

Magnetoimpedanzverhalten von Eiseneinkristallen

Dissertation
zur Erlangung des Grades
des Doktors der Naturwissenschaften
der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät II
- Physik und Mechatronik -
der Universität des Saarlandes

von

Matthäus Josef Langosch

Saarbrücken

2013

Tag des Kolloquiums: 25.02.2014

Dekan: Prof. Dr. Christian Wagner

Mitglieder des
Prüfungsausschusses: Prof. Dr. Frank Wilhelm-Mauch
Prof. Dr. Uwe Hartmann
Prof. Dr. Rainer Birringer
Prof. Dr. Paul Ziemann
Dr. Frank Müller

Kurzfassung

Zur Untersuchung des Ursprunges des Magnetoimpedanzeffektes und der Beziehung zwischen dem Magnetoimpedanzeffekt und der magnetischen Domänenstruktur wurden ausführliche Magnetoimpedanzmessungen an Eiseneinkristallen mit einer $\langle 100 \rangle$ -Wachstumsrichtung bei Raum- und Tieftemperatur durchgeführt. Die Magnetoimpedanz wurde als Funktion des angelegten longitudinalen Magnetfeldes, der Stromstärke des angelegten Wechselstroms und dessen Frequenz gemessen. Bei Raumtemperatur zeigt sich in dem gewählten niederfrequenten Regime ein maximales Magnetoimpedanzverhältnis von mehr als 150 %. Bei tiefen Temperaturen von 4.2 K wird dieser Effekt zusätzlich vom Lorentzmagnetowiderstand beeinflusst und zeigt eine vom Restwiderstandsverhältnis abhängige Größe von einigen 100 %. Bei beiden Temperaturen wird ein Schwellenwert des Stroms beobachtet, ab dem erst der gemessene Magnetoimpedanzeffekt induziert wird. Berechnungen, die auf der Standardtheorie des Skineffektes für runde Leiter basieren, erlauben die Bestimmung der effektiven umlaufenden Permeabilität. Die erhaltenen Werte ermöglichen die Unterscheidung von drei Regimen bezüglich des longitudinalen externen Magnetfeldes und der angelegten Stromstärke.

Des Weiteren wurden mikromagnetische Simulationen und magnetooptische Kerreffekt (MOKE)-Mikroskopieuntersuchungen durchgeführt. Dabei wurden das angelegte longitudinale Magnetfeld und die Stromstärke des angelegten Gleichstroms entlang der Wachstumsrichtung variiert. Diese Untersuchungen zeigen neben der bekannten Landau- und Hülle-Kern-Struktur eine gemischte magnetische Struktur an der Oberfläche, deren Magnetisierungen sowohl entlang des Oerstedfeldes als auch des externen Magnetfeldes zeigen. Eine genauere Analyse der MOKE-Bilder deutet auf eine spiralförmige Struktur hin.

Die erhaltenen Domänenstrukturen, insbesondere deren Ummagnetisierungsprozesse, sind der Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens bei niedrigen Frequenzen.

Abstract

In order to investigate the origin of the magnetoimpedance effect and the relationship between the magnetoimpedance effect and the domain structures, intensive magnetoimpedance investigations on iron single crystals (iron whiskers) with $\langle 100 \rangle$ growth direction were performed at both room and low temperature. The magnetoimpedance was measured as a function of the applied longitudinal magnetic field, of the magnitude and the frequency of the applied current. In the chosen low frequency regime, it is found that at room temperature there is a maximum magnetoimpedance ratio of more than 150 %. At a low temperature of 4.2 K the effect is influenced by the Lorentz magnetoresistance and shows a residual-resistance-ratio-dependent size of several hundred percent. At both temperature regimes a current threshold appears to induce the observable magnetoimpedance effect.

Calculations based on the standard skin effect formalism permit the determination of the effective circumferential permeability. The resulting values of the effective circumferential permeability enable to distinguish between different regimes dependent on the external longitudinal magnetic field and the magnitude of the applied current.

Furthermore, micromagnetic simulations and magnetooptical Kerr-effect (MOKE) microscopy investigations were performed as a function of the applied longitudinal magnetic field and of the magnitude of an applied DC current along the longitudinal direction of the iron whiskers. The MOKE investigations show that, except the well-known Landau and the sheath-core structure, mixed magnetic domain structures on the surfaces magnetized along the directions of the Oersted field or the external magnetic field are existing as well. A detailed analysis of the MOKE images indicates that these structures have a helical shape.

The given domain structure and especially the related magnetization reversal process are the origin of the magnetoimpedance behaviour in the low frequency range.

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	1
2. Physikalische Grundlagen	3
2.1. Magnetische Domänen und Domänenwände	3
2.1.1. Magnetische Domänenstruktur	4
2.1.2. Magnetische Domänenwände	6
2.1.3. Strominduzierte Domänenwandbewegung	7
2.1.3.1. Oerstedfeld	7
2.1.3.2. Spintransfereffekt	8
2.1.4. Domänenwandgeschwindigkeit	11
2.1.5. Magnetische Nachwirkung	13
2.2. Elektrischer Widerstand	14
2.2.1. Spezifischer Restwiderstand	17
2.2.2. Streuprozesse	17
2.2.3. Lorentzmagnetowiderstand	19
2.2.4. Anisotroper Magnetowiderstand	20
2.2.5. Anomaler Halleffekt	20
2.2.6. Domänenwandwiderstand	23
2.3. Elektrische Impedanz	25
2.3.1. Riesenmagnetoimpedanzeffekt	27
3. Proben	31
3.1. Herstellung	31
3.2. Eigenschaften	33
3.3. Probenkontaktierung	35
4. Messaufbau	37
4.1. Magnetowiderstandsmessungen	37
4.2. Magnetoimpedanzmessungen	39

4.3. MOKE-Mikroskop	41
5. Magnetowiderstands- und Magnetoimpedanzmessungen an Fe-Whiskern	43
5.1. Magnetowiderstandsmessungen	43
5.1.1. Raumtemperatur DC-Messungen	44
5.1.2. Tieftemperatur DC-Messungen	46
5.2. Magnetoimpedanzmessungen	48
5.2.1. Raumtemperatur AC-Messungen	48
5.2.1.1. $Z(B, I, f = \text{const})$	49
5.2.1.2. $Z(B, f, I = \text{const})$	50
5.2.2. Tieftemperatur AC-Messungen	53
5.2.2.1. $Z(B, I, f = \text{const})$	53
5.2.2.2. $Z(B, f, I = \text{const})$	55
6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern	57
6.1. Magnetowiderstandsverhalten	57
6.1.1. Magnetowiderstand bei Raumtemperatur	58
6.1.2. Magnetowiderstand bei 4.2 K	64
6.1.3. Halleffekt-Beitrag	72
6.2. Magnetoimpedanzverhalten	73
6.2.1. Stromabhängigkeit bei Raumtemperatur	74
6.2.1.1. MI-Verhalten unterhalb des Schwellenwertes	74
6.2.1.2. Schwellenwert der Stromabhängigkeit	75
6.2.1.3. Frequenzabhängigkeit des Schwellenwertes	77
6.2.1.4. Stromabhängigkeit oberhalb des Schwellenwertes	81
6.2.2. Frequenzabhängigkeit bei Raumtemperatur	83
6.2.2.1. Frequenzabhängigkeit oberhalb des Schwellenwertes	83
6.2.2.2. Übergang vom Einzelpeak- zum Doppelpeakverhalten	84
6.3. Tieftemperaturmessungen	93
6.3.1. Stromabhängigkeit	93
6.3.2. Frequenzabhängigkeit	96
7. Zusammenfassung	99
8. Publikationen und Konferenzbeiträge	101
8.1. Publikationen	101

8.2. Konferenzbeiträge	101
8.2.1. Präsentationen	101
8.2.2. Poster	102
A. Anhang	103
A.1. Labview	103
A.2. Energiebetrachtung	105
A.3. OOMMF	119
A.4. μ_ϕ -Berechnung	126
A.5. LMR-Beitrag zum GMI-Effekt	129
Literaturverzeichnis	133

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Schematische Darstellung von Domänenwänden.	6
2.2.	Schematische Darstellung der Domänenstruktur eines stromdurchflossenen Fe-Whiskers.	8
2.3.	Schematische Darstellung unterschiedlich generierter Domänenwandverschiebungen.	9
2.4.	Domänenwandgeschwindigkeit in Permalloy als Funktion des externen Magnetfeldes.	12
2.5.	Domänenwandgeschwindigkeit v in einem Mehrschichtsystem als Funktion des externen Magnetfeldes H	13
2.6.	Restwiderstandsverhältnisse vom polykristallinen Eisen mit unterschiedlicher Reinheit.	18
2.7.	Darstellung der Impedanz Z in der komplexen Ebene.	25
3.1.	Schematische Darstellung des Whiskerzuchtaufbaus.	32
3.2.	SEM-Aufnahme eines Fe-Whiskers mit der $\langle 100 \rangle$ Wachstumsrichtung.	33
3.3.	Schematische Darstellung von Fe-Whiskern mit unterschiedlichen Wachstumsorientierungen.	34
3.4.	SEM-Aufnahme eines kontaktierten Fe-Whiskers mit der $\langle 100 \rangle$ Wachstumsrichtung.	36
4.1.	Darstellungen des Probenhalters und Messaufbaus.	38
4.2.	Bedienoberfläche zur Visualisierung von Messergebnissen.	39
4.3.	Bedienoberfläche zum Magnetoimpedanzmessaufbau.	40
4.4.	Bedienoberfläche des MOKE-Mikroskops.	41
5.1.	$\Delta R/R_{\text{ref}}$ und R eines $\langle 100 \rangle$ Fe-Whiskers in Abhängigkeit von I mit $R_{\text{ref}} = R(B = 8 \text{ mT})$	44
5.2.	$\Delta R/R_{\text{ref}}$ eines $\langle 100 \rangle$ Fe-Whiskers in Abhängigkeit von I und B mit $R_{\text{ref}} = R(B = 8 \text{ mT})$	45

5.3.	$\Delta R/R_{\text{ref}}$ und ΔR eines $\langle 100 \rangle$ Fe-Whiskers in Abhängigkeit von I und B mit $R_{\text{ref}} = R(B = 10 \text{ mT})$	46
5.4.	$\Delta R/R_{\text{ref}}$ und ΔR eines $\langle 100 \rangle$ Fe-Whiskers in Abhängigkeit von I und B mit $R_{\text{ref}} = R(B = 8 \text{ mT})$	47
5.5.	$\Delta R/R_{\text{ref}}$ und ΔR eines $\langle 100 \rangle$ Fe-Whiskers in Abhängigkeit von I und B mit $R_{\text{ref}} = R(B = 6 \text{ mT})$	48
5.6.	$\Delta Z/R_{\text{ref}}$ bei 800 Hz und 2 kHz in Abhängigkeit von I und B	49
5.7.	$ \Delta Z $ in Abhängigkeit von I für fixe Frequenzen zwischen 400 Hz und 2 kHz bei $B = 0$	50
5.8.	$\Delta R/R_{\text{ref}}$ und $\Delta X/R_{\text{ref}}$ in Abhängigkeit von f und B bei $I = 150 \text{ mA}$	51
5.9.	$\Delta R/R_{\text{ref}}$ und $\Delta X/R_{\text{ref}}$ bei den Frequenzen 10, 30.2 und 47.2 kHz extrahiert aus Fig. 5.8.	52
5.10.	ΔR und ΔX in beliebiger Einheit bei $I = 200 \text{ mA}$ für zwei unterschiedliche Durchläufe.	52
5.11.	ΔR und ΔX in beliebiger Einheit bei $I = 250 \text{ mA}$	53
5.12.	$\Delta Z/R_{\text{ref}}$ bei 800 Hz und 2 kHz in Abhängigkeit von B und I bei 4.2 K.	54
5.13.	$ \Delta Z $ in Abhängigkeit von I für fixe Frequenzen zwischen 400 Hz und 2 kHz bei 4.2 K.	54
5.14.	$\Delta R/R_{\text{ref}}$ und $\Delta X/R_{\text{ref}}$ in Abhängigkeit von f und B bei $I = 200 \text{ mA}$	55
6.1.	SC-Modell nach Shumate <i>et al.</i>	58
6.2.	SC-Modell	59
6.3.	Energiedichtebetrachtungen der unterschiedlichen SC-Strukturen.	60
6.4.	Energiedichtebetrachtungen der unterschiedlichen SC-Strukturen.	61
6.5.	Abhängigkeit der Kerngröße von I für unterschiedliche Seitenverhältnisse.	62
6.6.	OOMMF-Simulation der Magnetisierung eines Fe-Whiskers im Längsschnitt bei $B = 0$ und unterschiedlichen Strömen.	63
6.7.	Die Stromabhängigkeit der Widerstandsänderung eines Fe-Whiskers bei 4.2 K.	65
6.8.	Die Stromabhängigkeit von $\Delta R/R_{\text{ref}}$ am Fe-Whisker WM, die bei 4.2 K an drei Spannungsabgriffen gemessen wurde.	66
6.9.	Magnetowiderstandsmessung an einem Fe-Whisker bei RT in Abhängigkeit von I und B	67
6.10.	OOMMF-Simulation der Magnetisierung eines Fe-Whiskers im Längsschnitt bei $B = 0$ und unterschiedlichen Strömen, ausgehend von einer gestörten Landastruktur.	68

6.11. $\lambda_{\text{eff}}^*/\lambda$ und $\lambda_{\text{eff}}/\lambda$ in Abhängigkeit von I und B	69
6.12. Energiedichtebetrachtung von LS und SC-Struktur für zwei unterschiedlich große Anisotropiekonstanten.	69
6.13. R in Abhängigkeit von I eines Fe-Whiskers bei 4.2 K für unterschiedliche Zugspannungen.	70
6.14. Frequenzabhängigkeit des Real- und Imaginärteils der Impedanz eines Fe-Whiskers und eines Kupferdrahtes.	71
6.15. Änderung von $\Delta\rho/\rho$ für unterschiedliche Verhältnisse der Relaxationszeiten zweier Ladungsträger.	73
6.16. $\Delta Z/R_{\text{ref}}$ in Abhängigkeit von I und B bei $f = 500$ Hz.	75
6.17. $\Delta Z/R_{\text{ref}}$ eines Fe-Whiskers in Abhängigkeit von I für fixe Frequenzen zwischen 400 Hz und 2 kHz bei $B = 0$	76
6.18. $\Delta Z/R_{\text{ref}}$ in Abhängigkeit von I und B bei einer angelegten Frequenz von 100 kHz.	77
6.19. Abhängigkeit der Domänenwandgeschwindigkeit v von dem genäherten Oerstedfeld B_{surf} an der Probenoberfläche.	79
6.20. Abhängigkeit des Logarithmus der Domänenwandgeschwindigkeit $\ln(v)$ von dem genäherten Oerstedfeld B_{surf} an der Probenoberfläche.	80
6.21. Abhängigkeit des Betrages der effektiven umlaufenden Permeabilität $ \mu_\phi $ von I	82
6.22. $ \mu_\phi $ in Abhängigkeit von der Stromstärke für fixe Frequenzen zwischen 400 Hz und 2 kHz.	83
6.23. $ \mu_\phi $ und die Phase von μ_ϕ für eine komplette Magnetfeldschleife.	85
6.24. $ \mu_\phi $ und die Phase von μ_ϕ in Abhängigkeit von B bei 15 kHz, 25 kHz und 45 kHz.	87
6.25. $ \mu_\phi $ und die Phase von μ_ϕ bei $B = 0$ und $B = 2.4$ mT.	88
6.26. MOKE-Aufnahmen eines Fe-Whiskers während eines angelegten Gleichstroms.	89
6.27. Zwei Übersichten über die vorzufindenden Domänenkonfigurationen eines Fe-Whiskers bei Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes und eines angelegten Stromes.	90
6.28. MOKE-Aufnahme der spiralförmigen Domänenstruktur der Fe-Whisker und die Darstellung der Domänenbreite in Abhängigkeit von I	91
6.29. Schematische Darstellung der Domänen an vier Oberflächen eines Fe-Whiskers.	92

Abbildungsverzeichnis

6.30. $\Delta R/R_{\text{ref}}$ und die Komponenten der Skineindringtiefe in Abhängigkeit von I für 200 und 400 Hz.	94
6.31. MOKE-Aufnahmen eines defekten Fe-Whiskers.	96
A.1. Bedienoberfläche zum Magnetoimpedanzmessaufbau.	103
A.2. Bedienoberfläche zur Visualisierung von Messergebnissen.	105

Tabellenverzeichnis

3.1. Probenübersicht	34
3.2. Auflistung der Materialeigenschaften.	35

1. Einführung

Im Jahre 1935 untersuchten Harrison *et al.* die elektrischen Eigenschaften von Drähten, die aus einer Eisen-Nickel-Legierung bestanden und die durch eine hohe magnetische Permeabilität auszeichneten [1, 2]. Diese Drähte zeigten eine starke Änderung der Impedanz bei Anlegen eines homogenen Magnetfeldes entlang des Drahtes. Der damals gemessene Magnetoimpedanzeffekt zeigte, bei Vernachlässigung kleiner Änderungen des Imaginärteils, eine bis zu 17 % große Änderung der Impedanz [1].

Erst 1994 rückte der Magnetoimpedanzeffekt durch Magnetoimpedanzmessungen an amorphen, Co-basierenden Mikrodrähten wieder ins Zentrum des Interesses. Deren Betrag der Impedanz änderte sich um mehr als 60 % [3, 4]. In den darauf folgenden Jahren sprach man aufgrund der enormen Impedanzänderung vom *Riesenmagnetoimpedanzeffekt* (*giant magnetoimpedance*, GMI). Man konzentrierte sich auf die Steigerung dieses Effektes durch die Entwicklung von neuen Materialien und auf diverse Anwendungsmöglichkeiten [5, 6]. Des Weiteren war und ist man bemüht, die zugrundeliegende Physik zu verstehen, insbesondere den Zusammenhang zwischen den im Leiter vorliegenden magnetischen Domänenstrukturen und der zu messenden Impedanzänderung bei Anlegen eines externen Magnetfeldes [7–10]. Ist die Frequenz kleiner als 200 kHz, spielen neben der Domänenstruktur insbesondere Domänenwandbewegungen eine entscheidende Rolle für den GMI-Effekt und erschweren dessen Beschreibung [11].

In dieser Arbeit wird das Magnetoimpedanzverhalten von weichmagnetischen Leitern mit kubischer Kristallanisotropie untersucht. Hierfür werden die Ergebnisse von Magnetoimpedanzmessungen an Eiseneinkristallen, den sogenannten Fe-Whiskern, präsentiert, die eine detaillierte Charakterisierung ermöglichen. Anschließend wird der Zusammenhang zwischen den magnetischen Domänenstrukturen bzw. der Dynamik der Domänenwände und dem GMI-Effekt erläutert.

Des Weiteren zeichnen sich Fe-Whisker im Vergleich zu amorphen Mikrodrähten durch hohe Restwiderstandsverhältnisse aus [12]. Sie ermöglichen einen Einblick in ein Regime, in dem die Impedanzänderung nicht nur auf den GMI-Effekt zurückgeht, sondern auch auf Effekte, die durch die große mittlere freie Weglänge der Elektronen entstehen.

1. Einführung

Nachdem in Kap. 2 die physikalischen Grundlagen beleuchtet werden, wird Kap. 3 der Vorstellung der Proben gewidmet. Hierzu werden die Herstellungsweise und die physikalischen Eigenschaften der Proben erläutert. Den Abschluss dieses Kapitels stellt die Probenkontaktierung dar, bevor in Kap. 4 der experimentelle Aufbau vorgestellt wird. Neben dem Messaufbau, der sowohl Magnetoimpedanz- als auch Magnetowiderstandsmessungen ermöglicht, wird auch auf das virtuelle Instrument zur Ansteuerung des magnetooptischen Kerr-Mikroskops eingegangen.

In Kap. 5 werden die Ergebnisse der Magnetoimpedanzmessungen bei Raumtemperatur und 4.2 K vorgestellt. Da magneto-resistive Effekte zum GMI-Effekt beitragen können, komplettieren die Ergebnisse der Magnetowiderstandsmessungen dieses Kapitel.

Das beobachtete Magnetoimpedanzverhalten wird in Kap. 6 näher untersucht. Alle Charakteristika werden der Reihe nach abgehandelt und weiterführende Untersuchungen zur Klärung ihres Ursprungs vorgestellt. Hierzu zählen neben Energiedichtebetrachtungen und magnetooptischen Untersuchungen auch Simulationen mit Hilfe der Simulationsumgebung OOMMF (*Object Oriented MicroMagnetic Framework*).

Eine Zusammenfassung in Kap. 7 schließt diese Arbeit ab.

2. Physikalische Grundlagen

Bei der Untersuchung der Magnetoimpedanzeigenschaften ferromagnetischer Leiter müssen zunächst die magneto-resistiven Effekte betrachtet werden. Diese Effekte treten beim Anlegen eines *Gleichstroms* (*direct current*, DC) auf und können einen Beitrag zur Magnetoimpedanzänderung liefern.

Bei Magnetowiderstandseffekten spielt die Ausrichtung und die Gestalt der magnetischen Domänen eine wichtige Rolle bezüglich des elektrischen Widerstands. Die physikalischen Grundlagen, die für die Ausbildung von magnetischen Domänen und deren Ausrichtung verantwortlich sind, sollen an dieser Stelle beleuchtet werden. Bei der Betrachtung der Impedanz ferromagnetischer Leiter spielen neben den magnetischen Domänen insbesondere Domänenwandbewegungen und Rotationen der Magnetisierung eine elementare Rolle.

2.1. Magnetische Domänen und Domänenwände

Die magnetische Domänenstruktur eines Ferromagneten ist das Ergebnis der Minimierung seiner Gesamtenergie. Dieses Minimum muss nicht zwangsläufig global sein, sondern kann je nach magnetischer Vorgeschichte ein lokales Minimum annehmen. Zur Gesamtenergie tragen in erster Linie die Austauschenergie, Anisotropieenergie, Streufeldenergie und die Zeemanenergie bei. Darüber hinaus müssen bei elastischen Spannungen noch die magnetoelastische Kopplungsenergie und Magnetostriktion berücksichtigt werden. Im Folgenden werden diese Komponenten etwas näher beschrieben. Für eine ausführliche Erläuterung wird auf Ref. [13] verwiesen.

2.1.1. Magnetische Domänenstruktur

Die Gesamtenergie eines Ferromagneten ohne elastische Spannungen ergibt sich zu:

$$E_{\text{gesamt}} = \int (e_{\text{Austausch}} + e_{\text{Anisotropie}} + e_{\text{Zeeman}} + e_{\text{Streifeld}}) dV. \quad (2.1)$$

Die Austauschenergiedichte $e_{\text{Austausch}}$ hat ihren Ursprung in der Austauschwechselwirkung und setzt sich zusammen aus:

$$e_{\text{Austausch}} = A(\nabla \mathbf{m})^2, \quad (2.2)$$

mit der Austauschkonstante A und dem Einheitsvektor in Richtung der Magnetisierung \mathbf{m} . Dieser Beitrag unterstützt die einheitliche Magnetisierung eines Ferromagneten.

Die Anisotropieenergiedichte $e_{\text{Anisotropie}}$ kann in der Regel in mehrere Beiträge unterteilt werden [13]. Im Fall von Eiseneinkristallen ist zuallererst die Kristallanisotropie zu nennen. Bei kubisch raumzentrierten Einkristallen entsprechen die Würfelkanten den Richtungen leichter Achsen, entlang derer die Magnetisierung energetisch günstiger liegt. Die (Kristall-)Anisotropieenergiedichte ergibt sich in diesem Fall zu [14]:

$$e_{\text{Anisotropie}} = (K_1 + K_2 \sin^2 \vartheta) \cos^4 \vartheta \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + K_1 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta. \quad (2.3)$$

Neben den Materialkonstanten K_1 und K_2 wurde hier der Einheitsvektor \mathbf{m} in Polarkoordinaten dargestellt:

$$\begin{aligned} m_x &= \cos \vartheta \cos \varphi, \\ m_y &= \cos \vartheta \sin \varphi, \\ m_z &= \sin \vartheta. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Die Zeeman Energiedichte e_{Zeeman} beschreibt den Beitrag eines externen Magnetfeldes \mathbf{H}_{ex} zur Gesamtenergie. Für sie gilt:

$$e_{\text{Zeeman}} = -\mu_0 M_S \mathbf{H}_{\text{ex}} \cdot \mathbf{m}, \quad (2.5)$$

mit der magnetischen Feldkonstante $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ TmA}^{-1}$ und der Sättigungsmagnetisierung M_S .

Die bis hierhin aufgezählten Energiedichten führen noch nicht zur Ausbildung von Domänenwänden. Deren Minimierung ergibt lediglich eine Eindomäne mit einer Ausrichtung, die zwischen einer leichten Achse und der Richtung des äußeren Magnetfeldes liegt.

2.1. Magnetische Domänen und Domänenwände

Die Streufeldenergiedichte $e_{\text{Streufeld}}$ beschreibt den Beitrag des Magnetfeldes, das von der magnetisierten Probe selbst erzeugt wird. Das sogenannte Entmagnetisierungsfeld $\mathbf{H}_{\text{Entmagn.}}$ wirkt der Ausbildung einer Eindomäne entgegen und führt zur Entstehung von Mehrdomänen, die das Streufeld reduzieren. Analog zu e_{Zeeman} gilt hierfür:

$$e_{\text{Streufeld}} = -\mu_0 M_S \mathbf{H}_{\text{Entmagn.}} \cdot \mathbf{m}, \quad (2.6)$$

Im Falle eines Ellipsoiden ist das Entmagnetisierungsfeld homogen [15]. Bei einem Fe-Whisker ist es an den Ecken sehr inhomogen. Dennoch lässt sich ein gemittelttes Entmagnetisierungsfeld auch bei solch einer Geometrie angeben [16].

In Fe-Whiskern liegen aufgrund der Herstellung keine inneren Verspannungen vor. Im Gegensatz dazu führt der Herstellungsprozess, z. B. von glasüberzogenen amorphen Mikrodrähten, zu gewollten Verspannungen. Diese Verspannungen sind inhomogen und führen zu unterschiedlichen Domänenstrukturen zwischen Kern und Oberfläche der Drähte. Für weitere Details siehe Ref. [10], in der Resultate von Simulationen der Domänenstruktur gezeigt sind. Diese durch Spannungen induzierten Domänen sind auf die Magnetostriktion zurückzuführen, welche einen weiteren Beitrag zur Gesamtenergie beisteuert. Im Fall von Drähten ergibt sich für die Energiedichte $e_{\text{Magnetostr.}}$ der folgende Ausdruck [10]:

$$e_{\text{Magnetostr.}} = -\frac{3}{2}\lambda(\sigma_{rr}\alpha_r^2 + \sigma_{\theta\theta}\alpha_\theta^2 + \sigma_{zz}\alpha_z^2), \quad (2.7)$$

mit der Magnetostruktionskonstante λ , der radialen, umlaufenden und axialen Komponente der mechanischen Spannung ($\sigma_{rr}, \sigma_{\theta\theta}, \sigma_{zz}$) und dem Richtungskosinus des Magnetisierungsvektors in Zylinderkoordinaten ($\alpha_r, \alpha_\theta, \alpha_z$).

