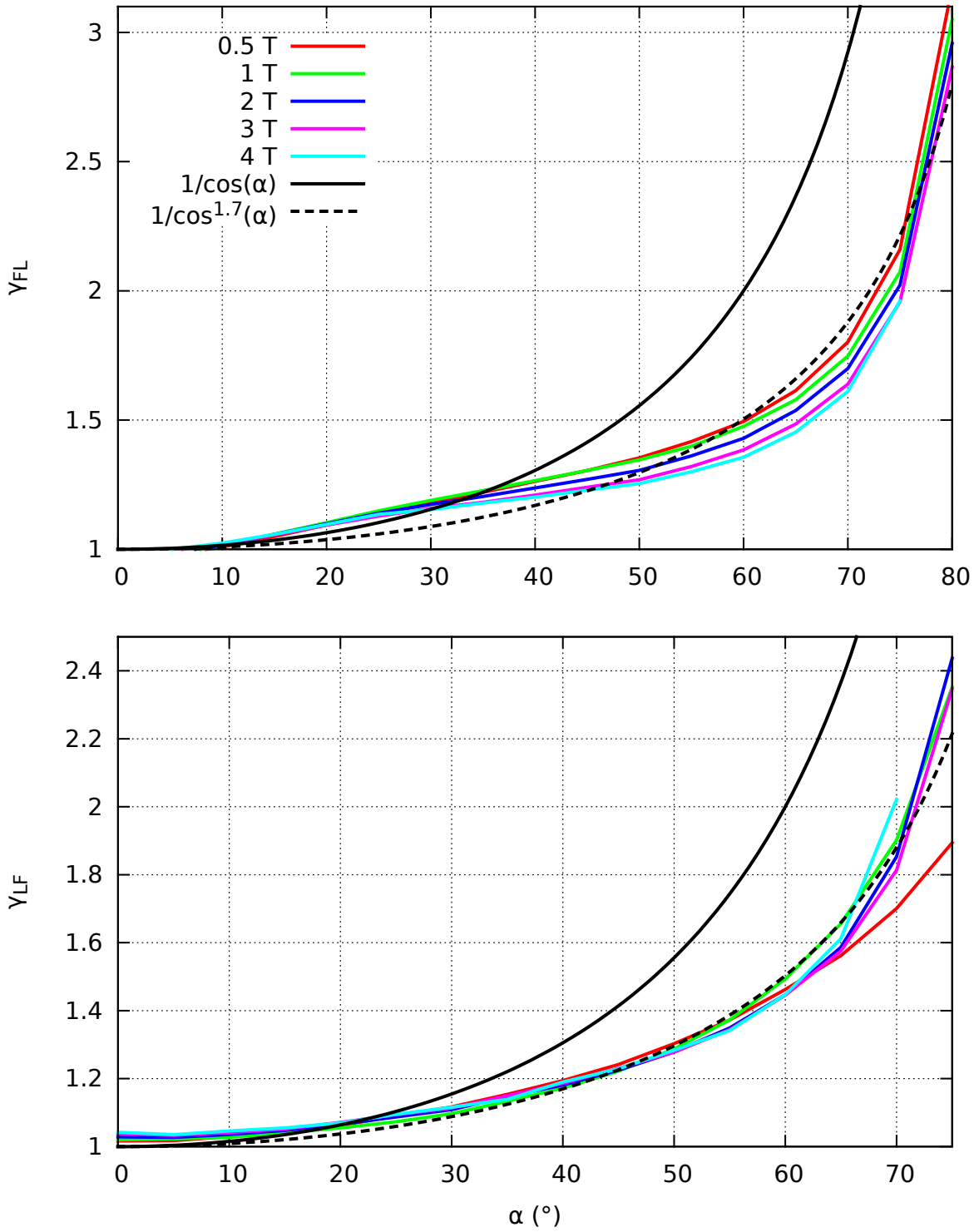

Abbildung 39: Winkelabhängigkeit von γ_{LF} in Co#1 (oben), Co#3irr (unten) bei einer Temperatur von 17.5 K.