Die zeitliche Ableitung der Magnetisierung M ist durch die modifizierte Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung gegeben [17]:

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha}{M_S} \mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}} - \frac{1}{\tau} (\mathbf{M} - \mathbf{M}_0), \quad (2.8)$$

mit dem gyromagnetischen Verhältnis γ , der effektiven Magnetfeldstärke \mathbf{H}_{eff} und der statischen Magnetisierung \mathbf{M}_0 . Die Dämpfung der Magnetisierungsbewegung wird in diesem Fall durch zwei Beiträge beschrieben. Im ersten Beitrag geht der sogenannte Gilbert-Dämpfungsparameter α ein. Wird nur diese Dämpfung berücksichtigt, so spricht man von der klassischen Landau-Lifschitz-Gilbert (LLG)-Gleichung. Beim zweiten Beitrag handelt es sich um den sogenannten modifizierten Bloch-Bloembergen-Dämpfungsterm,

2. Physikalische Grundlagen

der durch die Relaxationszeit τ charakterisiert wird. Diese Dämpfung wird herangezogen, wenn von keiner perfekten ferromagnetischen Ordnung ausgegangen werden kann.

2.1.2. Magnetische Domänenwände

Der Übergang zwischen zwei Domänen erfolgt nicht abrupt, sondern weist eine gewisse Ausdehnung auf. Der Bereich, in dem sich die Magnetisierung dreht, wird als magnetische Domänenwand bezeichnet [18]. Im Volumenkörper existieren zwei unterschiedliche Formen des Übergangs. In Abb. 2.1 ist der Magnetisierungsverlauf dieser zwei möglichen Domänenwände schematisch dargestellt. In der sogenannten Blochwand dreht sich die Magnetisierung in der Wandebene. Im Gegensatz hierzu dreht sich die Magnetisierung in der Néelwand aus der Wandebene heraus. Bei der 180°-Domänenwand eines Fe-Whiskers handelt es sich um eine Blochwand, welche energetisch günstiger ist [14].

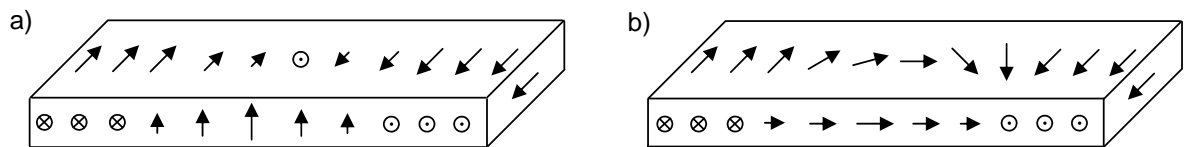


Abb. 2.1.: Schematische Darstellung einer a) Blochwand bzw. b) Néelwand.

Bei der Ausdehnung der Domänenwand gibt es zwei konkurrierende Beiträge. Auf der einen Seite führt eine große Kristallanisotropie zu schmalen Domänenwänden. Dieser kann eine starke Austauschwechselwirkung entgegenwirken.

Die Breite einer Domänenwand ist proportional zu $\sqrt{A/K_1}$. Wenn die Domänenwand in der xy -Ebene liegt, so resultiert die Domänenwandenergie aus der Flächenenergiedichte [14]:

$$e_{\text{Wand}} = \int_{-\infty}^{\infty} [K_1 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + A\varphi'^2] dz, \quad (2.9)$$

mit φ' , der Ableitung des Magnetisierungswinkels nach z .

Zur Reduktion von Oberflächenladungen kann die Blochwand in Bereiche unterschiedlicher Drehrichtungen der Magnetisierung zerfallen. In diesem Fall sind die Bereiche der Blochwand durch sogenannte Néellinien voneinander getrennt [13].

2.1.3. Strominduzierte Domänenwandbewegung

Um die Domänenstruktur zu ändern und damit die Domänenwände zu verschieben ,genügt es, das äußere Magnetfeld zu ändern. Dies geht bereits aus den Ausführungen in Abschnitt 2.1.1 hervor. Neben dem äußeren Magnetfeld besitzt aber auch der angelegte Strom die Möglichkeit, Einfluss auf die Domänen zu nehmen. Zusätzlich zur Erwärmung des ferromagnetischen Leiters sind zwei weitere Effekte zu nennen, die wesentlich zur Domänenstruktur bzw. zur Domänenwandbewegung beitragen. Diese werden im Folgenden vorgestellt.

2.1.3.1. Oerstedfeld

Aus dem Gesetz von Biot-Savart geht hervor, dass ein stromführender Leiter ein zu I_z proportionales umlaufendes Magnetfeld H_ϕ erzeugt. Im Abstand r vom Leiter ergibt sich dieses Magnetfeld zu:

$$H_\phi = \frac{I_z}{2\pi r}. \quad (2.10)$$

Dieses sogenannte Oerstedfeld wird nicht nur um den Leiter herum erzeugt, sondern auch in diesem selbst. Im Fall eines rechteckigen Leiters mit konstanter Stromverteilung ergibt sich für die x -Komponente des Magnetfeldes der analytische Ausdruck [19]

$$\begin{aligned} H_x = \frac{I_z}{2\pi ab} & \left[\frac{1}{2} (x + b/2) \ln \frac{(y + a/2)^2 + (x + b/2)^2}{(y - a/2)^2 + (x + b/2)^2} \right. \\ & - \frac{1}{2} (x - b/2) \ln \frac{(y + a/2)^2 + (x - b/2)^2}{(y - a/2)^2 + (x - b/2)^2} \\ & + (y + a/2) \left(\arctan \frac{(x + b/2)}{(y + a/2)} - \arctan \frac{(x - b/2)}{(y + a/2)} \right) \\ & \left. - (y - a/2) \left(\arctan \frac{(x + b/2)}{(y - a/2)} - \arctan \frac{(x - b/2)}{(y - a/2)} \right) \right], \end{aligned} \quad (2.11)$$

wobei a und b die Abmessungen des rechteckigen Leiters in y - und x -Richtung beschreiben. Die Komponente H_y ergibt sich durch das Vertauschen von x und y sowie von a und b in den einzelnen Termen.

In einem Fe-Whisker führt das umlaufende Magnetfeld bei entsprechender Größe zum Übergang von der Landastruktur zur *Hülle-Kern* (*sheath-core*, SC)-*Struktur*, die von Shumate *et al.* im Jahre 1970 beschrieben wurde [20].

2. Physikalische Grundlagen

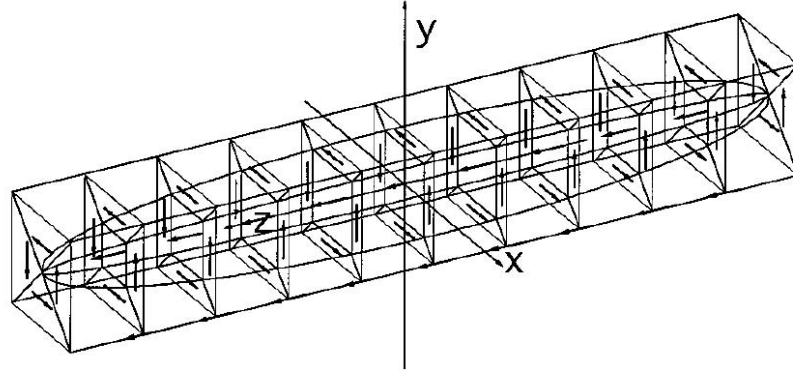


Abb. 2.2.: Schematische Darstellung der Domänenstruktur eines stromdurchflossenen Fe-Whiskers. Aus Ref. [21].

Während die Existenz der Domänen mit umlaufender Magnetisierung unumstritten war, wurde die Domänenstruktur im Kern lange diskutiert. Während Shumate *et al.* noch einen Kern aus zwei antiparallelen Domänen vorschlugen, modellierten Lee und Arrott einen Kern, der entlang des Whiskers magnetisiert ist [22]. Des Weiteren lieferten sie eine ladungsfreie Beschreibung für den Querschnitt dieser SC-Struktur [21]. Ein Auszug dieser Arbeit befindet sich in Abb. 2.2. Abgebildet ist die von Lee und Arrott vorgeschlagene SC-Struktur mit einer ellipsoidförmigen Kerndomäne.

2.1.3.2. Spintransfereffekt

Parkin *et al.* präsentierten 2008 Pläne für eine neue Generation von Datenspeichern [23]. Unter dem Namen *Race-Track* wurde eine Anwendung beschrieben, die sich eines neuen Effektes zur Domänenwandbewegung bedient. Dieser Effekt, der sogenannte *Spintransfer (Spin-transfer Torque, ST)-Effekt*, wurde bereits 1996 theoretisch beschrieben [24, 25]. Der ST-Effekt ermöglicht es, Domänenwände entlang eines ferromagnetischen Leiters mit Hilfe eines polarisierten Stroms zu verschieben und funktioniert unabhängig vom Oerstedfeld. Die Verschiebung erfolgt durch die Übertragung des Elektronenspins auf die Domänenwand. Trifft ein Elektron auf einen Bereich, der unterschiedlich zu seiner Spinausrichtung magnetisiert ist, so passt sich der Spin beim Durchqueren dieser Magnetisierung an. Aufgrund der Drehimpulserhaltung nimmt die lokale Magnetisierung diesen Drehimpuls auf, so dass es bei einer ausreichend starken Stromstärke zu einer Ummagnetisierung kommt.

Die Abb. 2.3 zeigt den Unterschied zwischen der Verschiebung durch den ST-Effekt und durch ein angelegtes äußeres Magnetfeld. In Abb. 2.3 a) ist die Ausgangssituation dargestellt. Wird ein polarisierter Strom angelegt, werden beide Domänenwände bei gleichbleibender Domänengröße in dieselbe Richtung verschoben. Dies ist in Abb. 2.3 b) zu sehen. Bei Anwesenheit eines Temperaturgradienten, der infolge der Erwärmung des Leiters durch den Strom auftreten kann, kann die Synchronität der Domänenwandbewegung gestört sein [26]. Dies ist schematisch in Abb. 2.3 c) dargestellt. Hierbei markiert die rot gestrichelte Linie den Ort der größten Temperatur. Wird ein longitudinales Magnetfeld angelegt, wachsen die parallel magnetisierten Domänen an. Dadurch werden die Domänenwände voneinander weg bewegt. Dies ist in Abb. 2.3 d) zu sehen.

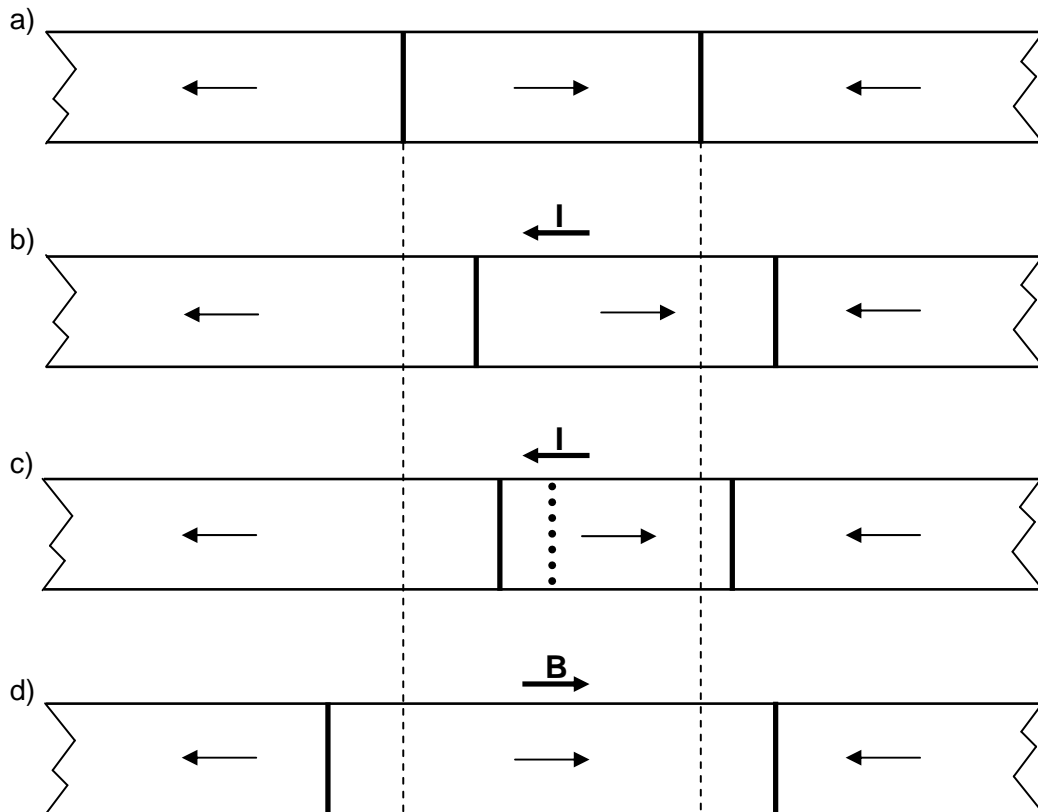


Abb. 2.3.: Schematische Darstellung einer Domänenwandverschiebung infolge des ST-Effektes b) mit und c) ohne Temperaturgradient und einer magnetfeldinduzierten Verschiebung d) gegenüber der Ausgangsposition a). In c) ist der Bereich höchster Temperatur gepunktet dargestellt.

2. Physikalische Grundlagen

Die theoretische Beschreibung dieses Effektes erfordert eine Erweiterung der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung um zwei Beiträge [27, 28]:

$$\dot{\mathbf{m}} = \gamma \mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{m} + \alpha \mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m} + \beta \mathbf{m} \times [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m}], \quad (2.12)$$

wobei β den Nicht-Adiabatizitätsparameter darstellt. Des Weiteren ist \mathbf{u} der Geschwindigkeitsvektor in Richtung der Elektronenbewegung. Seine Amplitude ergibt sich zu:

$$u = \frac{jPg\mu_B}{2eM_S}, \quad (2.13)$$

mit der Stromdichte j und der Spinpolarisation P . Der Faktor $g\mu_B/(2eM)$ ergibt sich im Falle von Permalloy zu $7 \times 10^{-11} \text{ m}^3/\text{C}$ [28]. Der erste zusätzliche Term beschreibt die adiabatische Bewegung der Elektronen durch die Domänenwand [29–32]. Bereits dieser Zusatz zur klassischen LLG-Gleichung beschreibt den auftretenden Schwellenwert in der Stromdichte, der überhaupt eine Domänenwandbewegung ermöglicht. Jedoch ergaben Simulationen Werte, die zehnmal höher waren als die experimentell gemessenen [33]. Infolgedessen musste die LLG-Gleichung um einen zweiten Beitrag erweitert werden, damit die nichtadiabatische Bewegung der Elektronen durch die Domänenwand berücksichtigt wird [28, 34]. Es zeigt sich, dass dieser Term zunächst das Schwellenwertverhalten aufhebt. Die Berücksichtigung von Pinningzentren macht die Aufhebung rückgängig und liefert viel niedrigere Schwellenwerte [27, 28, 35].

Ein Nachteil des ST-Effektes bezüglich der technischen Umsetzung in Speichermedien ist dieser Schwellenwert der Stromdichte, der die Domänenwandbewegung erst ermöglicht. Bei den ersten experimentellen Nachweisen mussten Stromdichten von ca. $10^{12} \text{ A}/\text{m}^2$ angelegt werden [36, 37].

Des Weiteren zeigt sich, dass die Domänenwandgeschwindigkeit durch das Anlegen größerer Stromdichten nicht beliebig erhöht werden kann. Ein einschränkendes Kriterium ist das Erreichen der Curietemperatur des Materials [28]. Zudem hat ein erhöhter Temperaturgradient im Leiter starken Einfluss auf die Beweglichkeit der Domänenwände. Dies wurde bereits in Abb. 2.3 c) thematisiert. In Ref. [26] wird gezeigt, dass die Bewegung in Richtung höherer Temperatur erleichtert und umgekehrt gedämpft wird.

2.1.4. Domänenwandgeschwindigkeit

Wird pulsartig ein Magnetfeld an einen Ferromagneten angelegt, so kann dieses, falls es groß genug ist, die Probe ummagnetisieren. Abhängig von der Stärke des Magnetfeldes kann dies in Form einer Domänenwandbewegung oder einer kohärenten Rotation der Magnetisierung im Inneren der Domänen geschehen [38]. Im Falle eines von außen angelegten Stromes ist die treibende Kraft der ST-Effekt oder das Oerstedfeld, wie in Abschnitt 2.1.3.2 beschrieben. Bei Letzterem findet die Ummagnetisierung in Form eines Barkhausensprunges statt. Dabei durchläuft eine gegebenenfalls nukleierte Domänenwand schlagartig die Probe. Diese Bewegung findet mit einer endlichen Geschwindigkeit, der sogenannten Domänenwandgeschwindigkeit v , statt. Diese lässt sich vereinfacht wie folgt ausdrücken [39]:

$$v = \mu_{\text{mobil}} H. \quad (2.14)$$

Hierbei steht μ_{mobil} für die Domänenwandbeweglichkeit und H für den Betrag des treibenden Magnetfeldes. Generell wird die Domänenwandbeweglichkeit, unter Vernachlässigung von lokalen Pinningzentren, von zwei Mechanismen eingeschränkt. Auf der einen Seite sind die Wirbelstromverluste zu nennen. Diese resultieren aus der Magnetisierungsänderung und wirken dieser entgegen. Dadurch zeigt die Domänenwandbeweglichkeit eine Abhängigkeit von der Leiterdicke d und dem spezifischen Widerstand ρ [38]:

$$\mu_{\text{mobil}} \propto \rho/d. \quad (2.15)$$

Wirbelströme führen zu einer Deformierung der Domänenwand. So bewegt sich die Domänenwand im Inneren langsamer als in der Nähe der Oberfläche, was im Extremfall zu einer Änderung der Bewegungsrichtung der Domänenwand führen kann. Sie findet dann nicht mehr entlang einer Probe statt, sondern von außen nach innen [40].

Diese Beschreibung der Abhängigkeiten der Domänenwandbewegung ist im Allgemeinen nicht vollständig. Auf der anderen Seite ist die Dämpfung aufgrund des Relaxationsverhaltens der Spins zu nennen, die folgende Proportionalität zeigt [39, 41, 42]:

$$\mu_{\text{mobil}} \propto w/\alpha, \quad (2.16)$$

mit der Domänenwandbreite w und der Gilbert-Dämpfungsparameter α .

Welche Form der Dämpfung dominiert, hängt vom Material selbst und von den vorliegenden Abmessungen ab. Messungen an Fe-Whiskern haben gezeigt, dass beide Arten der Dämpfung berücksichtigt werden müssen [38]. Messungen an einkristallinen Eisendräh-

2. Physikalische Grundlagen

ten zeigen, dass bei 77 K und einer Feldstärke von 11 mT die Geschwindigkeit ungefähr 1 km/s beträgt [43]. Bei Granaten ist v in der Größenordnung von 100 m/s [13]. Generell ist die Abhängigkeit der Domänenwandbewegung von der Stärke der Magnetfeldrampe komplexer als bisher dargestellt [39, 42, 44, 45]. Abb. 2.4 zeigt zwei Bereiche linearer Abhängigkeit. Der erste lineare Bereich bricht bei der sogenannten Walker-Feldstärke H_W zusammen. Ab hier treten Oszillationen der Wand auf, die die Domänenwandgeschwindigkeit reduzieren.

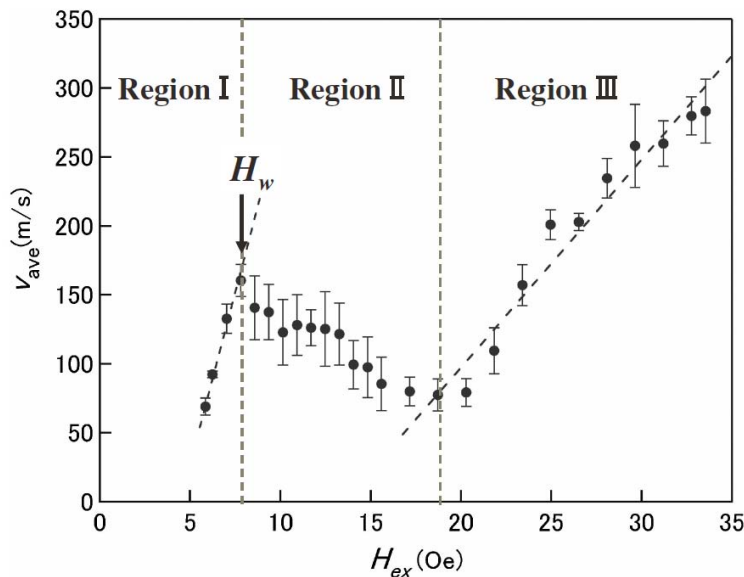


Abb. 2.4.: Domänenwandgeschwindigkeit v_{ave} in Permalloy als Funktion des externen Magnetfeldes H_{ex} . Aus Ref. [45].

Des Weiteren zeigt sich bei sehr kleinen Feldern, dass durch lokales Pinning der Domänenwand eine Domänenwandbewegung stark gedämpft oder komplett verhindert werden kann. In Abb. 2.5 wird die Domänenwandbewegung einer magnetischen Dünnschichtstruktur für kleine anregende Magnetfelder gezeigt. Für Magnetfelder unterhalb des kritischen Feldes H_{krit} , das in Abb. 2.5 mit H_{krit} gekennzeichnet ist, gilt nach einer vorgeschlagenen phänomenologischen Theorie des Kriechens folgende Proportionalität für die Geschwindigkeit [46]

$$v(H) \propto e^{-\beta U \left(\frac{H_{krit}}{H}\right)^m}, \quad (2.17)$$

wobei $\beta = (k_B T)^{-1}$ und U eine Konstante ist. In Abb. 2.5 beträgt der Exponent m genau 0.24 ± 0.04 .

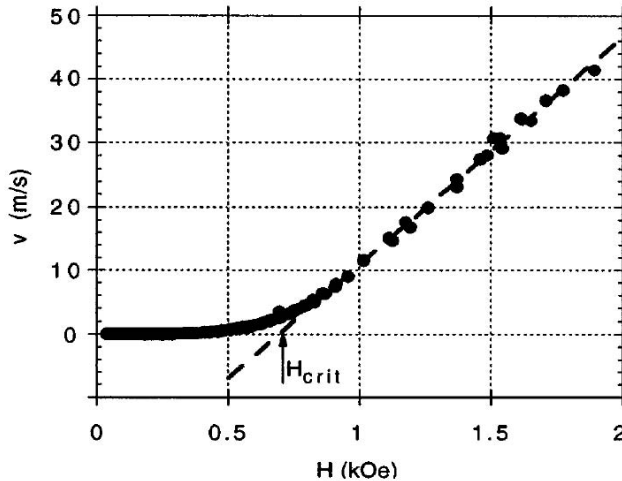


Abb. 2.5.: Domänenwandgeschwindigkeit v in dem Mehrschichtsystem $\text{Si}/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Pt}(6.5 \text{ nm})/\text{Co}(0.5 \text{ nm})/\text{Pt}(3.4 \text{ nm})$ als Funktion des externen Magnetfeldes H . Aus Ref. [46].

2.1.5. Magnetische Nachwirkung

Bei ferromagnetischen Stoffen folgt die Magnetisierungsänderung, die einer Feldänderung korrespondiert, nicht augenblicklich, sondern weist ein Nachwirkungsverhalten auf. Neben den bereits thematisierten Wirbelströmen sind zwei Arten von Nachwirkungserscheinungen zu nennen, die erstmals von Néel beschrieben wurden [47]. Zum Einen ist dies die reversible Nachwirkung, auch Diffusionsnachwirkung genannt. Zum Anderen wäre es die irreversible Nachwirkung, auch bekannt als der sogenannte *magnetische After-Effekt*.

Beim magnetischen After-Effekt geht Néel davon aus, dass dieser Effekt durch thermische Fluktuationen zustande kommt, deren Einfluss mit einem fiktiven, zeitabhängigen Feld $H_i(t)$ gleichzusetzen ist. Für dieses Feld gilt

$$H_i(t) = S_v(Q + \ln t), \quad (2.18)$$

wobei S_v eine Funktion des mittleren Volumens der Barkhausensprünge darstellt und Q eine dimensionslose Konstante ist. Die zeitliche Änderung der Magnetisierung ergibt sich aus:

$$\Delta M(t) = cH_i(t), \quad (2.19)$$

2. Physikalische Grundlagen

wobei c die differentielle irreversible Suszeptibilität bedeutet. Die logarithmische Zeitabhängigkeit konnte in einer Reihe von Experimenten bestätigt werden [48–52]. Nach den Berechnungen von Néel sollte Q in der Größenordnung von 50 liegen. Yamada *et al.* fanden experimentell heraus, dass Q eine Größenordnung von 10 besitzt [51].

Der magnetische After-Effekt kann für die in dieser Arbeit untersuchten Phänomene vernachlässigt werden. Zwar haben Heiden und Rogalla in Ref. [53] gezeigt, dass der After-Effekt bei 4.2 K dazu führt, dass das Feld, bei dem ein Barkhausensprung ausgelöst wird von der zeitlichen Ableitung von H abhängt, jedoch spielt sich diese Änderung in der Größenordnung von nur einigen wenigen Prozent ab. Verglichen mit den später präsentierten Messergebnissen ist dieser Effekt also vernachlässigbar.

2.2. Elektrischer Widerstand

Der elektrische Widerstand R eines Leiters ergibt sich aus seiner Geometrie und seinem spezifischen Widerstand:

$$R = \rho \frac{l}{A}. \quad (2.20)$$

Seine Geometrie geht in Form der Länge l und Querschnittsfläche A ein. Der spezifische Widerstand ρ ergibt sich aus durch Bildung des Kehrwerts der elektrischen Leitfähigkeit σ . Während bei Halbleitern die Elektronen im Leitungsband sowie die Löcher im Valenzband zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen, so liefern bei Metallen quasifreie Elektronen den alleinigen Beitrag.

Zur Beschreibung der elektrischen Leitfähigkeit kann das Drude-Modell herangezogen werden [54]. In diesem Fall unterliegen die als freie, geladene, klassische Teilchen der Masse m und der Ladung e angesehenen Elektronen bei Anwesenheit eines äußeren elektrischen Felds \mathbf{E} der klassischen Bewegungsgleichung:

$$m\dot{\mathbf{v}} = e\mathbf{E} - \frac{m}{\tau}\mathbf{v}. \quad (2.21)$$

Es wird eine lineare Reibungskraft $\mathbf{F}_R = -\frac{m}{\tau}\mathbf{v}$ mit $\frac{1}{\tau}$ als ein Maß für die Stärke der Reibung angenommen. Dabei wird τ als eine charakteristische Zerfallszeit oder mittlere Lebensdauer interpretiert. Über diese lässt sich die mittlere freie Weglänge mit $\lambda = \tau |\mathbf{v}|$ angeben.

Als stationäre Lösung ergibt sich für die Elektronen in einem statischen und homogenen elektrischen Feld bei Anwesenheit einer linearen Reibungskraft eine konstante Geschwindigkeit [54]:

$$\mathbf{v} = \frac{e\tau}{m}\mathbf{E}. \quad (2.22)$$

Betrachtet man die Stromdichte

$$\mathbf{j} = Nev/V = nev, \quad (2.23)$$

so lässt sie sich mit Gl. (2.22) ausdrücken zu:

$$\mathbf{j} = \frac{ne^2\tau}{m}\mathbf{E}. \quad (2.24)$$

Hieraus ergibt sich für die elektrische Leitfähigkeit im Drude-Modell:

$$\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m}. \quad (2.25)$$

Der Index 0 signalisiert die Abwesenheit eines Magnetfeldes. Soll aber ein Magnetfeld berücksichtigt werden, so muss die Gl. (2.21) um einen Beitrag erweitert werden, der die klassische Lorentzkraft beinhaltet. Daraus ergibt sich eine neue Beschreibung der Bewegungsgleichung:

$$\dot{\mathbf{v}} = \frac{e}{m}\mathbf{E} - \frac{1}{\tau}\mathbf{v} + \frac{e}{m}\mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (2.26)$$

Betrachtet man den Fall, dass das B-Feld ohne Einschränkung in z-Richtung zeigt, so ergibt sich für den stationären Fall

$$\mathbf{j} = \hat{\sigma}(B)\mathbf{E}, \quad (2.27)$$

mit dem elektrischen Leitfähigkeitstensor

$$\hat{\sigma} = \frac{ne^2\tau}{m} \begin{pmatrix} \frac{1}{1+\omega_c^2\tau^2} & \frac{\omega_c\tau}{1+\omega_c^2\tau^2} & 0 \\ -\frac{\omega_c\tau}{1+\omega_c^2\tau^2} & \frac{1}{1+\omega_c^2\tau^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \frac{ne^2\tau}{m} \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

Hierbei bezeichnet ω_c die sogenannte Zyklotron-Frequenz, für die gilt:

$$\omega_c = \frac{eB}{m}. \quad (2.29)$$

2. Physikalische Grundlagen

Bei der Bestimmung des spezifischen Widerstandstensors $\hat{\rho}$ ist darauf zu achten, dass ρ_{ii} im Allgemeinen nicht aus dem Inversen von σ_{ii} resultiert, sondern über die Matrixinversion berechnet wird:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad \rho_{xy} = \frac{-\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}. \quad (2.30)$$

Hieraus folgt für ρ_{xx} :

$$\rho_{xx} = \frac{1}{\sigma_0}. \quad (2.31)$$

Dies bedeutet nichts anderes, als dass der Hall-Effekt keinen Magnetowiderstand liefert. Betrachtet man jedoch zwei unterschiedliche Ladungsträger, so ändert sich dieser Sachverhalt drastisch. Im Allgemeinen unterscheiden sich die Ladungsträger in mindestens einer Eigenschaft, sei es der mittleren Lebensdauer τ_i , der effektiven Masse m_i , der Ladungsträgerdichte n_i oder deren Ladung q_i . Die Gesamtstromdichte ergibt sich dann aus der Summe der zwei Stromdichten j_i , $i = 1, 2$. Die Komponenten des resultierenden Leitfähigkeitstensors ergeben sich aus der Summe der entsprechenden Komponenten der beiden Leitfähigkeitstensoren $\hat{\sigma}_i$:

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_{01}}{1 + \gamma_1^2} + \frac{\sigma_{02}}{1 + \gamma_2^2}, \quad \sigma_{xy} = \frac{\gamma_1 \sigma_{01}}{1 + \gamma_1^2} + \frac{\gamma_2 \sigma_{02}}{1 + \gamma_2^2}, \quad (2.32)$$

mit $\sigma_{0i} = n_i q_i \tau_i / m_i$ und $\gamma_i = q_i B \tau_i / m_i$. Setzt man Gl. (2.32) in Gl. (2.30) ein, so erhält man für das Magnetowiderstandsverhältnis $\Delta\rho/\rho$:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\rho}{\rho} &= \frac{\rho(B) - \rho(0)}{\rho(0)} \\ &= \frac{\sigma_{01} \sigma_{02} (\gamma_1 - \gamma_2)^2}{(\sigma_{01} + \sigma_{02})^2 + (\gamma_2 \sigma_{01} + \gamma_1 \sigma_{02})^2}. \end{aligned} \quad (2.33)$$

An dieser Stelle muss darauf hingewiesen werden, dass diese Betrachtung für einen normalen Leiter gilt und nicht für einen ferromagnetischen. Im Falle eines ferromagnetischen Leiters kommt es zum sogenannten anomalen Hall-Effekt, der im Abschnitt 2.2.5 erläutert wird.

Für die Charakterisierung der Magnetowiderstandseigenschaften eines ferromagnetischen Leiters, insbesondere bei variierenden Temperaturen, ist das Drude-Modell nicht ausreichend, da hier quantenmechanische Effekte zugrunde liegen. Daher sollen die einzelnen

Komponenten des spezifischen Widerstands nun genauer betrachtet werden. Der spezifische Widerstand ρ [55]:

$$\rho = \rho_0 + \rho(T) + \Delta\rho_{\text{Lorentz}} + \rho_{\text{AMR}} + \rho_{\text{DWR}} \quad (2.34)$$

setzt sich als Summe verschiedener Widerstandskomponenten zusammen: Dem spezifischen Restwiderstand ρ_0 , dem temperaturabhängigen spezifischen Widerstandsanteil $\rho(T)$, der auf Elektronenstreuungen an Quasiteilchen und Elektronen zurückzuführen ist, den zwei magnetoresistiven Beiträgen ρ_{AMR} und $\Delta\rho_{\text{Lorentz}}$, die den *anisotropen Magnetowiderstand* (*anisotropic magnetoresistance*, AMR) und den *Lorentzmagnetowiderstand* (*Lorentz magnetoresistance*, LMR) beschreiben und dem spezifischen *Domänenwandwiderstand* (*domain wall resistance*, DWR) ρ_{DWR} . Im Folgenden werden diese Beiträge näher vorgestellt.

2.2.1. Spezifischer Restwiderstand

Der spezifische Restwiderstand ρ_0 resultiert aus Streuungen an Gitterdefekten und Verunreinigungen. Bei *tiefen Temperaturen* (*low temperature*, LT) dominiert ρ_0 den spezifischen Widerstand und kann somit als Maß für die Reinheit einer Probe herangezogen werden. Eine hohe Qualität von Kristallen spielt vor allem bei Tieftemperaturmessungen eine große Rolle, wenn lange, mittlere freie Weglängen erreicht werden sollen.

Generell wird als Indiz für den Grad der Verunreinigung das spezifische Restwiderstandsverhältnis $RRR = \rho(295 \text{ K})/\rho(4.2 \text{ K})$ angegeben. In Abb. 2.6 sind typische RRR Werte für polykristallines Eisen graphisch dargestellt. Neben dem RRR bei $B = 0$ werden auch die RRR Werte für ein experimentell maximal mögliches B angegeben.

Im Falle von Eiseneinkristallen findet man in der Literatur zuletzt für RRR Werte von 5700 [55]. Diese wurden über Widerstandsmessungen an magnetisch gesättigten Proben ermittelt und sind daher mit der Ordinate in Abb. 2.6 zu vergleichen.

2.2.2. Streuprozesse

Streuprozesse an Quasiteilchen und Elektronen liefern einen temperaturabhängigen Beitrag zum spezifischen Widerstand. So prägt bei *Raumtemperatur* (RT) vor allem die

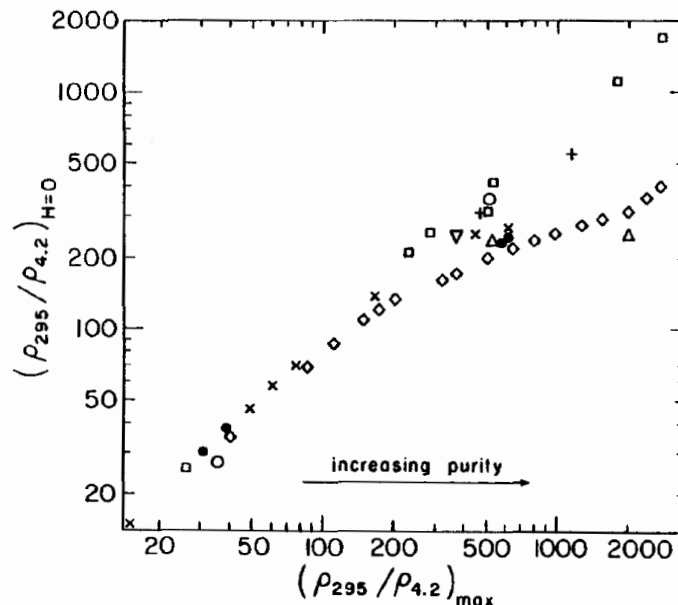


Abb. 2.6.: Die bei $H = 0$ ermittelten Restwiderstandsverhältnisse $\rho(295 \text{ K})/\rho(4.2 \text{ K})$ vom polykristallinen Eisen mit steigender Reinheit (increasing purity) aufgetragen gegen die Restwiderstandswerte für ein experimentell maximal mögliches Magnetfeld H_{\max} . Aus Ref. [12].

Elektron-Phonon-Streuung den spezifischen Widerstand von Metallen. Über das ganze Temperaturspektrum sind drei Streuprozesse zu nennen.

Bei Temperaturen unter 4.2 K lässt sich die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstand wie folgt beschreiben:

$$\rho(T) = \rho_0 + aT^2. \quad (2.35)$$

Hierbei liegt a in der Größenordnung von $10^{-13} \Omega\text{mK}^{-2}$. Diese quadratische Abhängigkeit ist auf die Elektron-Elektron-Streuung zurückzuführen, die neben ρ_0 einen nennenswerten Beitrag zum spezifischen Widerstand liefert [56]. Durch die tiefe Temperatur wird die Anzahl von Magnonen und Phononen geschmälert, so dass die Streuprozesse an ihnen vernachlässigbar werden.

Bei Erhöhung der Temperatur verliert die Gl. (2.35) ihre Gültigkeit und muss um einen T^5 -Term zur sogenannten Bloch-Grüneisen Formel erweitert werden [56]:

$$\rho(T) = \rho_0 + aT^2 + bT^5. \quad (2.36)$$

Hierbei liegt b in der Größenordnung von $10^{-18} \Omega\text{mK}^{-5}$. Der Ursprung ist die nicht mehr zu vernachlässigende Elektron-Phonon-Streuung.

Bei der Elektron-Magnon-Streuung handelt es sich um die Streuung von Elektronen an Spinwellen. Diese werden relevant für die Widerstandsbetrachtung bei niedrigen Temperaturen. Die Erhöhung eines externen Magnetfeldes führt zur Vernichtung von Spinwellen und dadurch zur Reduzierung der Wahrscheinlichkeit der Elektronenstreuung. Dieser Effekt tritt jedoch nur bei erheblich stärkeren Magnetfeldern auf, als die, die in dieser Arbeit verwendet wurden, so dass auf eine ausführliche Erläuterung an dieser Stelle verzichtet wird und auf bestehende Literatur verwiesen wird [57].

2.2.3. Lorentzmagnetowiderstand

Tritt beim Anlegen eines äußeren Magnetfeldes eine Änderung des elektrischen Widerstandes auf, so spricht man von einem Magnetowiderstandseffekt. Bei dem LMR handelt es sich um eine Änderung des Widerstands bei Anwesenheit eines externen Magnetfeldes, der auch bei nichtferromagnetischen Leitern auftritt. Diese Änderung kann wie folgt erklärt werden.

Ein Ladungsträger mit der mittleren freien Weglänge λ bewegt sich zwischen zwei Stößen geradlinig. Sobald eine Magnetfeldkomponente senkrecht zur Ladungsbewegung steht, wirkt die Lorentzkraft:

$$\mathbf{F}_L = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.37)$$

auf diese Ladung.

Infolgedessen wird der Ladungsträger auf eine Kreisbahn mit dem Radius $r = mv/qB$ gezwungen. In diesem Fall verkürzt sich die effektive mittlere freie Weglänge λ_{eff} :

$$\lambda_{\text{eff}} = 2r \sin \frac{\lambda}{2r}. \quad (2.38)$$

Gl. (2.38) zeigt, dass der LMR stark davon abhängt, wie sich λ zu r verhält. Im Fall von Eisen liegt r in der Größenordnung von einigen μm , wohingegen λ zwischen ca. 10 nm bei RT und einigen μm bei 4.2 K variiert [58, 59].

2.2.4. Anisotroper Magnetowiderstand

Der anisotrope Magnetowiderstand ist ein Effekt, der an ferromagnetischen Leitern beobachtet wird. Er wurde bereits 1857 von William Thomson, dem späteren Lord Kelvin, entdeckt [60]. Ferromagnetische Leiter zeigen eine Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der relativen Magnetisierungsorientierung zum angelegten Strom. Das äußere Magnetfeld beeinflusst nur indirekt den Widerstand, indem es in erster Linie nur auf die Ausrichtung der Magnetisierung einwirkt. Der Widerstand ist maximal bei einer parallelen Ausrichtung der Magnetisierung zum Strom und minimal im senkrechten Fall. Für den spezifischen elektrischen Widerstand ρ gilt [61, 62]:

$$\rho(\alpha) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \alpha. \quad (2.39)$$

Hierbei steht α für den Winkel zwischen der Magnetisierung und dem angelegten Strom. ρ_{\perp} ist der minimale spezifische Widerstand, der bei einer senkrechten Ausrichtung auftritt. ρ_{\parallel} tritt bei einer parallelen Ausrichtung auf.

Der Ursprung dieses Effektes liegt in der Spin-Bahn-Wechselwirkung. Für die maximale spezifische Widerstandsänderung dieses Effektes gilt:

$$\text{AMR} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}. \quad (2.40)$$

Sie ist materialabhängig und beträgt maximal wenige Prozent. Für reines Eisen beträgt die Änderung bis zu 0.2 %, wohingegen für Permalloy AMR-Werte von bis zu 5 % gefunden werden [62].

Bei RT ist dieser Effekt aufgrund seiner Unabhängigkeit von der mittleren freien Weglänge der Elektronen der dominierende Magnetowiderstandseffekt. Führt der Wechsel zu tiefen Temperaturen dazu, dass es zu einer merklichen Vergrößerung der mittleren freien Weglänge kommt, so muss der LMR berücksichtigt werden, der in seiner Größe den AMR überragen kann.

2.2.5. Anomaler Halleffekt

Anhand des anomalen Halleffektes wird im Folgenden die Komplexität der elektrischen Eigenschaften von ferromagnetischen Leitern deutlich gemacht. Der Halleffekt, der an einem ferromagnetischen Metall gemessen wird, unterscheidet sich grundlegend von dem eines normalen Metalls und wird deswegen *anomaler Halleffekt* (AHE) genannt.

Im Jahre 1879 entdeckte Edwin H. Hall, dass die Elektronen eines stromführenden Leiters, wenn er in ein senkrecht dazu verlaufendes Magnetfeld gebracht wird, durch die Lorentzkraft zu einer Seite hin verschoben werden [63]. Zwei Jahre später berichtete er, dass dieser Effekt im ferromagnetischem Eisen zehnmal größer ist als bei gewöhnlichen Metallen [64]. Obwohl die Entdeckung des AHE lange zurück liegt, werden die dahintersteckenden Mechanismen bis heute diskutiert, wie zahlreiche Übersichtsartikel belegen [65–69]. Angelehnt an Ref. [69] erfolgt hier ein Überblick über die auftretenden Mechanismen und deren Voraussetzungen.

Der Strom soll in x -Richtung fließen und das äußere Magnetfeld \mathbf{H} nur eine Komponente in z -Richtung besitzen. Es wird senkrecht zum Strom und Magnetfeld der spezifische Hallwiderstand ρ_{xy} gemessen, für den gilt [69]:

$$\rho_{xy} = R_0 H_z + R_S M_z, \quad (2.41)$$

mit der normalen Hallkonstante R_0 und der anomalen Hallkonstante R_S . Betrachtet man die totale Hall-Leitfähigkeit σ_{xy}^{tot} , so ergibt sich diese aus:

$$\sigma_{xy}^{\text{tot}} = \sigma_{xy}^{\text{NH}} + \sigma_{xy}^{\text{AH}}. \quad (2.42)$$

Sie hat zwei Komponenten, die die normale und anomale Hall-Leitfähigkeit repräsentieren. Hierbei ist der σ_{xy}^{NH} -Term, der aus der Lorentzkraft resultiert, für die Behandlung des anomalen Halleffektes nicht von Bedeutung.

Die anomale Hall-Leitfähigkeit σ_{xy}^{AH} zerfällt wiederum in drei Beiträge, die auf unterschiedliche Mechanismen zurückzuführen sind und je nach Materialeigenschaften auch unterschiedlich stark ausgeprägt sein können. Für σ_{xy}^{AH} gilt:

$$\sigma_{xy}^{\text{AH}} = \sigma_{xy}^{\text{AH-int}} + \sigma_{xy}^{\text{AH-skew}} + \sigma_{xy}^{\text{AH-sj}}. \quad (2.43)$$

Der $\sigma_{xy}^{\text{AH-int}}$ -Term beschreibt den intrinsischen Beitrag zum AHE, der zuerst von Karplus und Luttinger beschrieben wurde [70]. Legt man ein externes \mathbf{E} -Feld an einen ferromagnetischen Leiter an, so ergibt sich für die Geschwindigkeit der Elektronen eine zusätzliche, anomale Komponente senkrecht zum \mathbf{E} -Feld. Grund hierfür ist die Spin-Bahn-Kopplung, die zu einer Interbandmischung führt. Betrachtet man Elektronen als

2. Physikalische Grundlagen

Wellenpakete, eine Superposition von Blochwellen, so ergibt sich für die Gruppengeschwindigkeit der Elektronen [71]:

$$\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} = \nabla_{\mathbf{k}} E - \frac{\partial \mathbf{k}}{\partial t} \times \boldsymbol{\Omega} \quad (2.44)$$

mit

$$\frac{\partial \mathbf{k}}{\partial t} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{r} \times \mathbf{B}), \quad (2.45)$$

wobei $\boldsymbol{\Omega}$ die Berry-Krümmung charakterisiert. Für weitere Erläuterungen der Berry-Phase in diesem Zusammenhang wird auf Ref. [72] verwiesen.

Dieser Beitrag weist keine Abhängigkeit von σ_{xx} auf und reicht aufgrund der Vernachlässigung von Streuprozessen an Gitterdefekten im allgemeinen nicht zur Beschreibung des AHE.

Der $\sigma_{xy}^{\text{AH-skew}}$ -Term repräsentiert das an Kristalldefekten auftretende, sogenannte *skew scattering*. Er weist eine lineare Abhängigkeit von σ_{xx} auf und hat ebenso seinen Ursprung in der Spin-Bahn-Kopplung. Geht man z. B. von Fermis Goldener Regel aus, so ist die Übergangswahrscheinlichkeit $W_{n \rightarrow m} = (2\pi/\hbar) |\langle n | V | m \rangle|^2 \delta(E_n - E_m)$ zwischen den Zuständen n und m die gleiche wie zwischen m und n . Hierbei ist V die Störung, die den Übergang verursacht. Bei Anwesenheit der Spin-Bahn-Kopplung ist diese Gleichheit nicht mehr gegeben. Dies führt zu einer asymmetrischen Streuung, die zum AHE beiträgt. Für weitere Erläuterungen wird auf die Arbeiten von Smit verwiesen, der im Jahre 1955 als erster diesen Streumechanismus beschrieben hat [73, 74].

Der $\sigma_{xy}^{\text{AH-sj}}$ -Term resultiert aus dem sogenannten *side jump*. Betrachtet man die Streuung eines Gaußschen Wellenpakets an einer sphärischen Störstelle mit der Spin-Bahn-Wechselwirkung, so lautet der Hamiltonoperator:

$$H_{\text{Spin-Bahn}} = \left(\frac{1}{2} m^2 c^2 \right) \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \right) S_z L_z. \quad (2.46)$$

In diesem Fall erfährt eine Welle mit dem einfallenden Wellenvektor \mathbf{k} eine Versetzung quer zu \mathbf{k} um $\frac{1}{6} k \hbar^2 / m^2 c^2$. Dieser side jump wurde von Berger im Jahre 1964 zur Klärung des AHE herangezogen [75]. Ähnlich wie beim intrinsischen Beitrag weist dieser Streuprozess keine σ_{xx} -Abhängigkeit auf, was den experimentellen Zugang erschwert.

Im Fall ferromagnetischer Übergangsmetalle lassen sich anhand der Leitfähigkeit drei unterschiedliche Regime unterscheiden, in denen unterschiedliche Beiträge den AHE dominieren. Diese Regime lassen sich wie folgt deklarieren:

- Das Regime hoher Leitfähigkeit für $\sigma_{xx} > 10^8(\Omega m)^{-1}$,
in dem $\sigma_{xy}^{\text{AH-skew}} \sim \sigma_{xx}$ gilt,
- das Regime der guten Metalle mit $\sigma_{xx} \propto 10^6 - 10^8(\Omega m)^{-1}$,
in dem $\sigma_{xy}^{\text{AH}} \sim \sigma_{xx}^0$ gilt,
- das Regime schlechter Metalle mit $\sigma_{xx} < 10^6(\Omega m)^{-1}$,
in dem $\sigma_{xy}^{\text{AH}} \sim \sigma_{xx}^{1.6-1.8}$ gilt.

Im Vergleich zum ersten Regime, wird das zweite Regime nicht mehr von skew scattering dominiert, sondern vom intrinsischen und dem side jump-Beitrag. Dies ergaben z. B. die Messungen von Miyasato *et al.* an Fe, Ni und Co, die den AHE bei unterschiedlichen Temperaturen untersucht haben [76].

Das dritte Regime zeigt, dass die hier unternommene Gliederung des AHE nicht ausreicht. Bisher wurden z. B. inelastische Streuprozesse nicht berücksichtigt. Dazu zählen die Streuung an Phononen und Magnonen. Des Weiteren kann die schwache Lokalisierung Einfluss auf den AHE nehmen, worauf nicht weiter eingegangen werden soll. All dies zeigt die Komplexität des AHE. An dieser Stelle wird auf die Ref. [69] verwiesen, die neben der historischen Beleuchtung des Effektes auch einen Überblick über aktuelle Messergebnisse und Theorien liefert.

2.2.6. Domänenwandwiderstand

Der Beitrag von Domänenwänden zum elektrischen Widerstand ist ein viel diskutiertes Thema und dessen theoretische und experimentelle Herangehensweisen sind bereits in Übersichtsartikeln zusammengefasst worden [77, 78].

Die Diskussion fängt bereits beim Vorzeichen des Beitrages an, so dass vom positiven bzw. negativen Domänenwandwiderstand gesprochen wird. Theoretische Betrachtungen von Tatara zeigten 1997, dass die Anwesenheit von Domänenwänden zu einer Dekohärenz der Elektronen führt [79]. Dies hat eine Unterdrückung der schwachen Lokalisierung zur Folge, so dass eine daraus resultierende Widerstandserhöhung nicht stattfindet.

Bei der schwachen Lokalisierung handelt es sich um ein Phänomen, das bei ausreichend großer Phasenkohärenz auftritt [80–82]. Hierbei ergibt sich durch die quantenmechanische Betrachtung, ausschließlich ausgehend von elastischen Streuprozessen, eine doppelt so hohe Wahrscheinlichkeitsamplitude für die Rückstreuung [83].

2. Physikalische Grundlagen

Die dabei relevante Größe ist die Phasenkohärenz, die durch zwei Arten von Streuungen reduziert werden kann. Auf der einen Seite sind inelastische Streuungen zu nennen, wie z. B. die Streuung an Phononen. Dies ist mit ein Grund, warum für die Beobachtung von schwacher Lokalisierung tiefe Temperaturen erforderlich sind. Auf der anderen Seite ist die Spin-Flip-Streuung zu nennen, wie sie an magnetischen Verunreinigungen durch Wechselwirkung des Elektronenspins mit den lokalisierten magnetischen Momenten stattfinden kann. Magnetische Domänenwände können ebenfalls als magnetische Verunreinigungen betrachtet werden und somit zu einem negativen Domänenwandwiderstand führen.

Im selben Jahr stellten Levy und Zhang ihre Berechnungen vor, die auf dem Riesenmagnetowiderstand basieren [84] und einen positiven Domänenwandwiderstand zur Folge haben. In den folgenden Jahren wurden Theorien vorgestellt, die einen Domänenwandbeitrag aufgrund der Coulombwechselwirkung zwischen Elektronen und Abschirmungseffekten [85] oder aufgrund von Spinakkumulation herbeiführen [86].

Von der experimentellen Seite aus ist ein intrinsischer Domänenwandwiderstand schwer zugänglich. Ein Grund hierfür ist, dass je nach Lage der Magnetisierung der Domänen und dem Magnetisierungsverlauf entlang einer Domänenwand der AMR oder LMR zu einer Widerstandsänderung beitragen kann [87]. Zeigt die Magnetisierung sowohl in den Domänen, als auch in der Domänenwand selbst stets senkrecht zum Strom, so führt die Anwesenheit von Domänenwänden zu keiner Widerstandsänderung. Dreht sich aber die Magnetisierung nur innerhalb der Domänenwand senkrecht zum Strom, so würde dies aufgrund des AMR beispielsweise zu einer Widerstandserniedrigung führen.

Des Weiteren ergibt sich eine Schwierigkeit bezüglich der Detektierbarkeit, da bei Messungen die Länge der Domänenwand zur Leiterbahn skaliert werden muss [88]. Dies führt auch dazu, dass bevorzugt Dünnschichtsysteme zur Untersuchung herangezogen werden, die eine große Anzahl von Streifendomänen besitzen.

Als ein Beispiel für eine Untersuchung an nur einer Domänenwand ist hier die Arbeit von Hassel *et al.* zu nennen [89]. Es wurde ein positiver intrinsischer Domänenwandwiderstand von 0.2 % gefunden. Als Proben dienten epitaktisch gewachsene Eisendrähte mit variierenden Dicken.

2.3. Elektrische Impedanz

Geht man vom Gleichstrom über zum *Wechselstrom* (*alternating current*, AC), so führt die zeitliche Änderung des Oerstedfeldes zu Induktionseffekten, die die elektrischen Eigenschaften des Leiters beeinflussen. Wird ein sinusförmiger Strom:

$$I = I_0 e^{i\omega t} \quad (2.47)$$

mit der Winkelfrequenz $\omega = 2\pi f$ angelegt, so wird der Leiter neben dem Widerstand R durch den sogenannten Blindwiderstand X charakterisiert. Die komplexe Impedanz¹ wird definiert als:

$$Z = R + iX. \quad (2.48)$$

Anschaulich lässt sich die Impedanz als Vektor in der komplexen Ebene darstellen, wie es in Abb. 2.7 zu sehen ist. Hierbei wird mit θ die Phasenverschiebung beschrieben. Durch eine phasensensitive Messung erhält man nicht nur den Zugang zum Betrag der Impedanz, sondern vor allem zum Real- und Imaginärteil der Impedanz, sowie der Phasenverschiebung.

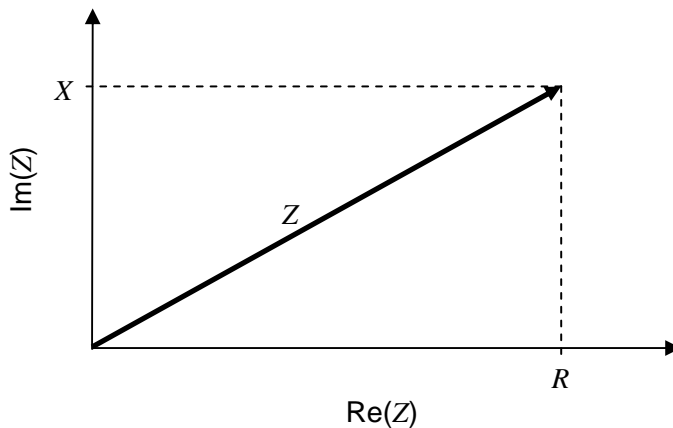


Abb. 2.7.: Darstellung der Impedanz Z in der komplexen Ebene.

¹Es wird hier explizit darauf verzichtet, Z als komplexe Größe hervorzuheben. Bei der Betrachtung des Betrages der komplexen Impedanz wird $|Z|$ geschrieben.