6.2.2 Stromdichten unter maximaler Lorentzkraft

In diesem Abschnitt wird die Feldabhängigkeit der kritischen Stromdichten J_c^{MLF} behandelt. Das ist für praktisch alle technischen Anwendungen wie Stromleiter und supraleitende Magnete die relevante kritische Stromdichte.

Die sehr reine Kalium-dotierte Probe zeigt ab spätestens 1 T den nach der Blatter-Skalierung erwarteten Effekt, nämlich eine höhere kritische Stromdichte für größere Winkel α [19]. Der Grund ist, dass die auf H_{c2} skalierte Feldstärke mit steigendem α abnimmt und wegen des nicht vorhandenen Fishtails J_c^{MLF} zunimmt. Aufgrund dieser Tatsache und dem in Abschnitt 6.1.4 besprochenen großen Erhöhungsfaktor (insbesondere bei hohen Feldern) lässt sich auf zahlreiche schwach pinnende Defekte schließen.

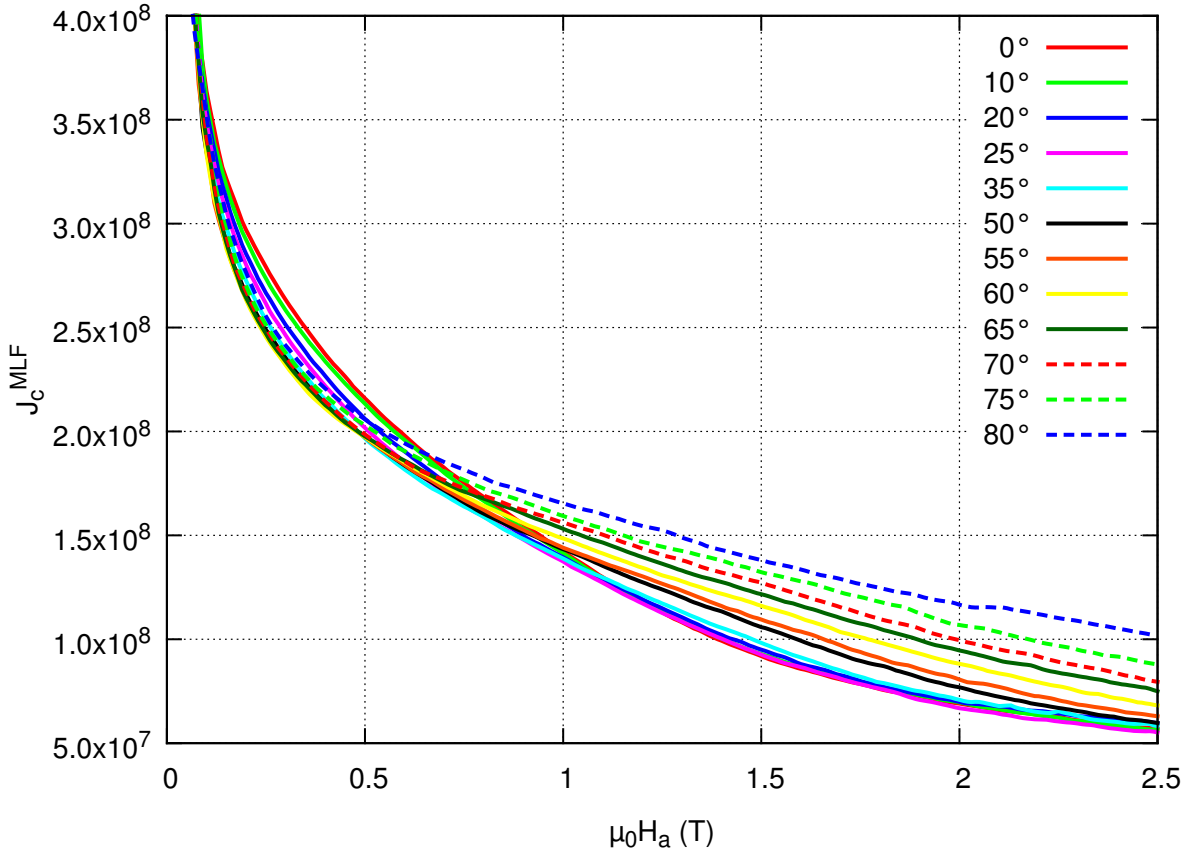

Abbildung 40: Feldabhängigkeit von J_c^{MLF} in der unbestrahlten Kalium-dotierten Probe K#2 bei einer Temperatur von 25 K