2. Physikalische Grundlagen

Der Imaginärteil X lässt sich auf die Selbstinduktion L zurückführen, die sich als Summe:

$$L = L_e + L_i \quad (2.49)$$

schreiben lässt. Hierbei hängen L_e und L_i mit der Energie des Magnetfeldes außerhalb und innerhalb zusammen. Die äußere Induktivität L_e für einen zylindrischen Leiter mit der Länge l und dem Radius a ergibt sich zu [90]:

$$L_e = \frac{\mu_e l}{2\pi} \ln \frac{l}{a} \quad (2.50)$$

mit der Permeabilität μ_e des an dem Leiter angrenzenden Mediums.

Für die Bestimmung der inneren Induktivität L_i wird der quasistationäre Fall für kleine ω betrachtet [90]. Daraus ergibt sich für die Impedanz eines zylindrischen Leiters mit der Länge l und dem Radius a unter der Annahme $B = \mu\mu_0 H$:

$$Z = -i\omega L_e + R_{\text{DC}} \frac{ak J_0(ka)}{2 J_1(ka)}, \quad (2.51)$$

mit

$$\begin{aligned} k &= \sqrt{i\omega\mu\sigma} \\ &= \frac{(1+i)}{\delta}, \end{aligned} \quad (2.52)$$

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} = \frac{1}{\sqrt{\pi f\mu\sigma}}. \quad (2.53)$$

Dabei steht $R_{\text{DC}} = l/(\pi a^2 \sigma)$ für den Gleichstromwiderstand. Mit \mathbf{J}_n werden die einfachen Besselfunktionen beschrieben und δ wird als die Skineindringtiefe bezeichnet.

Dieser Name hat seinen Ursprung in der theoretischen Betrachtung des Skineffektes. Wird die Frequenz des Wechselstroms gesteigert, so wird dieser aus dem Inneren des Leiters verdrängt. Der effektive Querschnitt des Leiters wird damit reduziert, was zu einer Impedanzsteigerung führt. Dieser Effekt tritt auf, wenn die Bedingung

$$\delta \ll a \quad (2.54)$$

erfüllt ist.

In der Kombination mit Tieftemperaturmessungen, die lange mittlere freie Weglängen λ ermöglichen, stößt man in den Bereich des anomalen Skineffektes. Für diesen muss die Bedingung

$$\delta < \lambda \quad (2.55)$$

erfüllt sein.

Die partielle Unabhängigkeit der Impedanz von der Leitfähigkeit des Materials ist charakteristisch für den Anomalen Skin-Effekt [91]. Dieses Verhalten wurde in der Vergangenheit sowohl theoretisch, als auch experimentell nur an nicht-ferromagnetischen Proben untersucht [91–97].

2.3.1. Riesenmagnetoimpedanzeffekt

Hinter dem Begriff *Riesenmagnetoimpedanzeffekt* (*Giant Magneto-Impedance*, GMI) verbirgt sich ein Effekt, der große Änderungen der Impedanz eines weichen ferromagnetischen Leiters durch das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes beschreibt. In der Literatur lassen sich zahlreiche Übersichtsartikel finden, die neben den theoretischen und experimentellen Untersuchungen auch Anwendungsmöglichkeiten thematisieren [5, 11, 98–100]. Im Folgenden sollen jedoch die Anwendungsmöglichkeiten ausgeblendet werden.

Das GMI-Verhältnis $\Delta Z/Z$ wird definiert als die Änderung der Impedanz beim Anlegen eines äußeren longitudinalen Magnetfeldes H bzw. der dazugehörigen magnetischen Flußdichte $B = \mu_0 H$:

$$\Delta Z/Z := |\Delta Z|/|Z| = \frac{|Z(B) - Z(B_{\text{ref}})|}{|Z(B_{\text{ref}})|}, \quad (2.56)$$

wobei mit $B_{\text{ref}} = \mu_0 H_{\text{ref}}$ ein Referenzfeld gemeint ist. Üblicherweise wählt man an dieser Stelle das maximale Magnetfeld, welches experimentell angelegt werden kann, da die Impedanz zu hohen Magnetfeldern hin ein Sättigungsverhalten zeigt.

Zu genaueren Untersuchung des Effektes wird in dieser Arbeit phasensensitiv gemessen, so dass die einzelnen Komponenten beobachtet und zu R_{ref} , dem Gleichstromwiderstand

2. Physikalische Grundlagen

bei B_{ref} , verglichen werden können. Hierzu werden folgende Größen definiert:

$$\begin{aligned}\Delta Z/R_{\text{ref}} &:= \frac{|Z(B) - Z(B_{\text{ref}})|}{R_{\text{ref}}}, \\ \Delta R/R_{\text{ref}} &:= \frac{R(B) - R(B_{\text{ref}})}{R_{\text{ref}}}, \\ \Delta X/R_{\text{ref}} &:= \frac{X(B) - X(B_{\text{ref}})}{R_{\text{ref}}}.\end{aligned}\tag{2.57}$$

Dies hat vor allem bei der Untersuchung vom GMI und magnetoresistiven Effekten den Vorteil der besseren Vergleichbarkeit.

Nach Ref. [5] lässt sich der GMI bezüglich seiner physikalischen Ursachen in drei Frequenzregime unterteilen:

1. Das niederfrequente Regime: Eine Änderung der an einer Probe abgegriffenen Spannung resultiert aus dem sogenannten magnetoinduktiven Effekt. Das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes beeinflusst die umlaufende Permeabilität, die zur Induktivität des Leiters beiträgt.

Streng genommen resultiert der magnetoinduktive Effekt bei theoretischer Betrachtung aus der Gl. (2.51). Für den Fall $a \ll \delta$ lässt sich Gl. (2.51) schreiben als [101]:

$$R = R_{\text{DC}} \left[1 + 1/48 \left(\frac{a}{\delta} \right)^4 + \dots \right],\tag{2.58}$$

$$X = R_{\text{DC}} \left[\frac{1}{4} \left(\frac{a}{\delta} \right)^2 - \frac{1}{384} \left(\frac{a}{\delta} \right)^6 + \dots \right].\tag{2.59}$$

Für ein sehr großes δ wird eine Änderung von R nicht beobachtet. Es zeigt sich lediglich eine Änderung im Imaginärteil.

2. Das mittlere Frequenzregime: Durch Änderungen der umlaufenden Permeabilität, die durch das äußere Magnetfeld verursacht werden, ändern sich sowohl Real- als auch Imaginärteil der Impedanz, da nun der Skineffekt dominiert. Zur Permeabilität tragen Domänenwandbewegungen und Rotationen der Magnetisierung, die von den Ausmaßen der Probe abhängen, bei. Hierbei wird jedoch mit höheren Frequenzen die Domänenwandbewegungen gedämpft.
3. Das hochfrequente Regime (MHz-GHz): Die Ursprünge des GMI liegen hier in der ferromagnetischen Resonanz. Für die theoretische Behandlung des GMI wird dementsprechend auf deren Theorie zurückgegriffen. Da in dieser Arbeit jedoch

mit Frequenzen bis 100 kHz gearbeitet wurde, wird auf diese Thematik an dieser Stelle nicht näher eingegangen und auf Ref. [5, 11, 98–100] verwiesen.

In Ref. [11] wurde zuletzt auf Missverständnisse in der theoretischen Herleitung hingewiesen und erklärt, dass generell die Theorie für das Hochfrequenzregime auch für kleinere Frequenzen herangezogen werden kann. Trotzdem wird auch hier darauf verwiesen, dass der Niederfrequenzbereich, in welchem Domänenwandbewegungen zur umlaufenden Permeabilität beitragen, als komplex anzusehen ist.

In dieser Arbeit wird die Theorie des Skineffektes in ferromagnetischen Proben als Hilfsmittel zur Bestimmung der effektiven umlaufenden Permeabilität μ_ϕ herangezogen. Die Näherung eines rechteckigen Leiters zum zylindrischen wurde bereits in der Vergangenheit angewendet [20].

Damit ergibt sich für die Änderung der Impedanz nach Gl. (2.51):

$$\Delta Z = R_{\text{DC}} \frac{a}{2} \left[k' \frac{J_0(k'a)}{J_1(k'a)} - k \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \right], \quad (2.60)$$

mit

$$k' = \frac{(1+i)}{\delta'} = (1+i) \sqrt{\pi f \mu_\phi(B) \mu_0 \sigma}, \quad (2.61)$$

$$k = \frac{(1+i)}{\delta} = (1+i) \sqrt{\pi f \mu_\phi(B_{\text{ref}}) \mu_0 \sigma}, \quad (2.62)$$

wobei $\mu_\phi(B_{\text{ref}}) = 1$ für den gesättigten Fall angenommen wird. Es wird die Änderung der Impedanz zur Ermittlung von μ_ϕ herangezogen, da so der Beitrag der äußeren Induktivität wegfällt.

3. Proben

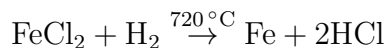
Während das Hauptaugenmerk auf den Fe-Whiskern lag, wurden eine Reihe von Referenzmessungen an Gold- und Konstantandrähten durchgeführt. Diese galten in erster Linie der Kalibrierung der Messapparatur und der Klärung von Artefakten. Dadurch konnte sichergestellt werden, dass die an den ferromagnetischen Proben gemessenen Messkurven bzw. Effekte eindeutig auf die Probe selbst und ihrer magnetischen/elektrischen Eigenschaften zurückzuführen waren.

Obendrein wurden Messungen an Eisendrähten durchgeführt, um einen Vergleich zwischen einkristallinen und polykristallinen Proben ziehen zu können. Diese hatten eine Reinheit von mindestens 99.5 % und sind mit Durchmessern von 125 μm und 228.6 μm vergleichbar mit den Abmessungen der Fe-Whisker. Analog zum Durchmesser wurde auch die Länge ähnlich gewählt und bei der Kontaktierung Wert darauf gelegt, dass sie auf die gleiche Art und Weise durchgeführt wurde.

Da die Fe-Whisker die Proben größten Interesses sind, wird im Folgendem genauer auf Herstellung und Eigenschaften von Fe-Whiskern eingegangen. Zudem ist hier eine Übersicht der Fe-Whisker gegeben, deren Magnetoimpedanzverhalten in dieser Arbeit präsentiert wird.

3.1. Herstellung

Fe-Whisker wachsen während der Reduktion von Eisen(II)-chlorid in einem Wasserstoff-Stickstoff-Gasstrom bei einer Temperatur von ca. 720°C [102].



Dem FeCl_2 wird Tierkohle untergemischt, die als Katalysator fungiert und Kristallisationskeime zum Fe-Whiskerwachstum liefert. Dies ermöglichte auf der einen Seite eine akzeptable Ausbeute bei der Whiskerzucht, da generell kaum Whiskerwachstum ohne Tierkohle festzustellen war. Auf der anderen Seite bedeutet dies, dass Kohlenstoffverun-

3. Proben

reinigungen in Kauf genommen werden müssen. Die Konsequenzen dieser Verunreinigung sind kleine Restwiderstandsverhältnisse.

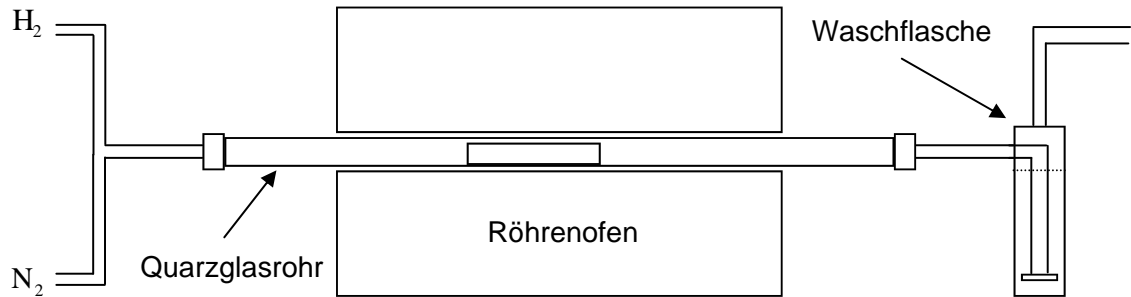


Abb. 3.1.: Schematische Darstellung des Whiskerzuchtaufbaus.

In der Abb. 3.1 ist der prinzipielle Aufbau einer Fe-Whiskerzuchtanlage gezeigt. Ein Wasserstoff-Stickstoff-Gasgemisch strömt durch ein Quarzglasrohr, das sich in einem Röhrenofen befindet. Als Substrat dient ein 20 cm langes Stahlschiffchen. Dieses besteht aus zwei unterschiedlich großen Kammern, wobei das mit Tierkohle versetzte $FeCl_2$ in die größere Kammer gegeben wird. Das gefüllte Stahlschiffchen wird im Quarzglasrohr so platziert, dass die kleinere Kammer zur Gaseinströmungsseite liegt. Es ist darauf zu achten, dass das Schiffchen so positioniert ist, dass die kleinere Kammer im Bereich des größten Temperaturgradienten liegt, da sich das Eisen dort niederschlägt. Das bei der Reaktion entstandene HCl wird durch eine Waschflasche mit $NaOH$ -Lösung geführt. Die verwendeten Parameter lauteten wie folgt [103]:

Einwaage:	20 g $FeCl_2$ + 1 g Tierkohle
Position:	17 cm von links
Temperatur:	720 °C
Reduktionszeit:	8h 30min
H_2 - Volumenstrom:	50 cm^3/min
N_2 - Volumenstrom:	25 cm^3/min

Nach der Whiskerzucht wird das Stahlschiffchen mit den Fe-Whiskern bei 805 °C über eine Dauer von sechs Stunden vakuumgeglüht. Dadurch werden Zuchtrückstände entfernt, wie z. B. Salzsäure, die als dünne Filmschicht auf der Oberfläche der Fe-Whisker dazu führt, dass sie bei Luftkontakt oxidieren. Des Weiteren führt das Vakuumglühen dazu, dass kristalline Defekte und Spannungen innerhalb der Kristallstruktur beseitigt

werden. Durch die gewählten Parameter liegt das Eisen in einer kubisch raumzentrierten Kristallstruktur vor [104].

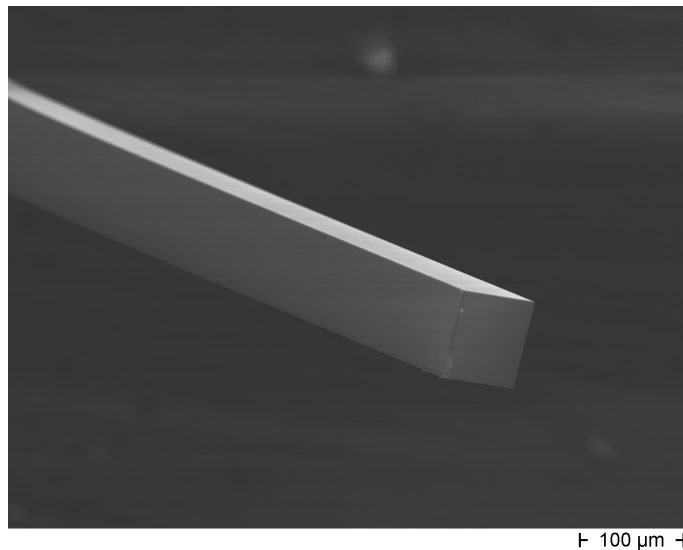


Abb. 3.2.: SEM-Aufnahme eines Fe-Whiskers mit der $\langle 100 \rangle$ Wachstumsrichtung. Aus Ref. [105].

Die Fe-Whisker werden mit einer nichtmagnetischen Pinzette aus dem Stahlschiffchen entnommen und deren deformiertes Ende mit einer Rasierklingen vorsichtig abgeschnitten. Am Ende dieser Prozedur stehen Fe-Whisker zur Verfügung, die einige mm lang sind und eine Kantenlänge von bis zu $250 \mu\text{m}$ haben. In Abb. 3.2 wird eine *Rasterelektronenmikroskop* (*scanning electron microscope*, SEM)-Aufnahme eines $\langle 100 \rangle$ Fe-Whiskers gezeigt. In Tab. 3.1 wird eine Übersicht über die untersuchten Proben gegeben, deren Magnetoimpedanzverhalten in dieser Arbeit vorgestellt wird.

3.2. Eigenschaften

Eisen ist ein 3d-Übergangsmetall, das unterhalb der Curietemperatur von 1041 K ferromagnetisch ist. Bezüglich des Ursprungs des Ferromagnetismus in den Metallen Eisen, Cobalt und Nickel wird auf Ref. [106] verwiesen.

Die elektrischen und magnetischen Eigenschaften haben ihren Ursprung in den Elektronen unterschiedlicher Schalen. Während die s-Elektronen für die elektrische Leitfähigkeit verantwortlich sind, so ist der Ferromagnetismus von Eisen in erster Linie auf lokalisierte d-Elektronen zurückzuführen.

3. Proben

Tab. 3.1.: Probenübersicht

Name	Art	Durchmesser	R_{ref}
Fe1	Fe-Draht	228.6 μm	6.55 m Ω
Fe2	Fe-Draht	125 μm	21.22 m Ω
Fe3	Fe-Draht	228.6 μm	8.49 m Ω
W02.10.12	Fe-Whisker	181 μm	7.5 m Ω
W02.09.10.4	Fe-Whisker	74 μm	40.8 m Ω
W23.06.10.2	Fe-Whisker	20 μm	148 m Ω
WG4	Fe-Whisker	136 μm	10.7 m Ω
WM	Fe-Whisker	135 μm	17.5 m Ω
LT5	Fe-Whisker	205 μm	9.09 m Ω

Fe-Whisker besitzen aufgrund ihrer kubisch raumzentrierten Gitterstruktur eine kubisch magnetokristalline Anisotropie. Die leichten Achsen liegen entlang der drei Richtungen der Würfelkanten.

Zudem weisen Fe-Whisker unterschiedliche Wachstumsrichtungen auf. In Abb. 3.3 sind drei mögliche Wachstumsrichtungen dargestellt. Da die oben beschriebene Prozedur hauptsächlich $\langle 100 \rangle$ Fe-Whisker lieferte, konzentrierten sich die Untersuchungen auf diese.

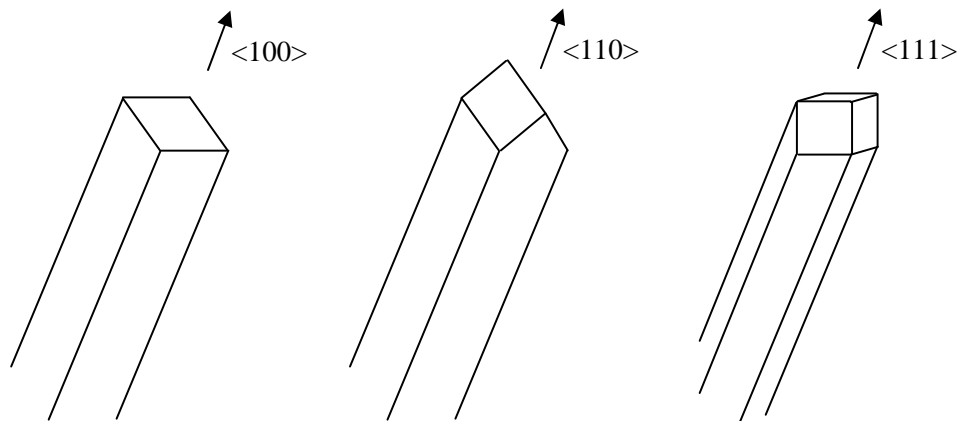


Abb. 3.3.: Schematische Darstellung von Fe-Whiskern mit unterschiedlichen Wachstumsorientierungen. Nach [107].

Fe-Whisker mit der $\langle 100 \rangle$ Wachstumsrichtung besitzen ohne externe Einflüsse eine simple Landastruktur [108], wie sie in Abb. 3.3 rechts skizziert ist. Die glatten Oberflächen eignen sich perfekt für Untersuchungen der Oberflächenmagnetsierung. In der Vergangenheit wurden Fe-Whisker herangezogen, um magnetische Domänenstrukturen und -wände unter Einfluß von äußeren Magnetfeldern und Strömen zu untersuchen [21, 22, 108–119]. Des Weiteren standen Fe-Whisker im Zentrum von zahlreichen Magnetowiderstandsmessungen, die den Einfluss der magnetischen Domänenstrukturen auf den Widerstand untersuchten [12, 20, 120–124].

Tab. 3.2.: Auflistung der Materialeigenschaften.

Materialeigenschaft	Formelzeichen	Wert
elektr. Leitfähigkeit	$\sigma(\text{RT})$	$9.93 \cdot 10^6 \frac{1}{\Omega\text{m}}$
Austauschkonstante	A	$21 \cdot 10^{-12} \frac{\text{J}}{\text{m}}$
Sättigungsmagnetsierung	M_S	$1.7 \cdot 10^6 \frac{\text{Å}}{\text{m}}$
Kristallanisotropiekonstante	$K_1(\text{RT})$	$4.2 \cdot 10^4 \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$
Widerstands-Temperaturkoeffizient	α	$6.57 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{K}}$
Längenausdehnungskoeffizient	a	$11.8 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}}$
Elastizitätsmodul	E	$215 \cdot 10^3 \frac{\text{N}}{\text{mm}^2}$

Die für Simulationen und Kalkulationen herangezogene Materialeigenschaften sind in Tab. 3.2 festgehalten.

3.3. Probenkontaktierung

Aufgrund des niedrigen Widerstandes der Fe-Whisker mussten Vierpunktmessungen durchgeführt werden. Hierfür wurden vier räumlich getrennte Kontakte entlang des Whiskers realisiert. Ausgangspunkt war stets eine Platine mit Kupferleiterbahnen. Abb. 3.4 zeigt eine SEM-Aufnahme eines kontaktierten Fe-Whiskers. Die Kontaktierung an sich erfolgte durch einen leitenden Epoxykleber. Verglichen mit Leitsilber wurden präzisere Kontakte produziert und die Gefahr eines Überlappens der Kontakte wurde stark

3. Proben

reduziert. Generell war der Kontaktwiderstand nach dem Aushärten in der Größenordnung von einigen Ω . Durch Formieren konnte dieser Widerstand um eine Größenordnung reduziert werden. Dabei wurde ein Kondensator über die Zuleitungen entladen.

Es wurden auch andere Kontaktierungsarten getestet, wie das Löten mit Indium nach Ref. [122]. Es zeigte sich jedoch, dass mit dem leitenden Epoxykleber störungsfreier gearbeitet werden konnte.

Obendrein wurde für die MOKE-Aufnahmen die Platine zwischen den inneren Kontakten weggefräst. Das Entfernen des Untergrunds erleichterte die Domänenobservation wesentlich.

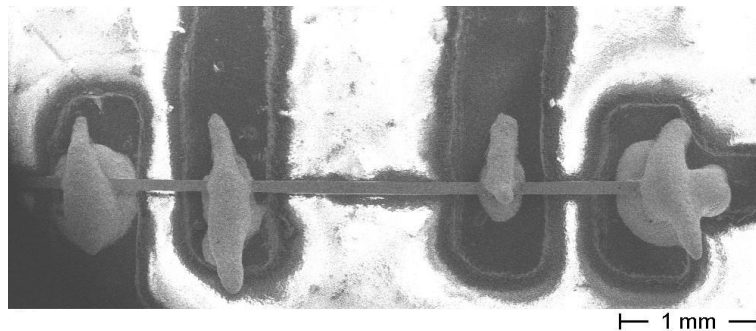


Abb. 3.4.: SEM-Aufnahme eines kontaktierten Fe-Whiskers mit der $\langle 100 \rangle$ Wachstumsrichtung.

4. Messaufbau

Ausgangspunkt für den Messaufbau zur Magnetoimpedanzuntersuchung war der Aufbau aus Ref. [103]. Bei der Weiterentwicklung des Aufbaus ging es in erster Linie um die Möglichkeit, Tieftemperaturmessungen durchzuführen. Die gegebenen Messaufbauten waren nur für DC-Messungen ausgelegt und lieferten bei AC-Messungen zu viele Artefakte [103]. Hierfür wurde das Helmholtzspulenpaar durch einen Solenoid (Abb. 4.1) ersetzt, welcher auf einem Probenhalter integriert wurde. Die gesamte Anordnung ließ sich in eine Heliumkammer eintauchen, um Messungen bei 4.2 K zu ermöglichen. Die Zuleitungen wurden mit geschirmten Kabeln realisiert, so dass neben Magnetowiderstandsmessungen auch Magnetoimpedanzmessungen durchgeführt werden konnten. Mit diesem Aufbau konnten sowohl Tief- als auch Raumtemperaturmessungen durchgeführt werden.

Des Weiteren wurde aufgrund der großen Datenmengen die Automatisierung im Bereich der Visualisierung der Messergebnisse vorangetrieben. Das magnetooptische Kerr-Mikroskop wurde im Rahmen einer Bachelorarbeit optimiert, um den magnetischen Kontrast besser abbilden zu können. Im Folgenden werden die Beschreibungen der einzelnen Aufbauten samt verwendeter Messapparaturen und des Programms zur Datenauswertung geliefert.

4.1. Magnetowiderstandsmessungen

Da Fe-Whisker bereits bei RT einen Widerstand in der Größenordnung von einigen $m\Omega$ haben, wurde wie bereits in Abschnitt 3.3 thematisiert auf die Vierpunktmessmethode zurückgegriffen, um den Einfluss von Kontaktwiderständen auszuschließen. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 4.1 zu finden.

Als visuelle Unterstützung zur Beschreibung des Messaufbaus dient die Abb. 4.1. Als Stromquelle diente das Sourcemeter 2400 von Keithley. Generell ist es möglich nur mit diesem Gerät eine Vierpunktmessung durchzuführen. Testmessungen zeigten jedoch,

4. Messaufbau

dass speziell bei Tieftemperaturmessungen die Messgenauigkeit unzureichend war, so dass die Spannungsmessung über das Nanovoltmeter 181 von Keithley durchgeführt wurde.

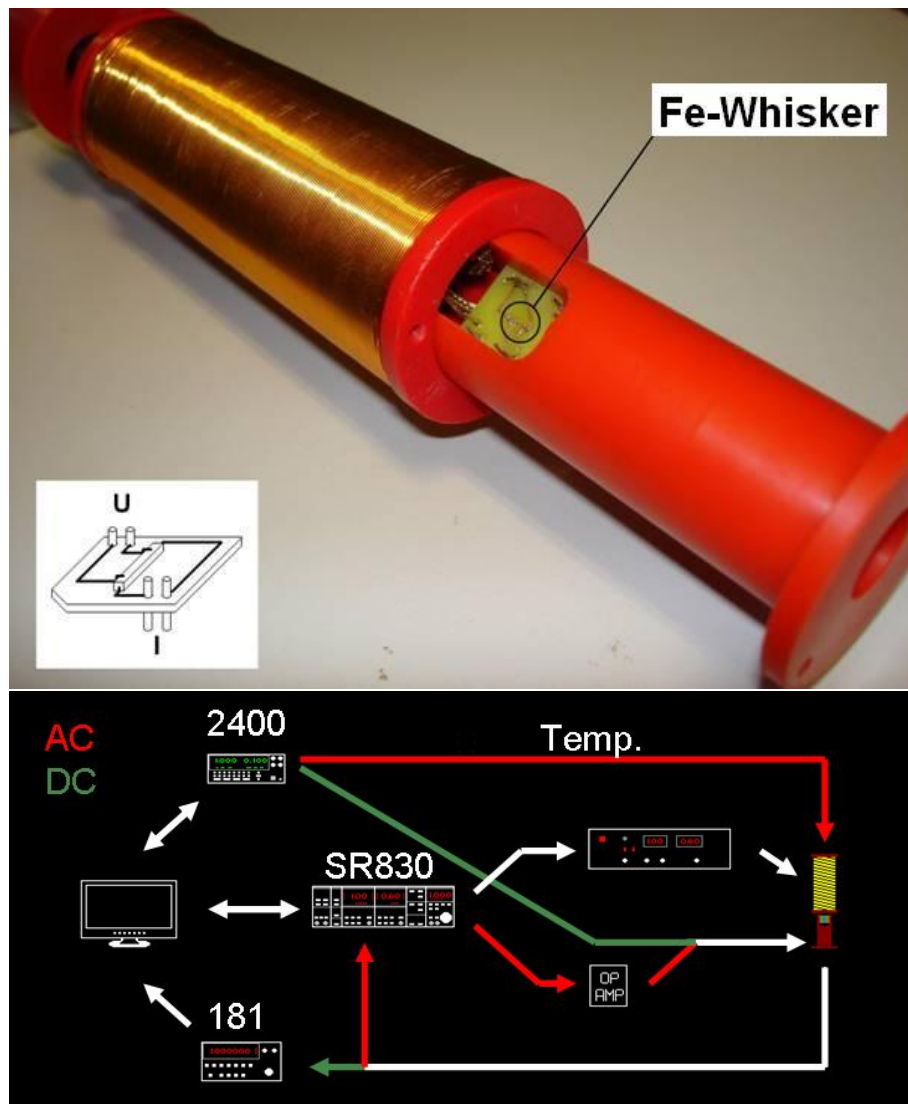


Abb. 4.1.: Oben: Solenoid mit Probenhalter. Schematisch dargestellt ist die Platine mit kontaktiertem Fe-Whisker, der in den Solenoid eingeschoben wird. Unten: Übersicht des Messaufbaus für DC und AC-Messungen.