Die kritische Stromdichte J_c^{MLF} ist in Abbildung 41 noch einmal winkelabhängig dargestellt. Zusätzlich ist zum Vergleich noch die Stromdichte J_c^{VLF} eingetragen. Ab einem Feld von 1 T zeigt sich das für unkorrelierte Defekte erwartete Zunehmen von J_c^{MLF} mit steigendem Winkel α [20].

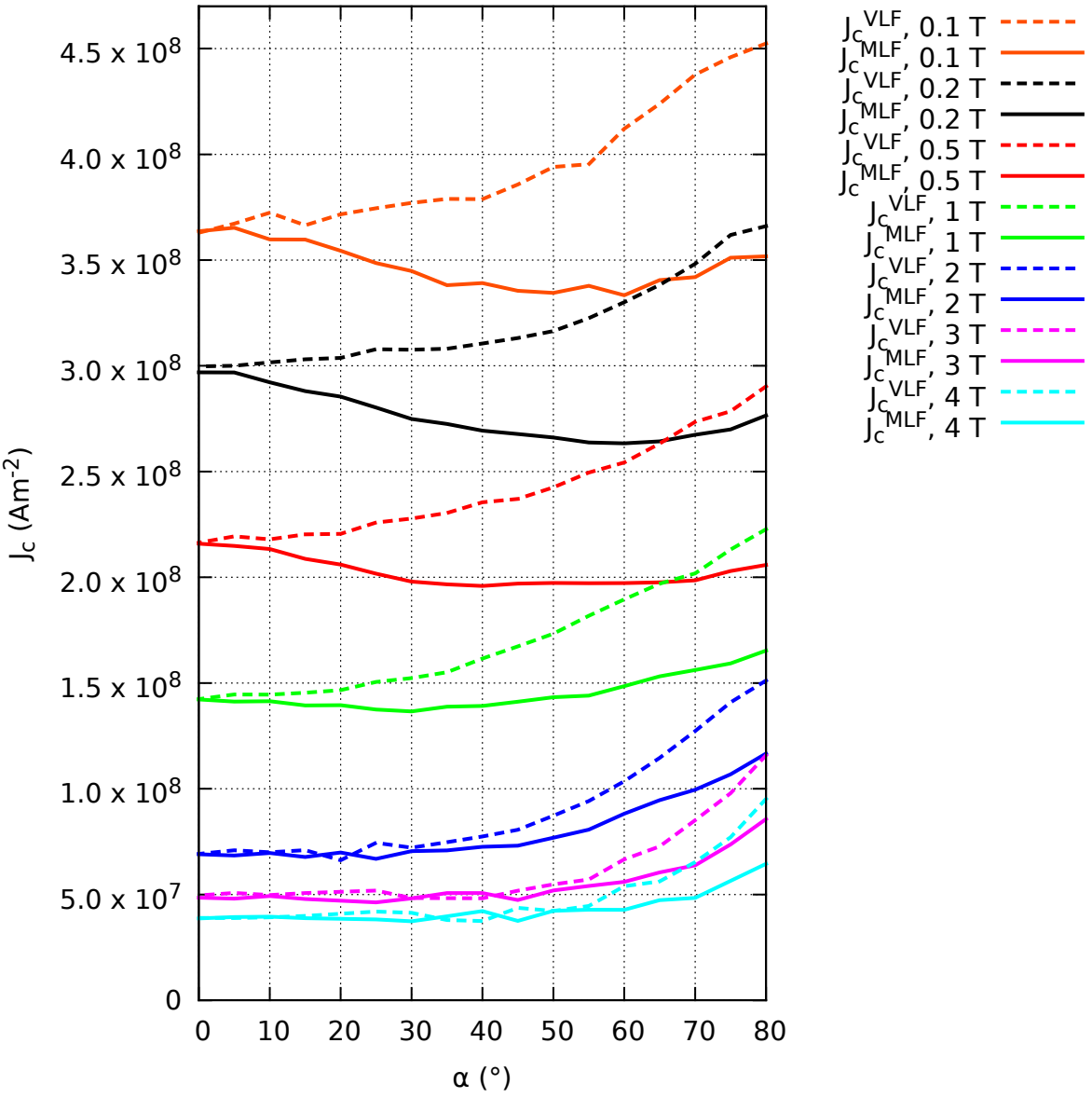

Abbildung 41: Winkelabhängigkeit von J_c^{MLF} und J_c^{VLF} in der unbestrahlten Kalium-dotierten Probe K#2 bei einer Temperatur von 25 K