Das äußere Magnetfeld wurde mit dem oben erwähnten stromdurchflossenen Solenoid erzeugt, wie in Abb. 4.1 zu sehen ist. Damit das äußere Magnetfeld automatisch verändert werden konnte, wurde die Stromquelle über einen AUX-Ausgang an einen Lock-In Verstärker, Modell 830 von Stanford Research, angeschlossen. Dieser wurde über einen

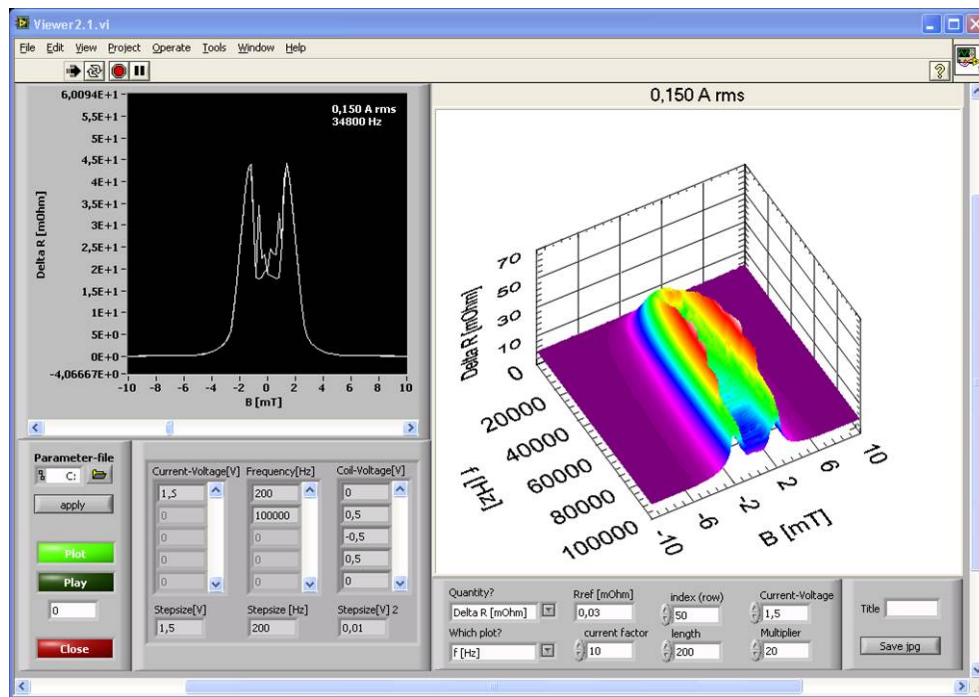


Abb. 4.2.: Bedienoberfläche zur Visualisierung von Messergebnissen.

GPIB-USB-Wandler mit einem Rechner verbunden. Mit Hilfe der Software Labview wurde so eine Ansteuerung der Stromquelle für den Solenoid realisiert. Ebenso wurden die oben beschriebenen Geräte zur Widerstandsmessung mit dem Rechner verbunden. Neben der Ansteuerung der Messgeräte erfolgte auch die Datenerfassung per Labview. Dies ermöglichte die automatisierte Aufzeichnung des Magnetowiderstandsverhaltens nicht nur gegen das äußere Magnetfeld, sondern auch gegen die angelegte Stromstärke. Um die Datenmengen besser handhaben zu können, erfolgte auch die Visualisierung der Ergebnisse per Labview. Die dazugehörige Bedienoberfläche ist in Abb. 4.2 gezeigt. Basierend auf den Messdaten können unterschiedliche Größen wie R oder $\Delta R/R_{\text{ref}}$ in Form eines 3D-Plots oder für feste Parameter als Messkurve gegen das äußere Magnetfeld angezeigt werden. Für weitere Informationen wird auf Anhang A.1 verwiesen.

4.2. Magnetoimpedanzmessungen

Im Falle von AC-Messungen wurde das Sourcemeter durch eine spannungsgesteuerte Stromquelle ersetzt, die mit einem Transkonduktanzverstärker realisiert wurde. Als Operationsverstärker diente hierfür der L165 von STMicroelectronics [125]. Die steuernde

4. Messaufbau

Spannung kam aus dem Lock-In Verstärker 830, der gleichzeitig auch die phasensensitive Impedanzmessung ermöglichte. Um die Temperatur zu ermitteln, wurde ein Kohlenstoff-Keramik-Sensor am Probenhalter installiert. Im Rahmen der Tieftemperaturmessungen diente die gemessene Temperatur als Indikator dafür, ob die Probe sich noch im flüssigem Helium befand. Analog zum Magnetowiderstandsaufbau übernahm auch hier Labview die komplette Ansteuerung und Datenerfassung. Die dazugehörige Bedienoberfläche ist in Abb. 4.3 gezeigt. Da die AC-Messungen aufgrund des zusätzlichen Parameters Frequenz zeitintensiver waren, wurde zur Sicherheit nach jedem Schleifendurchgang die Temperatur gemessen. Sobald diese über 4,2 K lag, wurde die Messung automatisch abgebrochen.

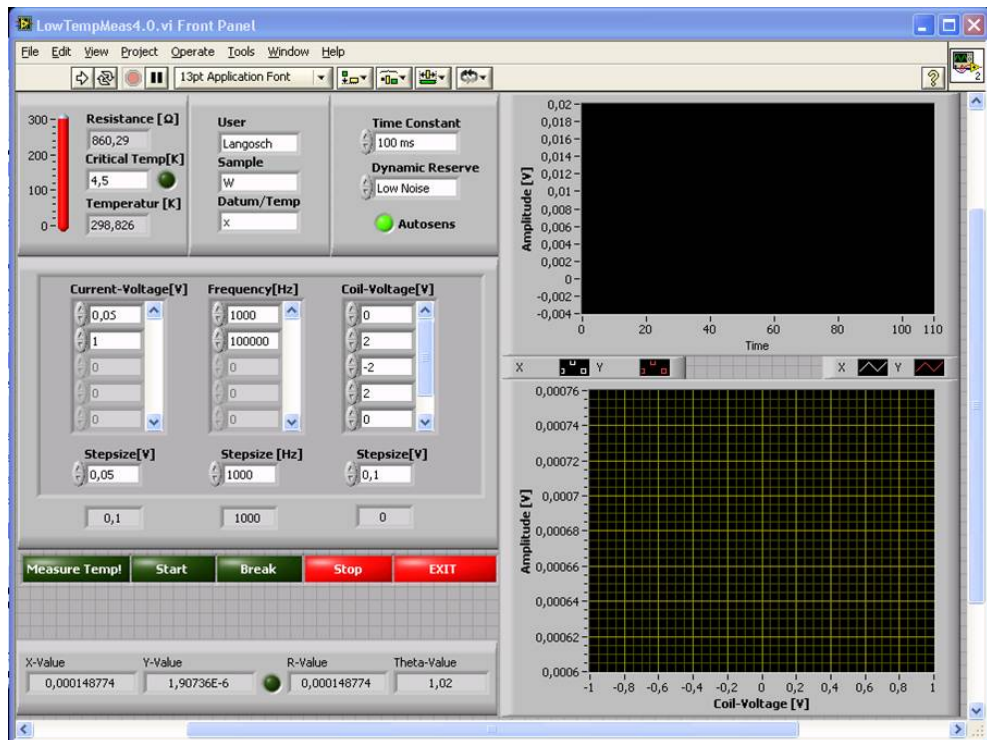


Abb. 4.3.: Bedienoberfläche zum Magnetoimpedanzmessaufbau. Hell unterlegt sind die Eingabefelder für den Nutzer.

4.3. MOKE-Mikroskop

Das bereits in Ref. [103] verwendete MOKE-Mikroskop wurde auch im Rahmen dieser Arbeit herangezogen, um die Oberflächenmagnetisierung sichtbar zu machen. Verglichen mit der damaligen Rechneransteuerung wurde unter Labview ein verbessertes virtuelles Instrument (VI) programmiert, dessen Bedienoberfläche in Abb. 4.4 zu sehen ist. Durch die Implementierung von Filtern wie dem Medianfilter und die Definition von Schwellenwerten konnte der magnetische Kontrast direkt aus dem Live-Bild heraus optimiert werden. Rechts in der Abb. 4.4 ist ein Fe-Whisker mit seiner Landaustruktur abgebildet. Die zackenförmigen Erscheinungen auf der Oberfläche sind Artefakte des Referenzbildes, das als Hintergrund vom Live-Bild abgezogen wird. Trotz der Artefakte ist deutlich zu sehen, dass ein besserer Kontrast erzielt wird als in Ref. [103].

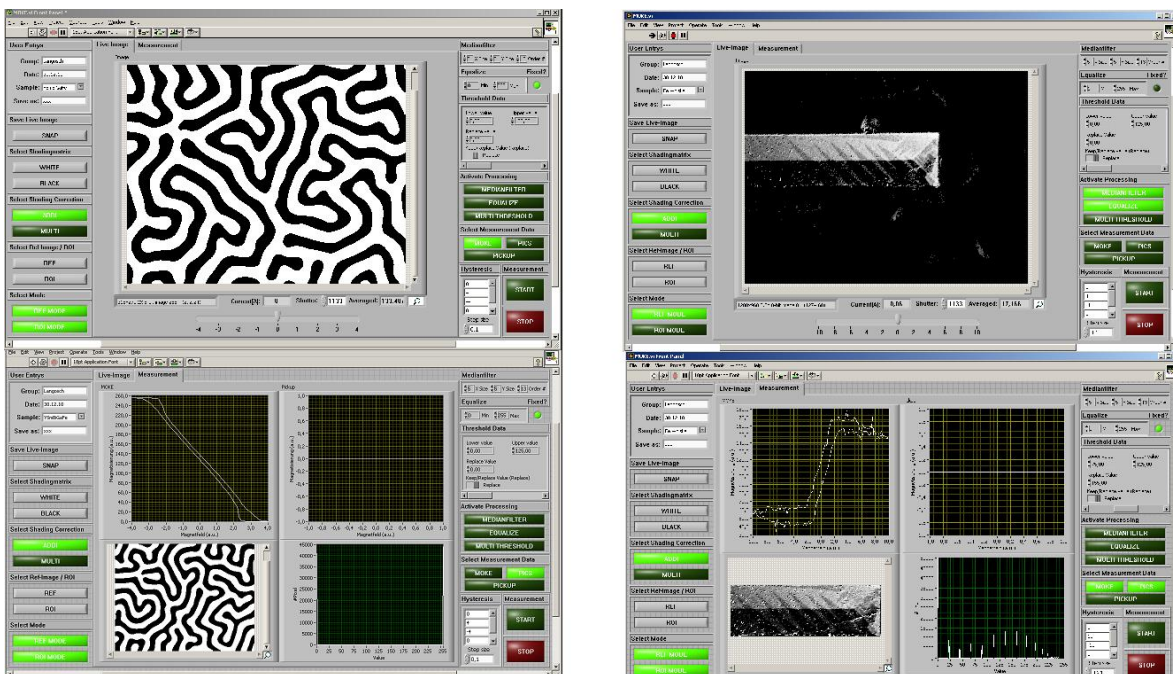


Abb. 4.4.: Bedienoberfläche des MOKE-Mikroskops. Links: Bei der Untersuchung eines YIG-Films. Rechts: Bei der Untersuchung eines Fe-Whiskers. In Form eines Registers kann zwischen Live-Bild (oben) und den Messergebnissen (unten) umgeblättert werden. Bei den Messergebnissen ist auch der Bereich der Proben abgebildet, die für die Helligkeitsmessungen herangezogen wurden.

Neben den Hysteresemessungen in Form von Helligkeitsmessungen an einem ausgewählten Bereich der Probe konnte auch mit Hilfe einer vibrierenden Pick-up-Spule das Streufeld der Probe vermessen werden. Hierzu wurde der Lock-In-Verstärker SRS 830 ins VI

4. Messaufbau

eingebaut. Letztendlich ist ein automatisierter Aufbau entstanden, der über die für diese Arbeit benötigten Anforderungen hinausging.

Durch Verwendung einer zweiten Lichtquelle mit Polarisator unterhalb der Probe konnte der Aufbau zu einem Transmissionsmikroskop umfunktioniert werden. Dies ermöglicht mit Hilfe des Faradayeffektes die Abbildung von magnetischen Domänen in durchsichtigen Ferromagneten wie YIG-Filmen. Dies ist links in der Abb. 4.4 zu sehen mit einer dazugehörigen Hystereseurve. Im Falle der Fe-Whisker war diese Variante des Aufbaus jedoch nicht notwendig, zeigt aber die Einsatzmöglichkeiten des VIs.

Als Kamera diente die Hamamatsu Orca, die in der Lage ist, 12-bit Graustufenauflösung zu liefern. Die damals zur Verfügung stehenden Treiber ermöglichten unter Labview lediglich das Auslesen von Bildern einer Auflösung von 8-bit.

Im Rahmen der Bachelorarbeit von T. Karwoth wurden Treiber eingesetzt, die die komplette Auflösung der Kamera ausnutzten. Des Weiteren fand aufgrund der besseren Bildverarbeitungsmöglichkeiten ein Wechsel von Labview auf Matlab statt. Somit konnte unter anderem über 16 Bilder gemittelt werden. Dies führte zusätzlich zur Optimierung der Abbildungsmöglichkeit des magnetischen Kontrastes. Für weitere Informationen wird auf die Arbeiten [103, 126] verwiesen.

Die hier präsentierten MOKE-Aufnahmen entstanden an diesem optimierten Aufbau.

5. Magnetowiderstands- und Magnetoimpedanzmessungen an Fe-Whiskern

Im Folgenden werden Messergebnisse präsentiert, die das Magnetoimpedanzverhalten der Fe-Whisker zeigen. Sie stammen von Fe-Whiskern mit einer Länge von mindestens 4 mm und unterschiedlichen Durchmessern. Eine Übersicht ist in Tab. 3.1 gegeben.

Den AC-Messungen gingen stets DC-Messungen voraus, um ein Gesamtbild über die auftretenden Effekte bei Raumtemperatur und 4.2 K zu erhalten. Im Falle der AC-Messungen wurden sowohl bei der angelegten Stromstärke, als auch bei der abgegriffenen Spannung stets die Effektivwerte¹ betrachtet. Im Folgenden wird nicht mehr explizit darauf hingewiesen. Die Messungen erfolgten phasensensitiv, so dass neben dem Betrag der Impedanz insbesondere die Einzelkomponenten gemessen werden konnten. Zur besseren Übersicht werden die Abhängigkeiten von der äußeren magnetischen Flussdichte $B = \mu_0 H$, der Stromstärke I und der Frequenz f des angelegten Wechselstroms der Reihe nach abgehandelt. Das äußere Magnetfeld wurde stets entlang der Wachstumsrichtung des Fe-Whiskers angelegt.

Ergebnisse der MOKE-Mikroskopie werden erst im Rahmen der Klärung des Ursprungs des hier vorgestellten MI-Verhaltens präsentiert.

5.1. Magnetowiderstandsmessungen

Gleichstrommessungen dienen zunächst einmal der Kontaktkontrolle mittels Prüfung der Detektierbarkeit des AMR und der Untersuchung der Auswirkung der Jouleschen Wärme auf die Leitfähigkeit der Probe. Hierbei werden zwei konkurrierende Magnetfelder angelegt, die, je nach Dominanz, die Magnetisierung der Probe parallel oder senkrecht

¹root mean square - rms

zur Stromrichtung drehen. Infolge des AMR kommt es so zu einer Widerstandserhöhung bzw. -erniedrigung. Es erwies sich als Vorteil die Widerstandsmessung während des Abkühlvorgangs durchzuführen, um einen etwaigen Kontaktabbruch detektieren und den Vorgang vorzeitig abbrechen zu können. Des Weiteren kann aus diesen Daten direkt das RRR entnommen werden.

5.1.1. Raumtemperatur DC-Messungen

In Abb. 5.1 werden typische Ergebnisse einer Widerstandsmessung an einem Fe-Whisker bei RT dargestellt. In diesem Fall hatte der untersuchte Fe-Whisker eine Kantenlänge von $74 \mu\text{m}$. Es wurde ein Bereich von 1 bis 100 mA mit einer Schrittweite von 1 mA und einem Vorzeichenwechsel des Stroms in jedem Messpunkt untersucht. In Abb. 5.1 a) ist das Verhältnis der Widerstandsänderung zum Referenzwiderstand $\Delta R/R_{\text{ref}}$ gegen die Stromstärke I aufgetragen. Als Referenzfeld B_{ref} dienten 8 mT. Ohne angelegtes äußeres Magnetfeld lässt sich ab einer Stromstärke von 30 mA im Vergleich zu $\Delta R/R_{\text{ref}}$ bei $B = 8 \text{ mT}$ eine Erniedrigung des Widerstandes feststellen. Ab 45 mA scheint langsam eine Sättigung aufzutreten. Die maximale Änderung ist nicht größer als 0.2 %.

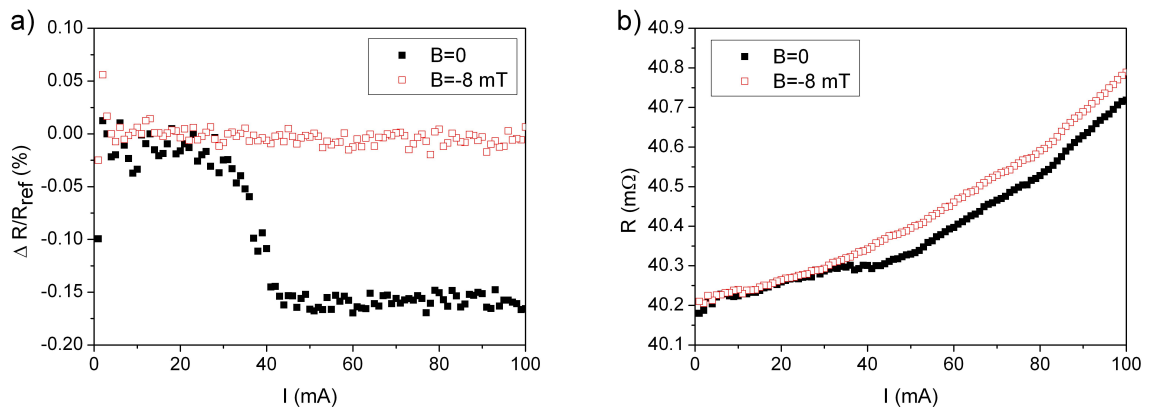


Abb. 5.1.: a) Das Verhältnis der Widerstandsänderung zum Referenzwiderstand $\Delta R/R_{\text{ref}}$ eines $\langle 100 \rangle$ Fe-Whiskers in Abhängigkeit von der Stromstärke I mit $R_{\text{ref}} = R(B = 8 \text{ mT})$. b) Die der Abb. a) zugrundeliegenden Widerstandskurven. In diesem Fall ist der Widerstand R gegen die Stromstärke I aufgetragen.

Bei Betrachtung des absoluten Widerstandes in Abb. 5.1 b) werden die Einflüsse der Jouleschen Wärme sichtbar. Wird ein Strom von 100 mA angelegt, führt dies zu einem Anstieg des Widerstandes um $0.6 \text{ m}\Omega$. Dies ist equivalent zu einer Temperaturerhöhung

von weniger als 3 K.² Als Quelle der Erhitzung ist nicht die Probe an sich zu nennen, sondern es sind viel mehr die Kontakte zu berücksichtigen, die je nach Kontaktierungsmethode einen wesentlich höheren Widerstand als die Probe aufweisen. Für Näheres wird auf Abschnitt 3.3 verwiesen.

In Abb. 5.2 wird $\Delta R/R_{\text{ref}}$ zusätzlich noch gegen das äußere Magnetfeld aufgetragen. Hierbei ist klar ersichtlich, dass bereits bei $B = 8$ mT eine Sättigung eingetreten ist, so dass die Wahl von $B_{\text{ref}} = 8$ mT sinnvoll ist. Des Weiteren ist ersichtlich, dass beim Auftreten einer Änderung das Minimum bei $B = 0$ liegt. Die Breite des negativen Einzelpeaks³ nimmt mit steigender Stromstärke zu.

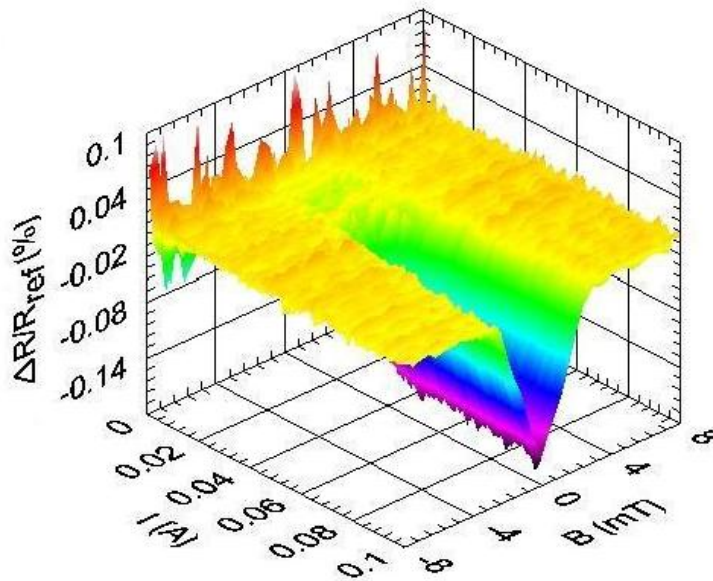


Abb. 5.2.: Das Verhältnis der Widerstandsänderung zum Referenzwiderstand $\Delta R/R_{\text{ref}}$ eines $\langle 100 \rangle$ Fe-Whiskers in Abhängigkeit von der Stromstärke I und von der äußeren longitudinalen magnetischen Flussdichte $B = \mu_0 H$ mit $R_{\text{ref}} = R(B = 8 \text{ mT})$.

Alle DC-Messungen überblickend ist festzuhalten, dass bei den untersuchten Fe-Whiskern stets eine Stromstärke in der Größenordnung von 10 mA erforderlich ist, um eine Änderung des Widerstands beim Anlegen eines externen Magnetfeldes zu bewirken. Die beobachteten Änderungen überschritten nie die 0.2 %. Dies ist im Einklang mit den bekannten Werten aus der Literatur.

² $R(T) = R(RT)(1 + \alpha(T - RT))$, mit dem Widerstands-Temperaturkoeffizienten α aus Tab. 3.2.

³Mit *Peak* wird ein lokales Maximum und mit negativem Peak ein lokales Minimum bezeichnet.

5.1.2. Tieftemperatur DC-Messungen

In Abb. 5.3 ist ein typisches Ergebnis einer Magnetowiderstandsmessung an einem Fe-Whisker bei 4.2 K gezeigt. Bei dem Fe-Whisker handelt es sich um die Probe W23.06.10.2. Verglichen mit den Messungen bei Raumtemperatur zeigt sich hier bei dem Magnetowiderstand ein positiver Einzelpeak. Des Weiteren ist dieser bereits bei niedrigen Stromstärken vorzufinden. Bis zu einer Stromstärke von 140 mA weist der Peak eine konstante Höhe von ca. 8 % auf. Der kontinuierliche Verlauf kann aus dem rechten Graph der Abb. 5.3 entnommen werden. Hier wird bewusst nur ΔR aufgetragen, um die Größenordnung des gemessenen Widerstandes zu präsentieren. Für $\Delta R/R_{\text{ref}}$ wird auf die 3D-Darstellung in Abb. 5.3 verwiesen.

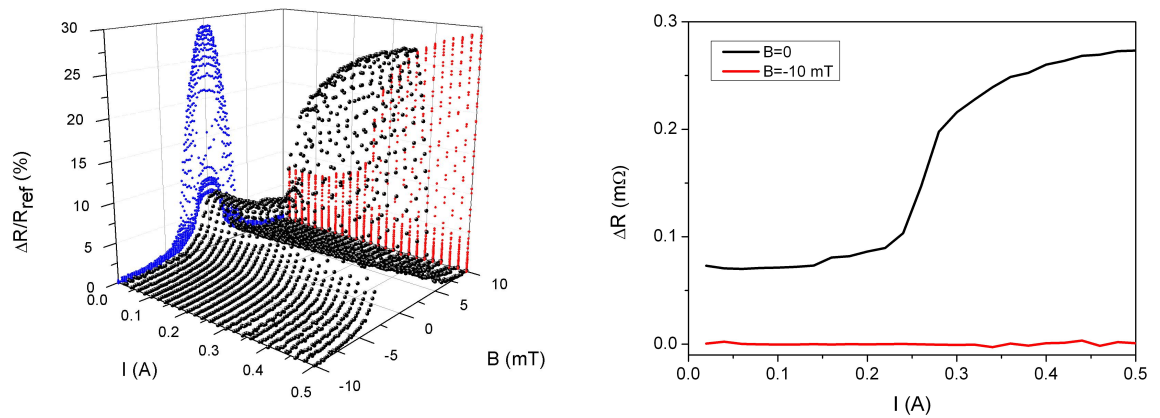


Abb. 5.3.: Links: Das Verhältnis der Widerstandsänderung zum Referenzwiderstand $\Delta R/R_{\text{ref}}$ eines $\langle 100 \rangle$ Fe-Whiskers in Abhängigkeit von der Stromstärke I und von der äußeren longitudinalen magnetischen Flussdichte $B = \mu_0 H$ mit $R_{\text{ref}} = R(B = 10 \text{ mT})$. Rechts: Änderung des Widerstands ΔR in Abhängigkeit von der Stromstärke I bei $B = 0$ und $B = -10 \text{ mT}$, ebenfalls mit $R_{\text{ref}} = R(B = 10 \text{ mT})$.

Erst ab 140 mA ist eine leichte Erhöhung der Widerstandsänderung zu detektieren. Ab einer Stromstärke von 240 mA ist ein drastischer Anstieg sichtbar, der eine Höhe von bis zu 29 % erreicht. Die Breite des Peaks nimmt ebenfalls erst ab 140 mA merklich zu. Die Gesamtgröße der gemessenen Widerstandsänderung hängt sowohl von RRR als auch von der Geometrie der Probe ab. In Abb. 5.4 sind die Ergebnisse von WM präsentiert. Während die vorhergehende Probe nur einen RRR von 156 aufweist, besitzt WM einen RRR von 500. Vergleicht man nun $\Delta R/R_{\text{ref}}$, so werden hier Änderungen bis 200% beobachtet.

Ein kleinerer Restwiderstand hat nicht unbedingt einen größeren magnetoresistiven Effekt zur Folge. Ein weiterer Faktor ist der Durchmesser der Probe. Betrachtet man die Ergebnisse von der Probe WG4, die in Abb. 5.5 zu sehen sind, so ist festzustellen, dass die Änderung größer ausfällt als bei W23.06.10.2, obwohl dieser Fe-Whisker ein RRR von 134 besitzt. Vergleicht man die hier betrachteten Proben, so weist W23.06.10.2 den mit Abstand kleinsten Durchmesser auf, der bei $20\ \mu\text{m}$ liegt. Kleinere Durchmesser wirken sich negativ auf die Größe der Widerstandsänderung aus.

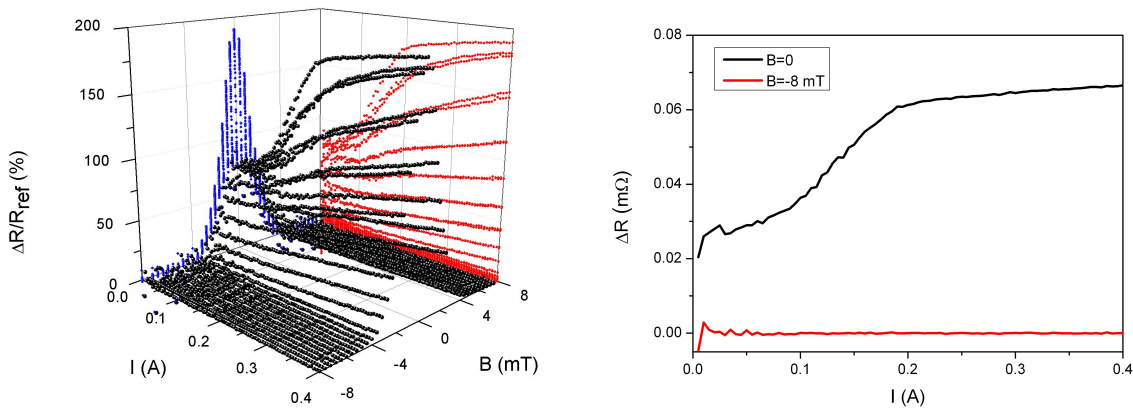


Abb. 5.4.: Links: Das Verhältnis der Widerstandsänderung zum Referenzwiderstand $\Delta R/R_{\text{ref}}$ des Fe-Whiskers WM in Abhängigkeit von der Stromstärke I und von der äußeren longitudinalen magnetischen Flussdichte $B = \mu_0 H$ mit $R_{\text{ref}} = R(B = 8\ \text{mT})$. Rechts: Änderung des Widerstands ΔR bei $B = 0$ und $B = -8\ \text{mT}$, ebenfalls mit $R_{\text{ref}} = R(B = 8\ \text{mT})$.

Verglichen mit den Raumtemperaturmessungen müssen bei tieferen Temperaturen höhere Ströme angelegt werden, um eine drastische Stromabhängigkeit messen zu können. Der Faktor, um den die Stromstärke erhöht werden muss, ist von Probe zu Probe unterschiedlich.

Oberhalb des Schwellenwertes deutet auch hier die Widerstandsänderung gegen die Stromstärke ein Sättigungsverhalten an, wobei bei einer genaueren Betrachtung der Verläufe ein leichter linearer Anstieg festgestellt wird. Zudem zeigen die Messungen, dass die Widerstandsänderung für den Strom gegen Null nicht mit den Änderungen bei großen Stromstärken skaliert. Dies sieht man direkt, wenn man die rechten Graphen der Abb. 5.4 und 5.5 vergleicht.

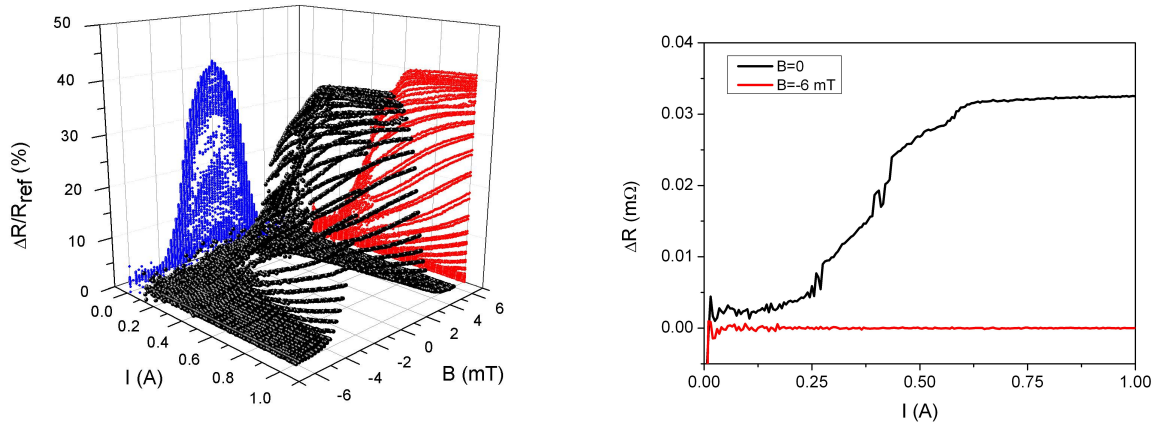


Abb. 5.5.: Links: Das Verhältnis der Widerstandsänderung zum Referenzwiderstand $\Delta R/R_{\text{ref}}$ des Fe-Whiskers WG4 in Abhängigkeit von der Stromstärke I und von der äußeren longitudinalen magnetischen Flussdichte $B = \mu_0 H$ mit $R_{\text{ref}} = R(B = 6 \text{ mT})$. Rechts: Änderung des Widerstands ΔR bei $B = 0$ und $B = -6 \text{ mT}$, ebenfalls mit $R_{\text{ref}} = R(B = 6 \text{ mT})$.

5.2. Magnetoimpedanzmessungen

Die Magnetoimpedanzmessungen wurden im Frequenzbereich von 200 Hz bis 100 kHz durchgeführt. Bei der Stromstärke wurden Bereiche von 1 mA bis zu 200 mA bei RT und 400 mA bei LT abgedeckt. In den 3D-Darstellungen werden die gemessenen Größen gegen die magnetische Flussdichte $B = \mu_0 H$ und gegen eine der charakterisierenden Größen des Stromes aufgetragen.

5.2.1. Raumtemperatur AC-Messungen

Ausgehend von den Ergebnissen der Magnetowiderstandsmessungen wurde zunächst die Stromabhängigkeit näher untersucht. Bereits frühere Arbeiten haben analog zum MR-Verhalten eine starke Stromabhängigkeit gezeigt [103, 107]. Eine detaillierte Untersuchung wurde jedoch nicht durchgeführt, so dass die im folgenden präsentierten Ergebnisse über die früheren hinausgehen und eine größere Übersicht über die Stromabhängigkeit des MI-Verhaltens von Fe-Whiskern bieten.

Bei der Untersuchung der Frequenzabhängigkeit des MI-Verhaltens wurde explizit das Niederfrequenzregime (0.2-100 kHz) ausgewählt, in dem laut Literatur Domänenwandbewegungen Einfluss auf die umlaufende Permeabilität haben [11]. Die untere Grenze von 200 Hz ist aufbaubedingt. Bei kleineren Frequenzen liefert der verwendete Lock-In ei-

ne Phasenverschiebung aufgrund der dann verwendeten Filter, die zu einer Verfälschung der Messergebnisse führen würden.

5.2.1.1. $Z(B, I, f = \text{const})$

In Abb. 5.6 ist das Verhältnis des Betrages der Impedanzänderung zum Referenzwiderstand $\Delta Z/R_{\text{ref}}$ abgebildet. Die äußere longitudinale magnetische Flussdichte $B = \mu_0 H$ wurde zwischen -10 mT und 10 mT variiert. Bei den Frequenzen von 800 Hz bzw. 2 kHz wurde die Stromstärke von 5 mA bis 200 mA in 5 mA Schritten erhöht. Verglichen mit dem im Abschnitt 5.1.1 präsentierten Ergebnissen hat dieser Fe-Whisker eine Kantenlänge von $181 \mu\text{m}$.

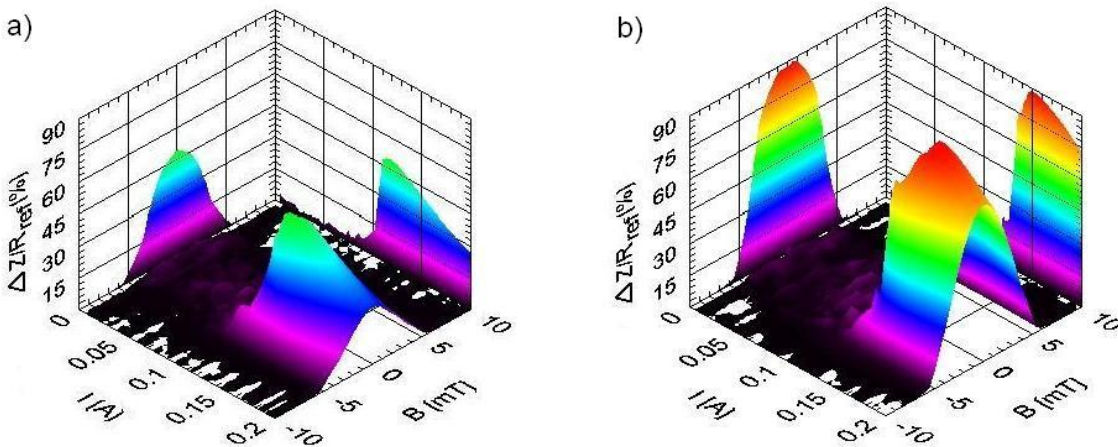


Abb. 5.6.: Das Verhältnis des Betrages der Impedanzänderung zum Referenzwiderstand $\Delta Z/R_{\text{ref}}$ bei a) 800 Hz und b) 2 kHz in Abhängigkeit von der äußeren longitudinalen magnetischen Flussdichte B und der Stromstärke I .

Im Fall von 800 Hz, welcher in Abb. 5.6 a) zu sehen ist, kann keine signifikante Änderung der Impedanz bis 100 mA beobachtet werden. Es folgt ein starker Anstieg bis 110 mA mit einem maximalen GMI Verhältnis von 50 % bei 120 mA. Bei weiterem Erhöhen der Stromstärke lässt sich ein Abklingen der Peakhöhe beobachten.

In Abb. 5.6 b) ist $\Delta Z/R_{\text{ref}}$ bei 2 kHz dargestellt. Der Verlauf ähnelt jenem bei 800 Hz. In diesem Fall ist jedoch der Schwellenwert zu höheren Stromstärken hin verschoben. Eine Änderung ist erst ab 120 mA erkennbar. Der starke Anstieg erfolgt bis 145 mA. Die maximale Änderung beläuft sich auf 90% und ist bei 155 mA zu finden.

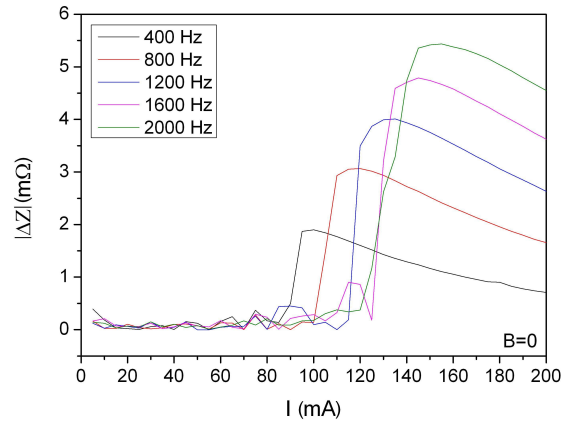


Abb. 5.7.: Die Abhängigkeit des Betrages der Impedanzänderung $|\Delta Z|$ von der Stromstärke I für fixe Frequenzen zwischen 400 Hz und 2 kHz bei $B = 0$.

Alle AC-Messungen überblickend lässt sich festhalten, dass stets ein Schwellenwert zu überschreiten ist, um eine signifikante Änderung detektieren zu können. Dieser Schwellenwert liegt stets über dem, der bei einer DC-Messung detektiert wird, und weist eine Frequenzabhängigkeit auf, die in Abb. 5.7 gezeigt wird. Hier sind für fünf unterschiedliche Frequenzen zwischen 400 und 2000 Hz die Impedanzänderungen gegen die Stromstärke aufgetragen. Es ist eindeutig zu erkennen, dass bei steigender Frequenz eine größere Stromstärke erforderlich ist, um eine Impedanzänderung detektieren zu können. Zudem wird deutlich, dass mit steigenden Frequenzen die Impedanzänderung oberhalb des Schwellenwertes größer werden. Es zeigt sich aber auch, dass frequenzunabhängig ein Abklingen des Effektes auftritt.

5.2.1.2. $Z(B, f, I = \text{const})$

In Abb. 5.8 a) und b) sind neben $\Delta R/R_{\text{ref}}$ auch das Verhältnis der Scheinwiderstandsänderung zum Referenzwiderstand $\Delta X/R_{\text{ref}}$ dargestellt. Das äußere magnetische Flussdichte wurde von -10 mT bis 10 mT variiert und die Frequenz des angelegten Stromes von 1 bis 100 kHz in 200 Hz Schritten erhöht. Hierbei handelte es sich um Ergebnisse des Fe-Whiskers W02.09.10.4. Während in den 3D-Darstellungen ein Überblick der gemessenen Größen über den gesamten Frequenzverlauf gegeben wird, befinden sich in Abb. 5.9 Messkurven, die zur näheren Betrachtung aus Abb. 5.8 extrahiert wurden. Das Auffälligste ist ein Übergang vom Einzelpeak zum Doppelpeak in den einzelnen Komponenten

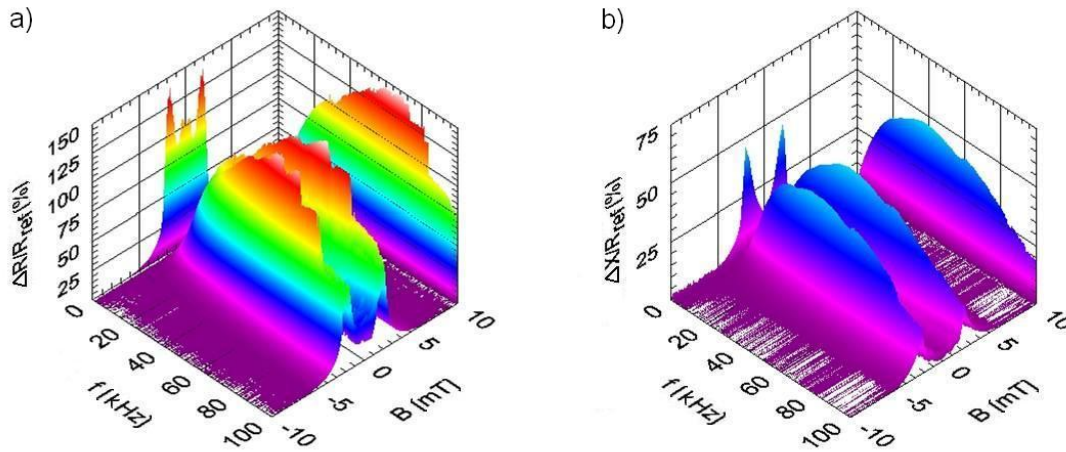


Abb. 5.8.: Das Verhältnis der a) Widerstandsänderung ΔR und der b) Scheinwiderstandsänderung ΔX zum Referenzwiderstand R_{ref} in Abhängigkeit von der Frequenz f und der äußeren longitudinalen magnetischen Flussdichte B bei einer Stromstärke von 150 mA.

der Impedanz bei wachsender Frequenz. Hierbei muss hervorgehoben werden, dass der Übergang zunächst in ΔX beobachtet wird und dass der Doppelpeak bei unterschiedlichen Feldstärken beobachtet werden, was aus Abb. 5.9 a) und b) deutlich hervorgeht. Während bei 10 kHz in der Änderung des Realteils der Impedanz ein Einzelpeak beobachtet wird, finden man bei der Änderung des Imaginärteils einen Doppelpeak wieder. Des Weiteren zeigt die Messkurve zwischen den beiden Peaks ein hysteretisches Verhalten. Die Impedanz hängt also von der magnetischen Vorgeschichte ab, was ebenfalls in den Abb. 5.9 a) und b) beobachtet werden kann. In diesem Bereich kann die Änderung des Realteils die stabilen Doppelpeaks überragen. Dies ist in Abb. 5.9 a) für 30.2 kHz zu sehen. Dies wurde jedoch nicht an alle Proben beobachtet.

Bei näherer Betrachtung der Verläufe zeigt sich, dass von einem Einbrechen der Peaks gesprochen werden kann. Zudem ist der hysteretische Bereich instabil. Dies wird sehr deutlich aus den Messkurven von WG4, die in Abb. 5.10 dargestellt sind. Hier sind für zwei darauffolgende Messungen bei gleichen Parametern die Änderungen der Komponenten der Impedanz für die jeweiligen Äste der äußeren Magnetfeldschleife abgebildet. Neben dem Einbruch der Peaks zeigt sich, dass der hysteretische Bereich durch variierende Verläufe charakterisiert ist.

Diese Einbrüche lassen sich beheben bzw. zu höheren Frequenzen hin verschieben, wenn die Stromstärke erhöht wird. In Abb. 5.11 sind Ergebnisse für identische Parameter wie

5. Magnetowiderstands- und Magnetoimpedanzmessungen an Fe-Whiskern

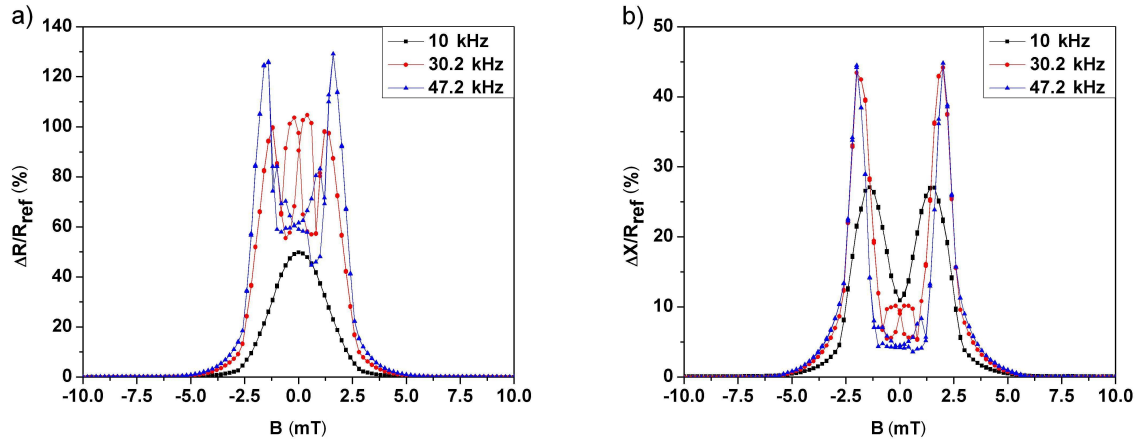


Abb. 5.9.: a) $\Delta R/R_{\text{ref}}$ und b) $\Delta X/R_{\text{ref}}$ bei den Frequenzen 10, 30.2 und 47.2 kHz extrahiert aus Fig. 5.8.

in Abb. 5.10 dargestellt. Der einzige Unterschied ist die Stromstärke, die von 200 mA auf 250 mA erhöht wurde. Beim direkten Vergleich zeigt sich, dass die Einbrüche erst bei höheren Frequenzen stattfinden.

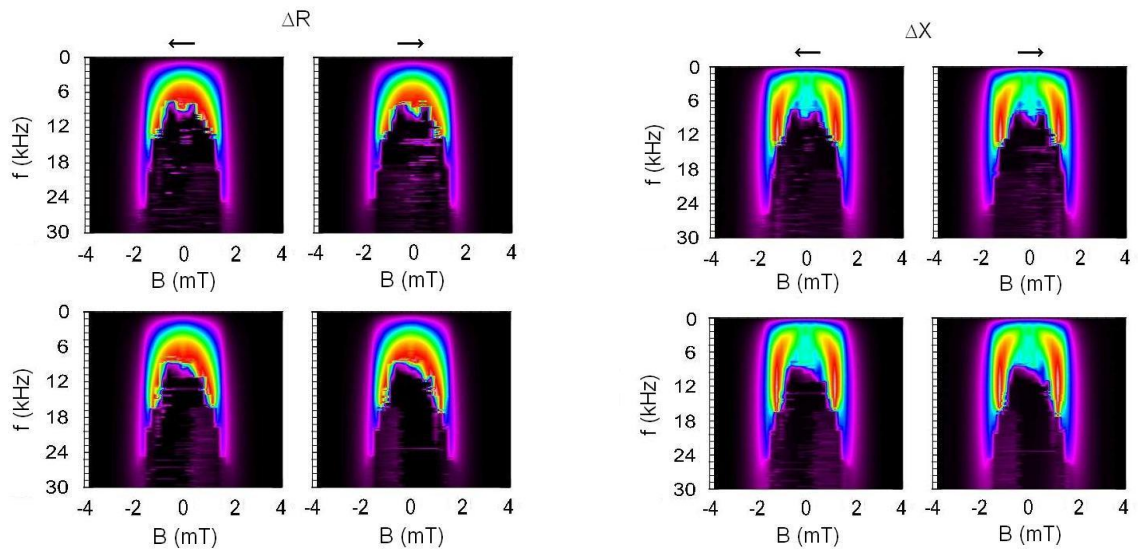


Abb. 5.10.: ΔR (links) und ΔX (rechts) in beliebiger Einheit bei $I = 200$ mA für zwei unterschiedliche Durchläufe. Jeweils links dargestellt der absteigende und rechts der aufsteigende Ast des äußeren Magnetfeldes. Auf die Farbskala wird hier verzichtet, da der Verlauf im Vordergrund steht.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass alle untersuchten Fe-Whisker zwei Eigenschaften gemeinsam haben. Einmal ist es der Übergang von einem Einzel- zu einem Dop-

pelpeakverhalten, der bei den einzelnen Komponenten der Impedanz bei unterschiedlichen Frequenzen vollzogen wird. Andererseits tritt ein frequenz- und stromstärkeabhängiger Einbruch beider Komponenten der Impedanz auf, der ein hysteretisches Verhalten mit sich bringt.

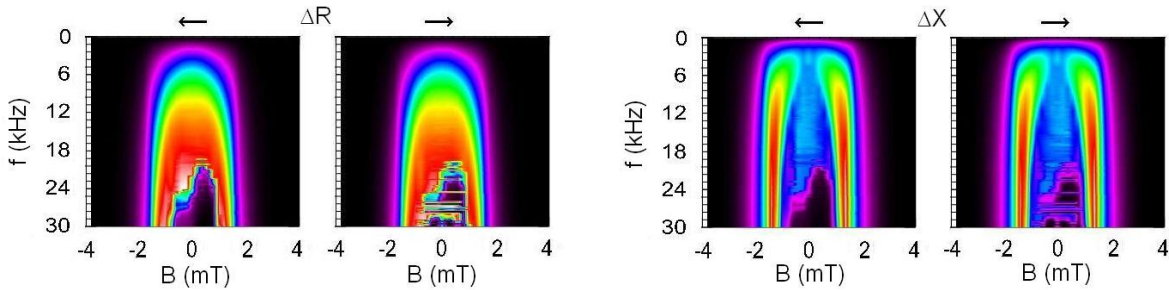


Abb. 5.11.: ΔR (links) und ΔX (rechts) in beliebiger Einheit bei $I = 250$ mA. Jeweils links dargestellt der absteigende und rechts der aufsteigende Ast des äußeren Magnetfeldes.

5.2.2. Tieftemperatur AC-Messungen

Wie bereits bei den RT-Messungen stand auch hier zunächst die Stromabhängigkeit im Vordergrund. Aus den Magnetowiderstandsmessungen ging hervor, dass bei 4.2 K größere Stromstärken erforderlich waren, um eine drastische Stromabhängigkeit messen zu können. Daher wurde insbesondere die spannungsgesteuerte Stromquelle durch größere Kühlelemente erweitert, um höhere Stromstärken zu ermöglichen. Ansonsten verliefen die Messungen an den in flüssiges Helium getauchten Proben analog zu den bei RT. Die Änderungen der einzelnen Komponenten der Impedanz werden im Verhältnis zum Referenzwiderstand $R_{\text{ref}} = R_{\text{DC}}(B_{\text{ref}})$ bei 4.2 K angegeben, welcher zuvor bei den DC-Messungen ermittelt wurde.

5.2.2.1. $Z(B, I, f = \text{const})$

In den Abb. 5.12 a) und b) ist $\Delta Z/R_{\text{ref}}$ für 800 Hz und 2 kHz aufgetragen. Die hier präsentierten Ergebnisse stammen von Fe-Whisker W23.06.10.2. Im Gegensatz zu den MI-Messungen bei RT ist bereits bei kleinen Stromstärken eine Änderung detektierbar,

5. Magnetowiderstands- und Magnetoimpedanzmessungen an Fe-Whiskern

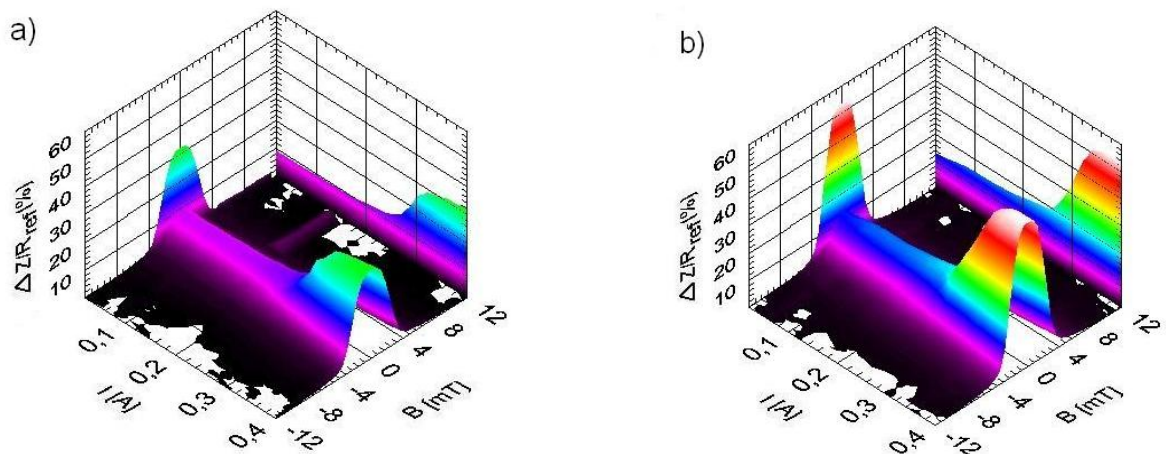


Abb. 5.12.: $\Delta Z/R_{\text{ref}}$ bei a) 800 Hz und b) 2 kHz in Abhängigkeit von der äußeren longitudinalen magnetischen Flussdichte B und der Stromstärke I bei 4.2 K.

die bis zu 250 mA im Vergleich zur Änderung bei höheren Stromstärken einen nur unwesentlichen Anstieg aufzeigt. Dieser Einzelpeak wurde an alle gemessenen Fe-Whiskern beobachtet. Ab einem gewissen Schwellenwert folgt ein starker, frequenzabhängiger Anstieg der Magnetoimpedanzänderung.