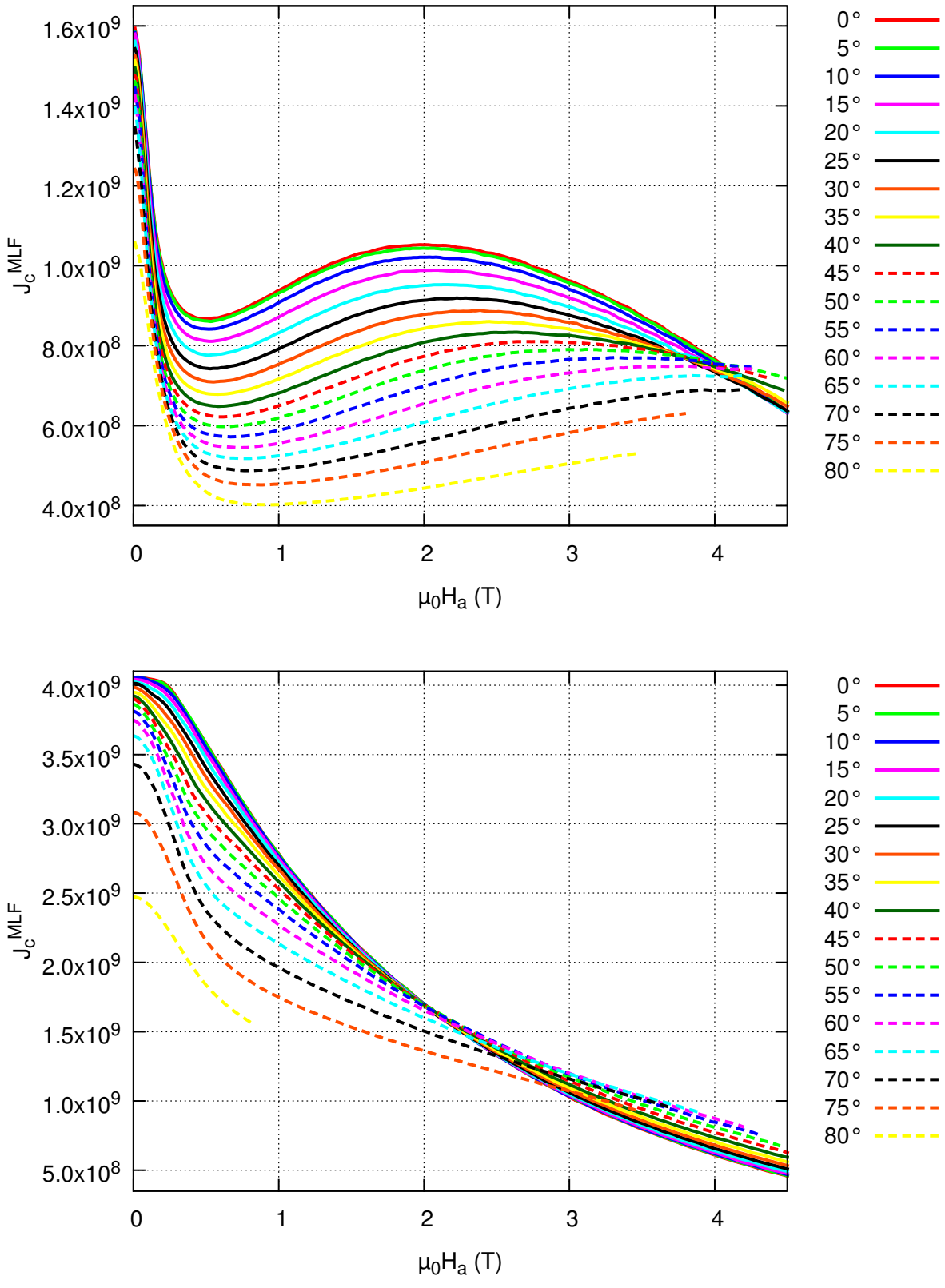

Abbildung 42: Feldabhängigkeit von J_c^{MLF} in Co#1 (oben) und Co#3irr (unten), Temperatur 17.5 K

In Abbildung 42 ist die Feldabhängigkeit von J_c^{MLF} für die Winkel α in 5 °-Schritten dargestellt, oben für die unbestrahlte und unten für die bestrahlte, Kobalt-dotierte Probe. Die beiden Diagramme ähneln sehr stark den für Nd-1111 gefundenen Ergebnissen [20]. Dort ist es nicht möglich gewesen die Feldabhängigkeit der Fishtail-behafteten Stromdichte so zu skalieren, dass die Kurven für alle Winkel α übereinander liegen. Aus dem Versagen der Methode ist geschlossen worden, dass die Blatter-Skalierung nur bei kleinen Defekten funktioniert. Da die lokalen Maxima (Fishtails) der kritischen Stromdichte für kleine α höher liegen (Abbildung 42), ist durch eine Skalierung (nur) des Feldes hier keine Deckungsgleichheit der Kurven erreichbar.

In Abbildung 43 sind die kritischen Stromdichten J_c^{MLF} für die Kobalt-dotierten Proben Co#1 (links) und Co#3irr (rechts) winkelabhängig dargestellt. Dass bei Co#1 die $J_c^{MLF}(\alpha)$-Kurven nicht nach dem Feld absteigend sortiert sind und sich kreuzen resultiert aus dem Fishtail-Effekt.