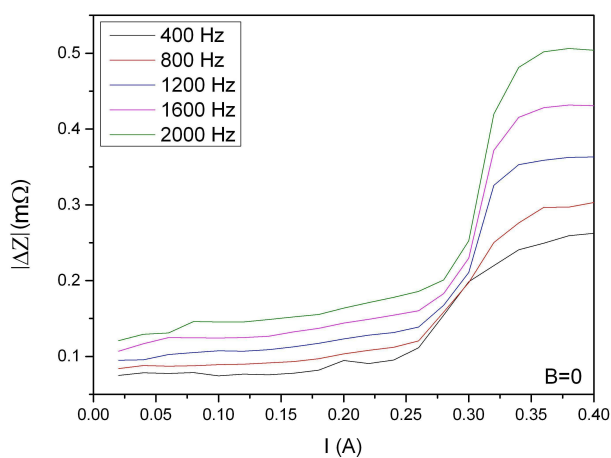


Abb. 5.13.: Impedanzänderung $|\Delta Z|$ dargestellt in Abhängigkeit von der Stromstärke I für fixe Frequenzen zwischen 400 Hz und 2 kHz bei 4.2 K.

Inwiefern dieser Effekt bei Stromstärken weit oberhalb dieses Schwellenwertes einen konstanten Pegel oder ein Abklingen beschreibt, ist schwer zu sagen. In Abb. 5.13 sind die Magnetoimpedanzänderungen bei $B = 0$ für unterschiedliche Frequenzen dargestellt. Während bei 400 Hz der Effekt über den gesamten Stromstärkebereich ansteigt, deutet

sich bei 2 kHz ein leichtes Abklingen an, wie es auch bei den RT-Messungen zu beobachten war.

Des Weiteren zeigt sich noch ein Unterschied, wenn man einen Vergleich zur Abb. 5.7 wagt. Während bei RT der Schwellenwert eine starke Abhängigkeit von der Frequenz zeigt, so sieht man in Abb. 5.13, dass im selben Frequenzbereich keine vergleichbare Abhängigkeit zu erkennen ist. Wächst die Frequenz an, führt dies zu einer Erhöhung des Effektes, aber zu keiner merklichen Verschiebung des Schwellenwertes.

Betrachtet man die Gesamtgröße des Effektes, so konnten in dem gegebenen Parameterraum an den vorliegenden Proben betragsmäßige Impedanzänderungen beim Anlegen eines longitudinalen Magnetfeldes gemessen werden, die verglichen mit R_{ref} bis zu 1000 % erreichten.

5.2.2.2. $Z(B, f, I = \text{const})$

Die Untersuchung der Frequenzabhängigkeit der MI-Änderung bei tiefen Temperaturen erfolgte im selben Frequenzbereich wie bei Raumtemperatur. Im Vergleich zum vorangegangenen Messaufbau konnten die Artefakte, die von ungeschirmten Zuleitungen stammen, stark reduziert werden [103].

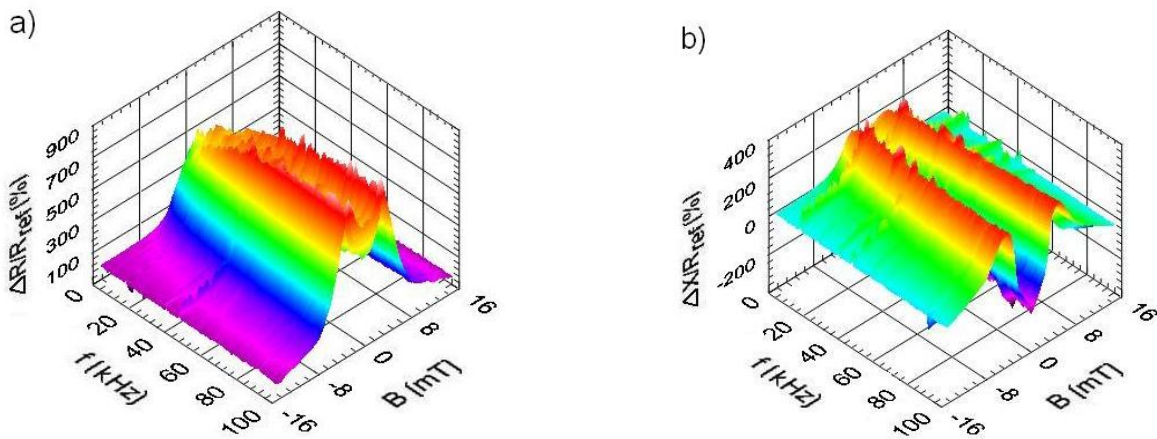


Abb. 5.14.: a) $\Delta R/R_{\text{ref}}$ und b) $\Delta X/R_{\text{ref}}$ in Abhängigkeit von f und B bei einer angelegten Stromstärke von 200 mA.

In den Abb. 5.14 a) und b) sind exemplarisch $\Delta R/R_{\text{ref}}$ und $\Delta X/R_{\text{ref}}$ bei 200 mA aufgetragen. Diese Messkurven stammen von den Messungen an LT5. Bei Erhöhung der Frequenz ist die Ausbildung des Doppelpeaks in den beiden Komponenten der Impedanz

5. Magnetowiderstands- und Magnetoimpedanzmessungen an Fe-Whiskern

deutlich erkennbar. Die Peaks entstehen ebenfalls bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken, wenn man den Realteil in a) mit dem Imaginärteil der Impedanz in b) vergleicht. Die Änderungen beider Komponenten finden in der gleichen Größenordnung von einigen Hundert Prozent statt.

Die Wahl des Referenzfeldes ist problematisch, da eine Sättigung der Impedanz schwer definierbar ist. Daher geben die hier angegebenen Werte nicht die maximal mögliche Änderung der Komponenten an.

Während bei RT im MI-Verhalten mit steigender Frequenz ein Zusammenbruch des Effektes deutlich zu erkennen ist, zu sehen in den Abb. 5.10 und 5.11, ist dies bei LT nicht der Fall. Im betrachteten Frequenz- und Stromstärkebereich konnten keine abrupten Einbrüche der Peaks detektiert werden.

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

In diesem Kapitel wird in erster Linie das beobachtete MI-Verhalten der $\langle 100 \rangle$ Fe-Whisker näher beleuchtet. Die Ergebnisse der MI-Messungen an Eisendrähten, die im Folgenden präsentiert werden, dienen lediglich der Untermauerung von Hypothesen und der Klärung beobachteter Effekte. Da bei den MR-Messungen im Vergleich zur Literatur Abweichungen aufgetreten sind, werden hier auch das MR-Verhalten bzw. die Gründe thematisiert, die zu diesen Abweichungen geführt haben. Diese Messungen sind aber auch insofern wichtig, da sie Hinweise auf mögliche Domänenstrukturen und Domänenwandbewegungen geben.

Betrachtet man das MI-Verhalten von Fe-Whiskern, so sind einige Charakteristika, wie die Abhängigkeit von der Stromstärke oder die Frequenzabhängigkeit diskussionswürdig. Wie im Folgenden gezeigt wird, reduziert sich bei RT die Untersuchung auf das Verhalten der effektiven umlaufenden Permeabilität, die einen tieferen Einblick in den GMI-Effekt an Fe-Whiskern liefert.

6.1. Magnetowiderstandsverhalten

Bereits in der Vergangenheit war eine grundlegende Frage bezüglich des MR-Verhaltens von Fe-Whiskern, inwiefern neben einem äußeren Magnetfeld auch das Oerstedfeld die Domänenstruktur beeinflusst. Im Rahmen der MR-Messungen werden bestehende Modelle überprüft und Abweichungen diskutiert.

6.1.1. Magnetowiderstand bei Raumtemperatur

Wie bereits im Abschnitt 2.2.4 vorgestellt, ist es der AMR, der bei Raumtemperatur den Magnetowiderstand dominiert. Dies bestätigen auch die MR-Messungen, die eine Änderung von nicht mehr als 0.2% zeigen.

Eine Änderung des Magnetowiderstands bei Erhöhung des angelegten Gleichstroms erklärt sich durch die Änderung der Domänenstruktur. Der Übergang von Domänen mit longitudinaler Magnetisierungsrichtung zu solchen mit umlaufender und damit zum Strom senkrecht stehender Magnetisierung führt infolge des AMR zur Erniedrigung des Widerstands.

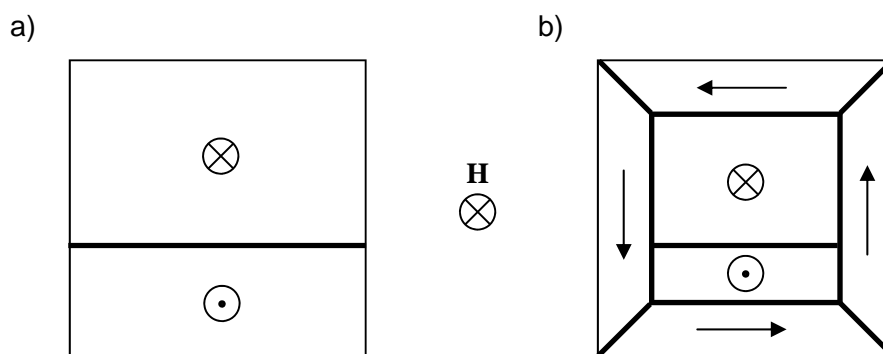


Abb. 6.1.: Gezeigt ist die Domänenkonfiguration im Querschnitt eines Fe-Whiskers im äußeren Magnetfeld \mathbf{H} . Im Vergleich zu a) wurde in b) zusätzlich ein Strom angelegt. Nach Ref. [20].

Wie bereits im Abschnitt 2.1.3.1 erwähnt, wurde der Einfluss eines angelegten Stroms auf die Domänenstruktur schon vor längerem untersucht [20, 22, 124]. Shumate *et al.* schlossen 1970 aus ihren Widerstandsmessungen auf die Entstehung einer SC-Struktur, wie sie in Abb. 6.1 zu sehen ist. Während der Kern von dem Oerstedfeld nicht beeinflusst wird, bildet sich in der Nähe der Oberfläche eine Hülle mit Domänen aus, die eine umlaufende Magnetisierung aufweisen.

Lee und Arrott lieferten mit ihren Suszeptibilitätsmessungen an stromdurchflossenen Fe-Whiskern ein mögliches Modell für die genaue Domänenstruktur eines stromdurchflossenen Fe-Whiskers bei Variation des longitudinalen äußeren Magnetfeldes [22]. In Abb. 6.2 ist ein Auszug dieser Arbeit zu finden, der für unterschiedliche longitudinalen Feldstärken die Domänenkonstellation im Querschnitt des stromdurchflossenen Fe-Whiskers zeigt. Besonders hervorzuheben sind hierbei zwei Eigenschaften. Zum Einen besteht der

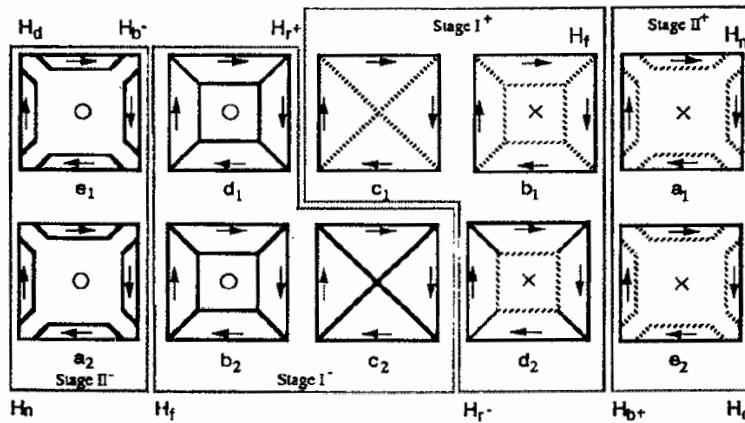


Abb. 6.2.: Gezeigt ist ein Modell der Domänenkonfiguration im Querschnitt eines stromdurchflossenen Fe-Whiskers beim Durchlaufen einer Hystereseschleife im äußeren Magnetfeld nach Lee und Arrott. Aus Ref. [22].

Kern aus einer Eindomäne bei Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes und kann bei entsprechend großen Strömen für $B = 0$ verschwinden. In Shumates SC-Modell kann der Kern aus zwei entgegengesetzt magnetisierten Domänen bestehen. Zum Anderen ist die als „Stage II“ gekennzeichnete Struktur hervorzuheben, die keine komplett umlaufende Hülle zeigt. Als Begründung hierfür wird das an der Oberfläche des Whiskers inhomogene Oerstedfeld mit dem Maximum an der Oberflächenmitte genannt.

Ob ein Kern, falls er überhaupt entsteht, mit oder ohne 180° -Domänenwand vorliegt, wird mit einer Energiedichtenbetrachtung nachgegangen. Dies ist insofern relevant, als das Entstehen einer Eindomäne zu einem nicht vernachlässigbaren Entmagnetisierungsfeld entlang des Fe-Whiskers führen könnte, ohne dass vorher ein longitudinales äußeres Magnetfeld angelegt werden müsste.

Bei der Betrachtung der Energiedichten werden die Landaustruktur und die zwei möglichen SC-Strukturen für $B = 0$ gegenübergestellt. Beide SC-Strukturen besitzen einen Kern, der durch seine Breite $2d$ charakterisiert ist. Der Kern besteht einmal aus einer Eindomäne und zum anderen aus zwei entgegengesetzt magnetisierten Domänen, die durch eine 180° -Domänenwand voneinander getrennt sind. Im Falle der Eindomäne wird das Entmagnetisierungsfeld berücksichtigt. Das Problem wird auf eine Querschnittsfläche in der Mitte des Fe-Whiskers reduziert. Die Länge des Einkristalls bzw. das Verhältnis m aus Länge und Breite geht nur ins Entmagnetisierungsfeld ein. Jegliche Energiebeiträge von Abschlussdomänen an den Enden des Fe-Whiskers werden aufgrund der Länge der Fe-Whisker vernachlässigt. Die Wandenergiedichten der unterschiedlichen Wandtypen

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

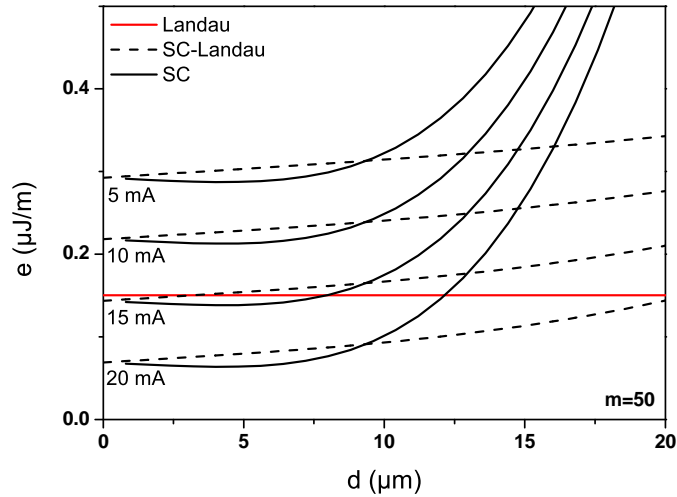


Abb. 6.3.: Berechnete Energiedichten von SC-Strukturen, die mit (SC-Landau) und ohne (SC) 180° -Domänenwand im Kern versehen sind, bei unterschiedlichen Stromstärken, ohne äußeres Magnetfeld. Betrachtet werden unterschiedliche Kernkantenlänge d . Das maximale d würde $40 \mu\text{m}$ betragen. Die Größe m gibt das Verhältnis aus Länge und Breite des Einkristalls an. Die Energiedichte der Landaustruktur ist rot gekennzeichnet.

wurden aus den Ref. [127, 128] entnommen. Aufgrund der Kristallanisotropie erfolgt die Magnetisierungsausrichtung nur entlang der leichten Achsen. Eine Verkippung der Magnetisierung aus einer der leichten Achsen wurde vernachlässigt. Die dazugehörige Rechnung ist im Anhang A.2 zu finden.

Während bei kleinen Stromstärken das Oerstedfeld nicht in der Lage ist, die Landaustruktur zu ändern, ist bei höheren Strömen die Landaustruktur nicht mehr energetisch günstiger. Dies kann aus Abb. 6.3 entnommen werden. Hier ist die Energiedichte gegen die halbe Kernkantenlänge d aufgetragen, die zwischen 0 und einem Viertel der Whiskerbreite variiert. Bei 15 mA ist die Landaustruktur nicht mehr energetisch günstiger. Betrachtet man die zwei SC-Strukturen, so ist die mit einer Eindomäne für ein gewisses $d \neq 0$ energetisch günstiger. Interessanterweise hat die andere SC-Struktur ihr Minimum stets bei $d = 0$. Dies bedeutet, dass alleine aufgrund der Energie der 180° -Domänenwand eine Ausbildung des Kernes energetisch nicht von Vorteil ist. Anders verhält es sich mit der Eindomäne im Kern. Trotz des Streufeldes kommt es zur Ausbildung eines Kernes. Die Ausmaße des Kernes hängen hierbei mit dem Entmagnetisierungsfeld bzw. m zusammen. Dies wird in Abb. 6.4 deutlich. Hier sind die Fälle $m = 25$ und $m = 100$ dargestellt. Da der Querschnitt konstant gehalten wurde, entspricht dies einer

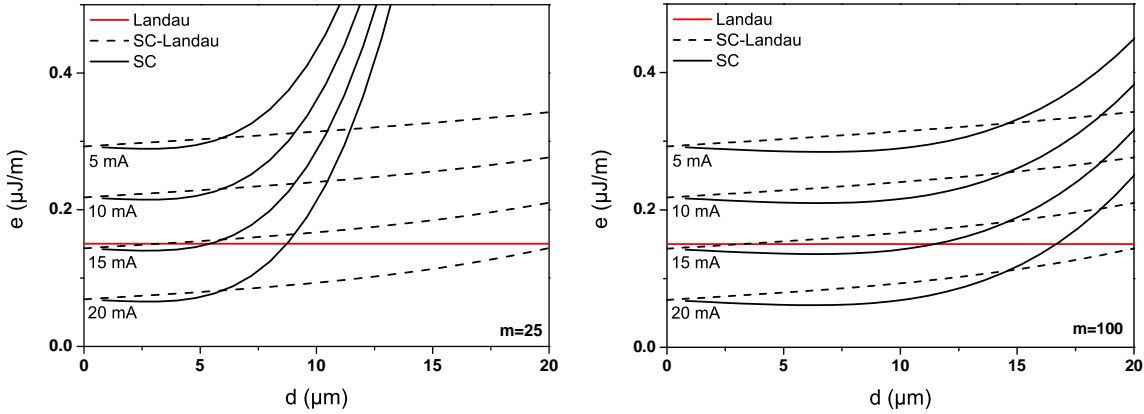


Abb. 6.4.: Berechnete Energiedichten von SC-Strukturen, die mit und ohne 180° -Domänenwand im Kern versehen sind, bei unterschiedlichen Stromstärken, ohne äußeres Magnetfeld, für $m = 25$ und $m = 100$. Die Energiedichte der Landaustruktur ist rot gekennzeichnet.

Längenänderung des Fe-Whiskers. Es ist deutlich zu sehen, dass mit steigendem m auch d wächst.

Als Gesamtergebnis dieser Betrachtung bleibt festzuhalten, dass ab einer gewissen Stromstärke die Landaustruktur nicht mehr energetisch günstiger ist als eine SC-Struktur mit einer Eindomäne im Kern. Die Frage, wie der Übergang zwischen den beiden Domänenstrukturen vonstattengeht, bleibt mit dieser Betrachtung jedoch ungeklärt. Generell müssen an dieser Stelle die Abschlussdomänen berücksichtigt werden, die als Nukleationskeim für einen Barkhausensprung angesehen werden können. So gesehen, zeigen diese Betrachtungen, dass die Hülle sich nicht kontinuierlich ausbildet (in Form einer reversiblen Domänenwandbewegung), sondern sprunghaft (in Form eines Barkhausensprunges) direkt einen Großteil des Einkristalls einnimmt.

Zudem zeigen die Berechnungen, dass auch bei 200 mA immer noch ein Kern existiert. In Abb. 6.5 sind die Minimumstellen gegen die Stromstärke für $m = 25, 50$ und 100 aufgetragen. Zu erkennen ist, dass in dem untersuchten Bereich der Stromstärke der Einfluss auf den Kern bei abnehmendem m geringer wird. Trotzdem bleibt in dem untersuchten Strombereich stets ein Kern erhalten, was im Widerspruch zu dem von Lee und Arrott vorgeschlagenen Modell steht, welches ein Verschwinden des Kernes annimmt [22].

Da bei dieser Energiedichtebetrachtung eine Reihe von Näherungen erfolgte, stellt sich die Frage, wie gut dieses Modell die Realität beschreibt. Eine Möglichkeit der genaueren Kalkulation der Domänenstruktur stellt OOMMF dar [129]. Da diese Simulationen in

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

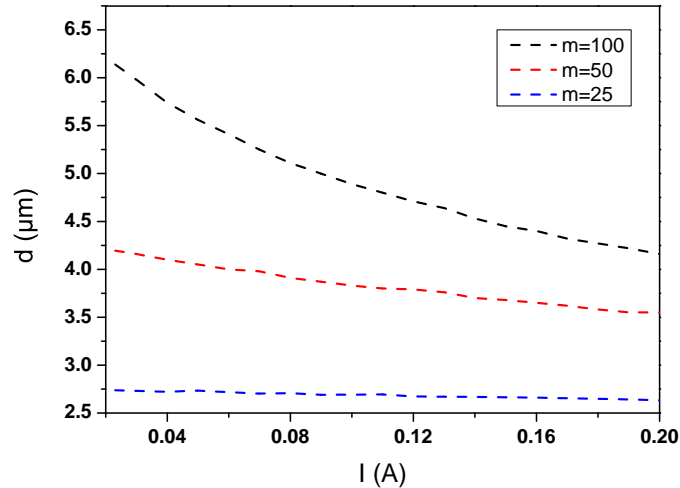


Abb. 6.5.: Die Abhängigkeit der halben Kernkantenlänge d von der angelegten Stromstärke I für $m = 25, 50$ und 100 . d variiert zwischen 0 und einem Viertel der Whiskerbreite.

drei Dimensionen durchgeführt werden, sind sie sehr rechenintensiv. Um dieses Problem zu umgehen, wird die Probe auf kleinere Abmessungen skaliert. Die einzelnen Parameter können dem Quellcode in Anhang A.3 entnommen werden.

In Abb. 6.6 ist die Magnetisierung eines Fe-Whiskers im Querschnitt für unterschiedliche Ströme bei $B = 0$ gezeigt. Zwecks Übersichtlichkeit wird die Magnetisierung in der Grauskala präsentiert. Die Längsrichtung des Fe-Whiskers verläuft in z -Richtung. Die Magnetisierung parallel oder antiparallel dazu wird weiß bzw. schwarz dargestellt. Verläuft die Magnetisierung in der x - y -Ebene, so wird sie grau gekennzeichnet. Ausgehend von einer grob vorgegebenen Landastruktur relaxiert das System in die Struktur, welche mit „0 mA“ gekennzeichnet ist. Die 180° -Domänenwand entlang des Fe-Whiskers ist deutlich erkennbar. Zusätzlich ist die Wand mit Néel-Linien bestückt. Ausgehend von dieser Struktur wird ein Oerstedfeld sinusförmig über eine Periode in 201 Schritten angelegt. Das maximale Feld entspricht dem Oerstedfeld eines 100 mA starken Stromes. Bei 16 mA hat ein Übergang zur SC-Struktur stattgefunden. Ähnlich zur obigen Energiedichtebetrachtung entsteht direkt eine stark ausgebildete Hülle, die bei einer weiteren Erhöhung des Stroms in ihrer Breite leicht anwächst. Bei 100 mA ist immer noch ein ellipsenartiger Kern vorhanden, der aus einer Eindomäne besteht, deren Magnetisierung entlang des Fe-Whiskers verläuft. Dreht sich die Richtung des Stroms, so magnetisiert sich die Hülle um (nicht in der Abb. erkennbar). Hierbei kehrt die Domänenkonfiguration kurzzeitig zur Landastruktur zurück, die bei -6 mA sichtbar ist. Verglichen mit

der Ausgangssituation weist die Domänenwand keine Néel-Linien auf. Dies zeigt, dass Néel-Linien bei den Simulationen eher Artefakte der grob vorgegebenen Landaustruktur sind.



Abb. 6.6.: Links: OOMMF-Simulation der Magnetisierung eines Fe-Whiskers im Längsschnitt bei $B = 0$ und unterschiedlichen Strömen, ausgehend von der Landaustruktur. Die Breite beträgt 300 nm und die Länge $4 \mu\text{m}$. Bereiche der Magnetisierung entlang des Fe-Whiskers sind weiß und schwarz dargestellt. Grau repräsentiert Bereiche mit einer Magnetisierung senkrecht dazu. Klar erkennbar der Übergang von Landau- zur SC-Struktur mit einer Eindomäne im Kern. Rechts: Skizze der Magnetisierung im Querschnitt zur besseren Orientierung.

Bei der hier präsentierten Simulation findet auch ein Wechsel der Magnetisierungsrichtung des Kernes statt. Rückblickend betrachtet hat die Ausrichtung des Kernes stets mit der Ausgangssituation der Magnetisierung zu tun. Simulationen mit leicht veränderter Domänenkonfiguration zeigten teilweise eine umgekehrte Magnetisierungsrichtung des Kernes.

Insgesamt spiegeln die Simulationen die Ergebnisse aus der obigen vereinfachten Energiedichtebetrachtung wider. Dennoch sind auch diese Simulationen kritisch zu betrachten, da die Skalierung der Probe dazu führt, dass z. B. das Verhältnis zwischen Domänenwandvolumen zum eigentlichen Domänenvolumen stark von der Realität abweicht. Trotzdem zeigt auch diese Betrachtung, dass eine 180° -Domänenwand im Kern energetisch ungünstig ist. Zudem kann die Ummagnetisierung durch das Anlegen eines Stroms in zwei Prozesse unterteilt werden. Zunächst erfolgt ein Übergang von der LS zur SC-Struktur mit einer Eindomäne als Kern. Anschließend, bei weiterer Erhöhung der Stromstärke, erfolgt eine Verschiebung der 90° -Domänenwand zum Zentrum hin.

Zieht man die MR-Messungen heran, so zeigt der Widerstandsverlauf beim Übergang eine endliche Steigung. Dies deutet auf ein kontinuierliches Ausbilden der Hülle hin. Ne-

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

ben diesem Szenario muss aber auch eine mögliche inhomogene Ausbildung der Hülle entlang des Fe-Whiskers in Betracht gezogen werden. Dies zeigten auch frühere MOKE-Messungen, bei denen eine Ausbreitung der 90° -Domänenwand entlang eines Fe-Whiskers beobachtet werden konnte [103]. Was den als „gesättigt“ beschriebenen Verlauf bei höheren Stromstärken betrifft, so geht ein leichtes Gefälle wahrscheinlich im Rauschen unter. Unabhängig davon, welche Domänenstruktur vorzufinden ist, ist ein möglicher Beitrag der magneto-resistiven Effekte zum MI-Verhalten zu vernachlässigen. Allein schon aufgrund der Größe des AMR, der eine gemessene Änderungen von weniger als 0.2% zeigt. Des Weiteren besitzt beim AMR die Widerstandsänderung ein umgekehrtes Vorzeichen.