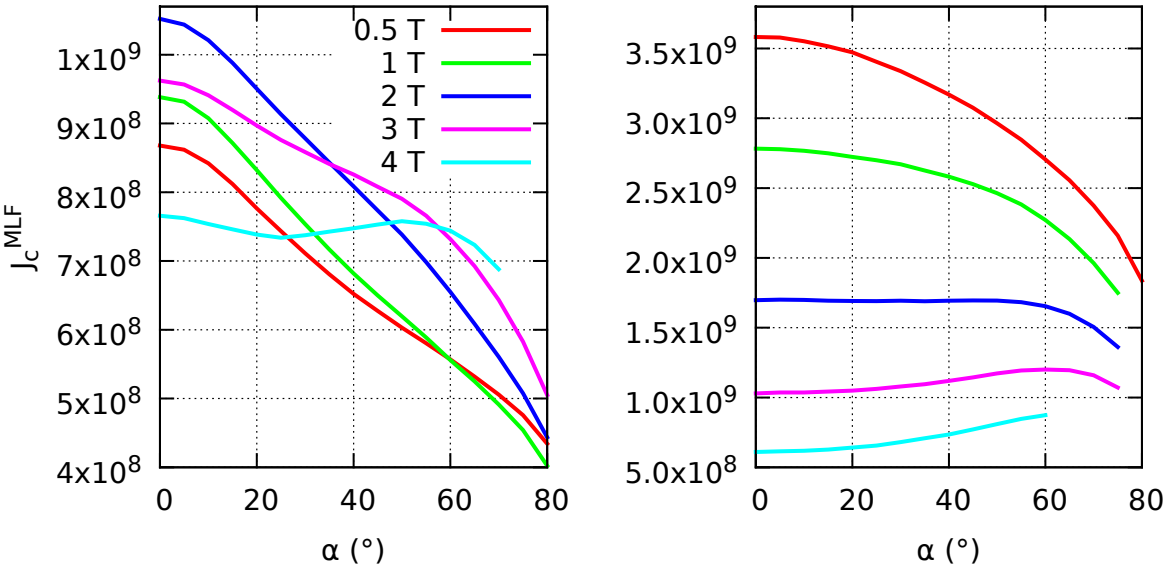

Abbildung 43: Winkelabhängigkeit von J_c^{MLF} in Co#1 (links) und Co#3irr (rechts), Temperatur 17.5 K

Bei Co#1 nimmt J_c^{MLF} bis ungefähr 4 T mit α monoton ab, bei Co#3irr ist das bis 2 T der Fall. Durch Vergleich der Ergebnisse mit den Resultaten einer Arbeit von Eisterer et al [20] lässt sich interpretieren, dass bei der unbestrahlten Probe die Flusslinienverankerung von Defekten, die größer als die Ginzburg-Landau-Kohrenzlänge ξ_{GL} sind, bestimmt ist.

7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Anisotropie der kritischen Ströme in Kalium-dotierten und Kobalt-dotierten Ba122-Einkristallen behandelt. Zu Beginn wurden die dazu notwendigen Grundlagen erläutert.

Es wurde vor allem der allgemeine anisotrope Fall betrachtet. Hier wird das Feldprofil der Probe durch zwei unterschiedlich große kritischer Stromdichten gebildet. Sie lassen sich aus der irreversiblen Magnetisierung der Probe berechnen, allerdings sind sie in den Bestimmungsgleichungen nur implizit gegeben.

Weiters wurde verwendet, dass die Ströme in einer plattenförmigen Probe auch bei einer Verkippung der Probenausrichtung relativ zum Magnetfeld immer noch annähernd ausschließlich in den *ab*-Ebenen fließen und dadurch das magnetische Moment der Probe praktisch in Richtung der *c*-Achse zeigt. Durch die Verkippung wirken die Lorentzkräfte auf die zwei kritischen Stromdichten nicht mehr im selben Maße.

Es folgte eine Charakterisierung der Proben. Das Ausgangsmaterial für die Probeneinkristalle ist $BaFe_2As_2$. Durch Dotierung mit Kalium oder Kobalt lässt sich der antiferromagnetische Phasenübergang bei 140 K verhindern und statt dessen bei weiterer Abkühlung Supraleitung in Kalium-dotierten Proben bei 38 K und in Kobalt-dotierten Proben bei 24 K beobachten. Ein Teil der Proben wurde im Reaktor mit Neutronen bestrahlt, um zusätzliche Defekte im Material zu erzeugen. Die Proben haben eine typische Größe von $2 \times 1 \times 0.1\,\mathrm{mm}^3$.

Als Messgerät kam ein Vektor-VSM zum Einsatz. Jede Messung wurde in zwei Probenausrichtungen durchgeführt, wobei sich die beiden Orientierungen um eine Drehung von 90 ° um die kristallographische *c*-Achse unterschieden. Durch die Formanisotropie der Probe bekam man für das magnetische Moment zwei Gleichungen, aus denen die zwei kritischen Stromdichten berechnet werden konnten.

Das Vektor-VSM erschien durch seine Eigenschaften das geeignetste Messgerät für das geplante Messprogramm. Mittels acht Spulen werden bei der Messung die zwei Komponenten des magnetischen Moments direkt ermittelt. Der drehbare Probenstab ermöglicht die Messung des magnetischen Moments für verschiedene Winkelausrichtungen der Probe zum Magnetfeld.

Vor dem Start des Messprogrammes wurde das VSM mit einem Nickelzylinder kalibriert.

Danach wurden Messungen in der Ausrichtung $H \parallel c$ für die Ermittlung von J_c^{ab} vorgenommen sowie in den Ausrichtungen $H \parallel a$ und $H \parallel b$ für die spätere Berechnung

von J_c^b und J_c^c.

Weiters wurden winkelaufgelöste Messungen in 5 °-Schritten durchgeführt, um die kritischen Stromdichten J_c^{MLF} und J_c^{VLF} auswerten zu können.

Nach einer Validitätsüberprüfung der Messdaten konnte mit der Auswertung begonnen werden. Aus dem aufsteigenden und dem absteigenden Ast der Magnetisierungskurve wurde das irreversible magnetische Moment berechnet.

Für die Bestimmung der kritischen Stromdichten aus dem irreversiblen Moment existieren die bereits erwähnten impliziten Gleichungen. Sie spalten sich in drei verschiedene Fälle mit entsprechenden Anfangsbedingungen auf, wobei diese Anfangsbedingungen Relationen zwischen den kritischen Stromdichten darstellen und somit erst nach dem Lösen der Gleichung klar wird, ob die Anfangsbedingung überhaupt erfüllt ist. In zwei der drei Fällen ist die Gleichung analytisch auflösbar. Wurde damit keine gültige Lösung für die kritischen Stromdichten ermittelt, kam ein numerisches Verfahren für den letzten Fall zum Einsatz. Es stellt eine Kombination aus Newton-Verfahren und Intervallhalbierungsmethode dar.

Es wurden zuerst die kritischen Ströme in den Hauptlagen berechnet. In Proben mit mittlerer Defektdichte, das sind die bestrahlte Kalium-dotierte Probe und die unbestrahlte Kobalt-dotierte Probe, tritt der Fishtail-Effekt auf. Die kritische Stromdichte nimmt hier bei mittleren Feldern ein lokales Maximum an. Der Fishtail tritt nicht bei sehr geringen Defektdichten, wie in der unbestrahlten Kalium-dotierten Probe oder hohen Defektdichten wie in der bestrahlten Kobalt-dotierten Probe auf.

Bei den unbestrahlten Proben ist für die kritische Stromdichte J_c^{ab} von tiefen Temperaturen weg über einen weiten Bereich eine exponentiell abnehmende Temperaturabhängigkeit beobachtbar. Bei den bestrahlten Proben nimmt J_c^{ab} jedoch annähernd linear mit der Temperatur ab.

Die Bestimmung der Anisotropie $\gamma_{LF} = J_c^b/J_c^c$ war nicht erfolgreich. Zwar konnten in vielen Fällen Werte ermittelt werden, diese waren aber ungewöhnlich hoch. Sie stellen allem Anschein nach nicht intrinsische Materialeigenschaften dar, sondern sind wahrscheinlich auf Risse zwischen den *ab*-Ebenen zurückzuführen. Dies wird auch in der Literatur als eine mögliche Ursache für eine unerwartet hohe Anisotropie erwähnt.

Weiters wurde der Erhöhungsfaktor η, der als Verhältnis der kritischen Stromdichten von bestrahlter und unbestrahlter Probe definiert ist, berechnet. Es zeigt sich, dass die Bestrahlung die kritische Stromdichte in der defektarmen Kalium-dotierten Probe enorm erhöht, insbesondere bei hohen Temperaturen und hohen Feldern. Hier wird $\eta > 300$ gefunden. Bei der Kobalt-dotierten Probe, die ohne Bestrahlung schon über

eine mittlere Defektdichte verfügt, erhöhen die zusätzlichen Bestrahlungsdefekte die kritische Stromdichte vergleichsweise wenig ($\eta < 5$). Bei hohen Feldern wird die kritische Stromdichte in der bestrahlten Probe sogar kleiner als in der unbestrahlten.

Schließlich wurden Kaliumdotierung und Kobaltdotierung bei der reduzierten Temperatur miteinander verglichen, wodurch sich noch einmal fundamentale Unterschiede bei der Feldabhängigkeit der kritischen Stromdichte sowohl für unbestrahlte als auch bestrahlte Kristalle zeigten.

Bei den winkelabhängigen Messungen wurde bei Proben ab einer mittleren Defektdichte ein relativ universelles Verhalten für die die Feldabhängigkeit von $\gamma_{LF} = J_c^{VLF}/J_c^{MLF}$ gefunden.

Weiters zeigte sich, dass für eine mittlere und hohe Defektdichte die Winkelabhängigkeit von γ_{LF} näher bei $1/cos(\alpha)$ liegt als für eine relativ reine Probe.

Schlussendlich wurde noch die Winkel- und Feldabhängigkeit der kritischen Stromdichte unter maximaler Lorentzkraft für verschiedene Proben untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass ein weit verbreitetes Modell für die Anisotropie der kritischen Ströme (Blatter-Skalierung) keine passende Beschreibung darstellt. Die Defektquote scheint einen maßgeblichen Einfluss auszuüben.

Literatur

[1] Weber H W, Hittmair O (1979): *Supraleitung*. München: Verlag Karl Thiemig, S. 255.

[2] Bean C P 1964 *Rev. Mod. Phys.* **36** 31-39

[3] Wiesinger H P (1992): *Messung der Flußverankerung in einkristallinen Hochtemperatursupraleitern mit Hilfe eines SQUID-Magnetometers*. Dissertation, Wien, S. 79.

[4] Zhukov A A *et al* 1997 *Phys. Rev. B* **56** 2809

[5] Mandrus D *et al* 2010 *Chem. Mater* **22** 715

[6] Rotter M *et al* 2008 *Phys. Rev. B* **78** 020503

[7] Rotter M, Tegel M, Johrendt D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 117006

[8] Chen H *et al* 2009 *EPL* **85** 17006

[9] Sefat A S *et al* 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 117004

[10] Nakajima M *et al* 2010 *Phys. Rev. B* **81** 104528

[11] Kihou K *et al* 2010 *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** 124713

[12] *Praktikum aus Tieftemperaturphysik "141.823, 4 Std."*. Skriptum, Atominstitut, Technische Universität Wien

[13] Mikitik G P, Brandt E H 2001 *Phys. Rev. B* **64** 184514

[14] Zehetmayer M *et al* 2004 *Phys. Rev. B* **69** 054510

[15] Wang Z S (2006): *SUPERCONDUCTING PROPERTIES OF IRON-BASED Ba-122 by TRANSPORT MEASUREMENTS and SCANNING NANO-SQUID MICROSCOPY*. Dissertation, Grenoble, S. 22.

[16] Tanatar M A *et al* 2009 *Phys. Rev. B* **79** 094507

[17] Sharma S *et al* 2013 *Supercond. Sci. Technol.* **26** 015009

[18] Zehetmayer M *et al* 2002 *Physica C* **383** 232

[19] Blatter G *et al* 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 875

[20] Eisterer M *et al* 2013 arXiv:1311.3476v1 [cond-mat.supr-con]

Danksagung

Mein großer Dank gilt der gesamten Eisbärengruppe am Atominstitut. Sie hat mich sehr freundlich aufgenommen, und es ist mir wirklich eine Freude gewesen, hier meine Diplomarbeit zu absolvieren.

Es hat wirklich niemanden aus der Arbeitsgruppe gegeben, der mir nicht bei einem meiner vielen Probleme behilflich gewesen wäre. Besonders hervorheben möchte ich:

Murphy, der mich bei meinen ersten Schritten mit dem VSM begleitet hat.

Martin, der mir bei Fragen zur Theorie der Supraleitung stets eine verständliche Erklärung liefern hat können.

Ventsi, der mir bei meinen Messungen zur Seite gestanden ist und große Teile meiner Arbeit als erster gelesen und kommentiert hat.

Michi, der mit mir meine Arbeit besprochen hat und durch seine schnelle Korrektur eine rasche Fertigstellung ermöglicht hat.

Meine Eltern, für die Unterstützung auf meinem Weg, wie auch immer dieser ausgesehen hat.

Steffi, für ihre Geduld und ihr Verständnis.

Danke!