6.1.2. Magnetowiderstand bei 4.2 K

Bei 4.2 K ist der AMR nicht mehr länger der dominierende Effekt. Stattdessen ist das MR-Verhalten stark vom LMR-Effekt geprägt. Dies zeigt sich allein schon am Vorzeichen der Widerstandsänderung, der im Gegensatz zu den RT-Messungen einen positiven Peak zeigt. Dieser entsteht infolge der größeren mittleren freien Weglänge λ . Liegt $\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M})$ senkrecht zur Stromrichtung, so bewegen sich die Elektronen zwischen zwei Stößen lange genug auf einer Kreisbahn, so dass ein kleineres λ_{eff} resultiert. Dies wurde in Abschnitt 2.2.3 näher beschrieben. Das Resultat ist ein erhöhter Widerstand. Bezüglich der Stromabhängigkeit muss gesagt werden, dass in der Literatur die Befunde weit auseinandergehen und offene Fragen zu finden sind. So schreibt Dheer in seiner Arbeit [122], dass er im Gegensatz zu Semenenko und Sudovtsov, die im Bereich von 1 bis 1000 mA eine Änderung von 20 % detektieren konnten, keine Stromabhängigkeit feststellen konnte. Spätere Arbeiten zeigten deutlich eine Stromabhängigkeit, die folglich mit dem SC-Modell erklärt wurde. Betrachtet man die Befunde von Berthe *et al.*, die in Abb. 6.7 zu sehen sind, so konnte bis heute das dort detektierte Abklingen des Magnetowiderstandes bei starken Strömen nicht geklärt werden [124].

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten MR-Messungen bei LT zeigen durch die Reihe, dass bereits bei kleinen Strömen ein Peak in den MR-Messungen vorzufinden ist. Bei RT wurde in diesem Bereich generell keine Änderung detektiert. Zudem ist nach dem rasanten Anstieg des MR kein Abklingen, sondern eine leichte Steigung zu finden. Geht man vom Idealfall aus, so liegt bei kleinen Strömen die Landaustruktur vor. Das Anlegen eines äußeren longitudinalen Magnetfeldes führt lediglich zu einer 180° -Domänenbewegung zum Rand des Fe-Whiskers bis zwischen den spannungsabgreifenden Kontakten eine Eindomäne vorzufinden ist. So gesehen zeigen die beiden Fälle $B = 0$

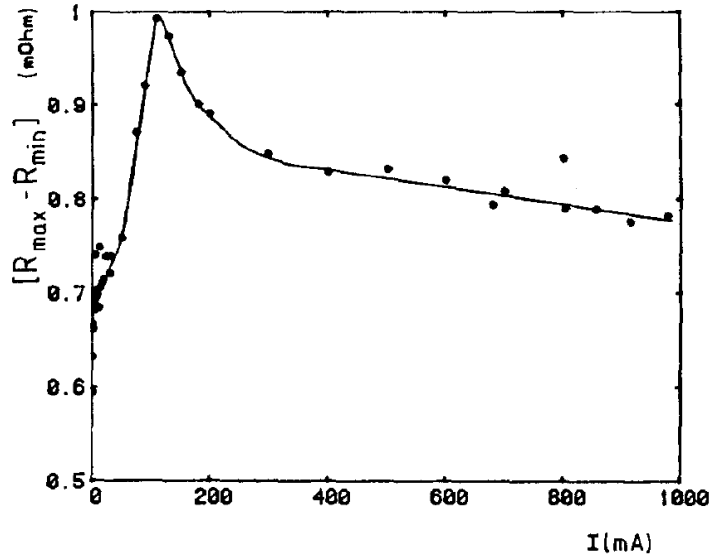


Abb. 6.7.: Die Stromabhängigkeit der Widerstandsänderung eines Fe-Whiskers bei 4.2 K. Aus Ref. [124].

und $B = B_{\text{ref}}$ zwischen den spannungsabgreifenden Kontakten keine senkrecht zum Strom magnetisierten Domänen. In beiden Fällen liegen nur parallel bzw. antiparallel zum Strom magnetisierte Domänen vor. Der wesentliche Unterschied liegt demzufolge nur in der Anwesenheit der 180° -Domänenwand. Vom Idealfall ausgehend wäre somit ein positiver Domänenwandwiderstand detektiert worden, der an einer parallel zum Strom verlaufenden Domänenwand entsteht.

Aufgrund der längs zum Strom verlaufenden Domänenwand kommen die sogenannten *Tracking-Effekte* in Frage [55]. Dies kann jedoch wegen der Magnetisierungsrichtung der benachbarten Domänen und wegen des Vorzeichens der Magnetowiderstandsänderung ausgeschlossen werden. Die restlichen bekannten intrinsischen Domänenwandwiderstände, die im Abschnitt 2.2.6 beschrieben wurden, können vernachlässigt werden, wie nachfolgend dargelegt wird.

Die Messung des intrinsischen Anteils des Domänenwandwiderstandes erweist sich insofern als kompliziert, da er vom extrinsischen Anteil überlagert wird, sobald die Magnetisierungsrichtung innerhalb der Domänenwand z. B. aufgrund des LMR einen weiteren Beitrag liefert [89]. Im Falle der Fe-Whisker ergibt sich aufgrund der Blochwand, in der die Magnetisierung Komponenten senkrecht zur Stromrichtung besitzt, ein extrinsischer Anteil. Dieser skaliert mit dem Verhältnis von der Domänenwand zur gesamten Probenbreite. Da die Domänenwandbreite bei ca. 100 nm liegt, ergibt sich ein Verhältnis von ca.

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

1 zu 1000. Da bei den hier präsentierten Messergebnissen Änderungen von bis zu 200% durch den LMR detektiert wurden, dürfte der extrinsische Anteil des DWR nicht mehr als 0.2% ausmachen. Dies ist jedoch zwei Größenordnungen kleiner als die gemessenen Widerstandsänderungen.

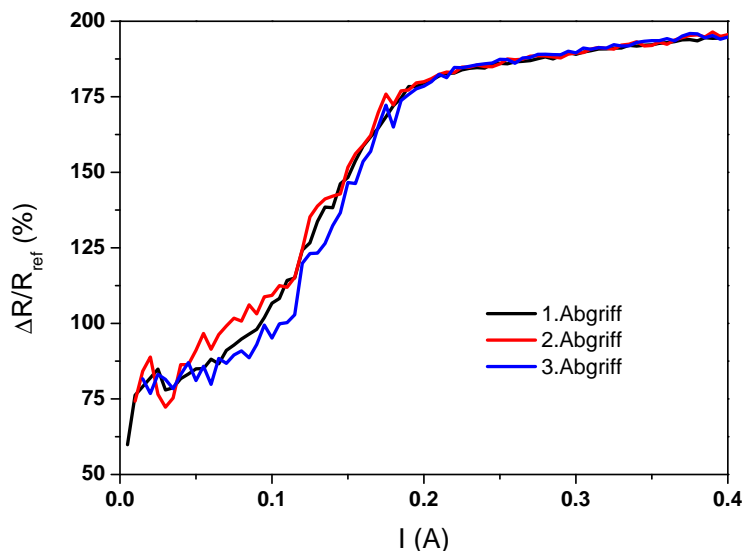


Abb. 6.8.: Die Stromabhängigkeit von $\Delta R/R_{\text{ref}}$ am Fe-Whisker WM, die bei 4.2 K an drei Spannungsabgriffen gemessen wurde.

Außerdem dürfte eine Verschiebung der 180° -Domänenwand, wie sie beim Anlegen eines longitudinalen Magnetfeldes vorzufinden ist, keine Änderung des Widerstands zufolge haben. Die Messungen zeigen jedoch, dass das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes direkt eine Erniedrigung des Widerstandes verursacht.

Des Weiteren müsste sich die Widerstandsänderung proportional zum Abstand zwischen den zwei spannungsabgreifenden Kontakten verhalten. In Abb. 6.8 ist der Magnetowiderstand von Fe-Whisker WM gezeigt, der an drei unterschiedlichen Spannungsabgriffen gemessen wurde. Während bei Stromstärken oberhalb von 200 mA $\Delta R/R_{\text{ref}}$ unabhängig von dem Spannungsabgriff ist, zeigt sich bei kleineren Strömen ein anderes Bild. Abhängig vom Spannungsabgriff und damit von dem untersuchten Fe-Whiskerabschnitt werden unterschiedliche Magnetowiderstandsänderungen gemessen.

All dies deutet darauf hin, dass nicht von einer idealen Landastruktur ausgegangen werden kann, sondern von einer gestörten, von der bereits in der Literatur berichtet wird [108, 110]. Die Landastruktur kann von Zwickeln unterbrochen sein. Dies sind Domänen, die eine zur Wachstumsrichtung senkrecht stehende Magnetisierung aufzeigen und

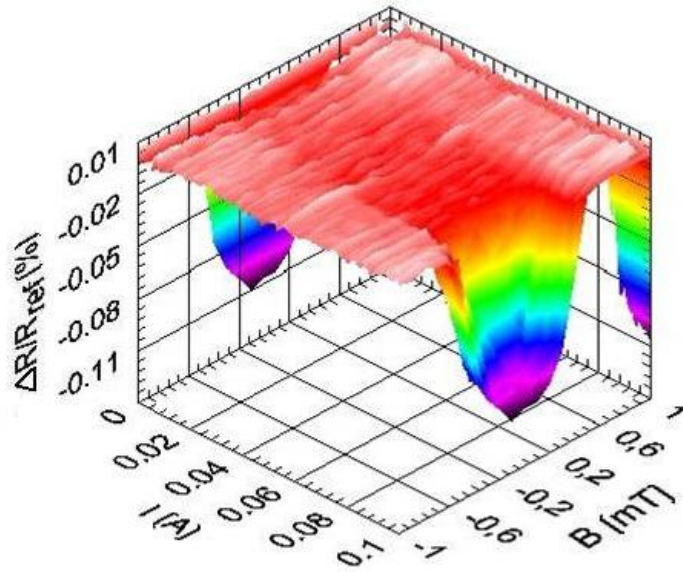


Abb. 6.9.: Magnetowiderstandsmessung an einem Fe-Whisker bei RT in Abhängigkeit von der Stromstärke I und der äußeren magnetischen Flussdichte B .

die entlang des Fe-Whiskers die parallel und antiparallel zur Wachstumsrichtung magnetisierten Domänen unterbrechen. Dies bedeutet für den Fall $B = 0$, dass bereits bei kleinen Stromstärken Domänen existieren, deren Magnetisierung senkrecht zum Strom zeigt. Infolge des LMR-Effektes erhöht sich dadurch der Widerstand verglichen mit dem gesättigten Fall, da das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes zur Verkleinerung dieser Domänen führt und damit zur Reduzierung des Widerstandes.

Demzufolge müsste auch der AMR bei RT zu einem negativen Peak bereits bei kleinen Strömen führen. Dieser ist aufgrund des insgesamt schwachen Effektes und der gegebenen Messungenauigkeit nur schwer detektierbar. Dennoch gelang es durch die Messung an einem verhältnismäßig dünnen Fe-Whisker diese Änderung nachzuweisen. In Abb. 6.9 ist das MR-Verhalten eines Fe-Whiskers mit einer Kantenlänge von $20 \mu\text{m}$ und damit relativ großen zu messenden Spannungen gezeigt. Es ist deutlich erkennbar, dass bei Stromstärken vor dem Schwellenwert der Widerstand des Fe-Whiskers eine Abhängigkeit von dem äußeren Magnetfeld zeigt. Dies ist in der 3D-Darstellung an der leichten Mulde zu erkennen.

In Abb. 6.10 werden die Folgen einer gestörten Landastruktur gezeigt. Im Vergleich zu der Simulation, deren Ergebnis in Abb. 6.6 präsentiert wurde, wird hier der Strom linear in 1 mA Schritten auf 100 mA erhöht. Als Ausgangssituation dient eine gestörte Landastruktur, wie sie für 0 mA zu sehen ist. Diese Struktur wird nicht durch die

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

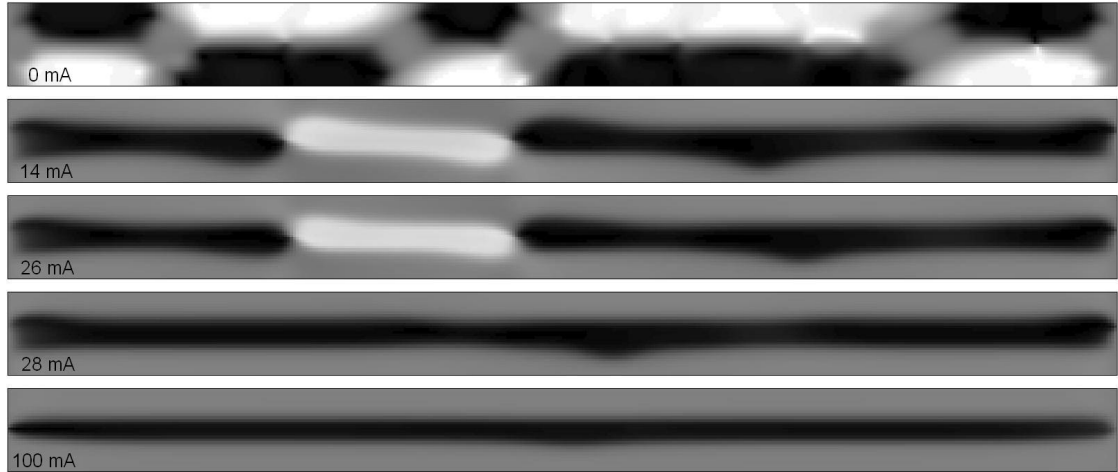


Abb. 6.10.: OOMMF-Simulation der Magnetisierung eines Fe-Whiskers im Längsschnitt bei $B = 0$ und unterschiedlichen Strömen, ausgehend von einer gestörten Landastruktur. Die Breite beträgt 300 nm und die Länge $4 \mu\text{m}$. Weiß und Schwarz zeigen Bereiche der Magnetisierung entlang des Fe-Whiskers und Grau repräsentiert Bereiche mit einer Magnetisierung senkrecht dazu. Der Übergang von Landau- zur SC-Struktur mit einer Eindomäne im Kern ist klar erkennbar.

Implementierung einer Verspannung der Probe oder geometrischer Defekte erzeugt. Sie stellt einen metastabilen Zustand dar, der infolge der Gleichgewichtsfindung aus einer zufälligen Magnetisierung hervorgeht. Während auch hier ein Übergang zur SC-Struktur mit Eindomäne im Kern stattfindet, so zeigt sich, dass es auf dem Weg dorthin einen Bereich gibt, der den Kern in Subdomänen mit entgegengesetzter Richtung unterteilt. Zu sehen bei 14 mA und 26 mA. Dabei bleiben die Abmessungen der Subdomänen größtenteils unbeeinflusst von der weiteren Erhöhung des Stromes, bis sie schlagartig zu einer Eindomäne übergehen.

Der LMR kann an dieser Stelle dazu genutzt werden, um die *mittlere freie Weglänge* λ näherungsweise zu ermitteln. Unter der Annahme, dass die gemessene Widerstandsänderung nur auf den LMR zurückzuführen ist, entspricht $R_{\text{ref}}/(R_{\text{ref}}+\Delta R(B))$ dem Verhältnis $\lambda_{\text{eff}}^*(B)/\lambda$. Der Stern weist darauf hin, dass es sich bei der Größe um die Mittelung über das gesamte gemessene Volumen handelt. Für den longitudinal gesättigten Fall ergibt sich demzufolge $\lambda_{\text{eff}}^*(B_{\text{ref}})/\lambda = 1$. Die restlichen Werte sind beispielhaft in Abb. 6.11 gezeigt. Für hohe Ströme, bei denen unter Vernachlässigung des Kernes nur senkrecht zum Strom magnetisierte Domänen zwischen den Spannungsabgriffen vorliegen, ist die Näherung $\lambda_{\text{eff}}^*/\lambda \approx \lambda_{\text{eff}}/\lambda$ erlaubt. Der Kern wird vernachlässigt, da aus den Energiedichtebetrachtungen in Abschnitt 6.1.1 hervorgeht, dass er nur 1% des Gesamtvolumens einnimmt. Unter Zuhilfenahme von Gl. (2.38) lässt sich so $\lambda/(2r)$ berechnen. Daher lie-

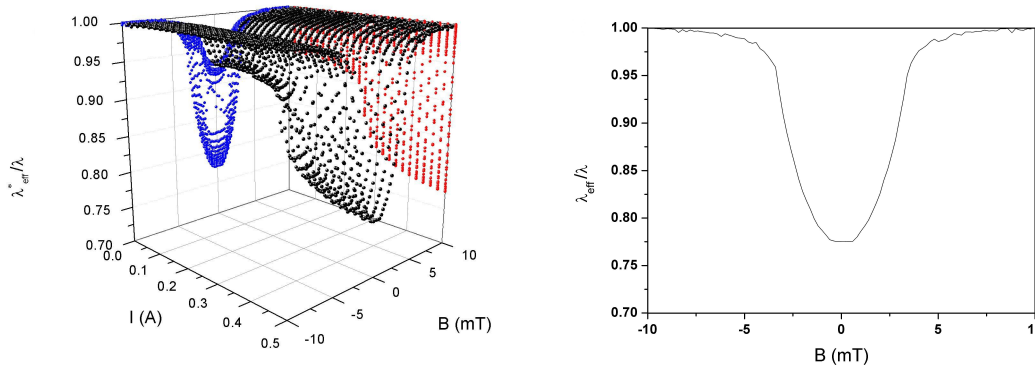


Abb. 6.11.: Links: $\lambda_{\text{eff}}^*/\lambda$ des Fe-Whiskers W23.06.10.2 in Abhängigkeit von der Stromstärke I und von der externen magnetischen Flußdichte B , ermittelt aus den Daten der Abb. 5.3. Rechts: $\lambda_{\text{eff}}/\lambda$ bei $I = 400$ mA.

fern die MR-Messungen eine Abschätzung für λ . In diesem Fall beträgt λ ungefähr $5 \mu\text{m}$. Dies ist insofern von Interesse, als dass zum Erreichen des anomalen Skineffektes dieser Wert von der Skineindringtiefe zu unterschreiten ist.

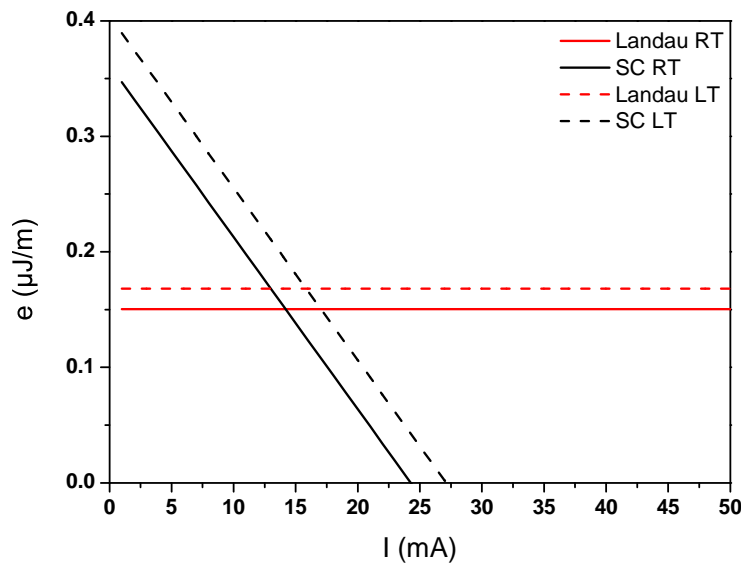


Abb. 6.12.: Energiedichtebetrachtung von LS und SC-Struktur für zwei unterschiedlich große Anisotropiekonstanten. Betrachtet wird der Fall $K_1(\text{LT}) = 1.25 \cdot K_1(\text{RT})$. Eine Erhöhung der Kristallanisotropie hat ebenfalls die Erhöhung der Stromstärke zur Folge, bei der der Übergang von LS zur SC-Struktur stattfindet.

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

Vergleicht man die LT-Messungen mit den RT-Messungen, so stellt man fest, dass der Schwellenwert bei deutlich höheren Stromstärken vorzufinden ist. Ein Grund hierfür könnte die Kristallanisotropie sein, die mit niedrigeren Temperaturen zunimmt [130]. Basierend auf den Energiedichtebetrachtungen aus Abschnitt 6.1.1 lässt sich der Einfluss einer Änderung von K_1 bestimmen. In Abb.6.12 werden die Energiedichten für LS und SC-Struktur bei RT und LT gegenübergestellt. Zu erkennen ist, dass der Übergang bei 16 mA, anstatt 14 mA stattfindet, also um nicht mehr als 15 % ansteigt. Da jedoch die Änderungen mehr als 100 % überschreiten, muss noch ein weiterer Mechanismus involviert sein.

Einen Anhaltspunkt für eine mögliche Erklärung liefert die Arbeit von Shumate *et al.* [20]. Hierbei wurde der Einfluss einer Zugspannung auf die Stromabhängigkeit des Widerstand von Fe-Whiskern untersucht. In Abb. 6.13 ist ein Auszug aus dieser Arbeit gezeigt. Zu sehen ist, dass mit größer werdender Zugspannung der Übergang zu höheren Stromstärken wandert. Zur Zugspannung kann es durch die Art der Probenkontaktierung kommen, die in Abb. 3.4 gezeigt ist. Infolge des Abkühlens kommt es aufgrund der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von Platine und Fe-Whisker zu Verspannungen. Betrachtet man nur den vereinfachten Fall, dass der Fe-Whisker auf einem festen Untergrund montiert ist, so kommt es zu einer Zugspannung von ca. 700 N/mm^2 . In der Realität ist diese kleiner, da der Untergrund ebenfalls einer temperaturabhängigen Ausdehnung unterliegt.

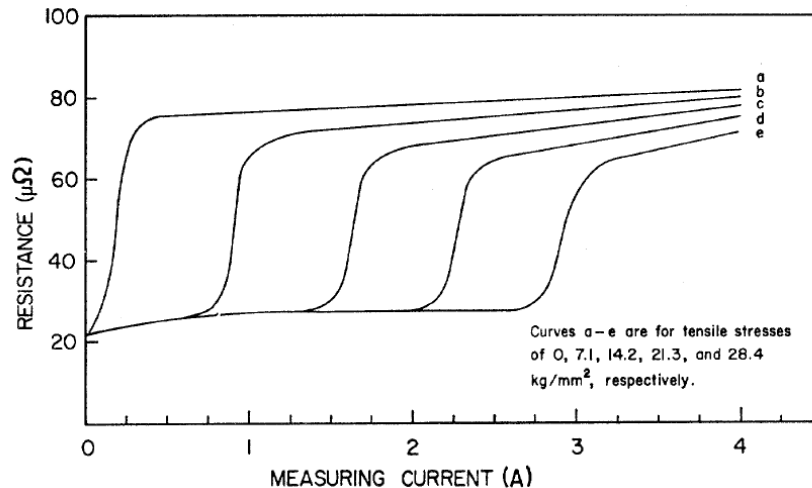


Abb. 6.13.: Widerstand (resistance) in Abhängigkeit von der Stromstärke (measuring current) eines Fe-Whiskers bei 4.2 K für unterschiedliche Zugspannungen (tensile stresses). Aus Ref. [20].

Eine Möglichkeit, Verspannungen der Probe zu reduzieren, ist die Kontaktierung mit Golddrähten. Dabei kann es bei AC-Messungen zu unerwünschten Artefakten infolge von Vibrationen der Probe kommen. Dies wurde bereits in einer früheren Arbeit festgestellt [103]. In Abb. 6.14 ist ein Auszug aus dieser Arbeit zu sehen. Gezeigt sind die Frequenzgänge von R und X von einem Fe-Whisker und Kupferdraht. Es zeigen sich Resonanzerscheinungen, die unabhängig von den magnetischen Eigenschaften der Probe auftreten.

So gesehen ist die reine Untersuchung der auf dem Magnetismus basierenden Effekte nicht ohne Weiteres möglich, da die Verspannungen im Fe-Whisker die Domänenstruktur verkomplizieren. Dies zeigt sich auch in der Literatur. So hat Dheer, mit seinem Versuch den anomalen Halleffekt an Fe-Whiskern zu erklären, für nur noch mehr offene Fragen gesorgt [122].

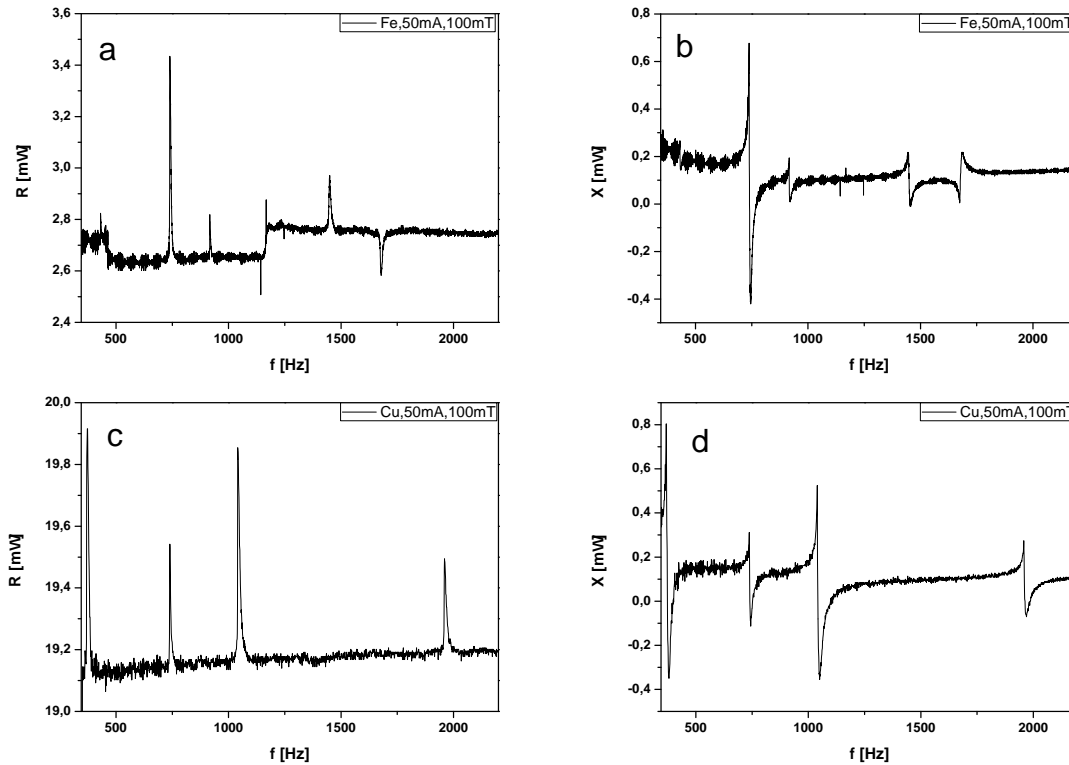


Abb. 6.14.: Die Frequenzabhängigkeit des Real- und Imaginärteils der Impedanz eines Fe-Whiskers a), b) und eines Kupferdrahtes c), d). Die nur mit Golddrähten kontaktierten Proben zeigen von den magnetischen Eigenschaften unabhängige Resonanzerscheinungen, die mit Vibrationen der Proben einhergehen. Aus Ref. [103].

6.1.3. Halleffekt-Beitrag

Wie bereits im Abschnitt 2.2 erläutert, kann aus dem Formalismus des Halleffektes ein Beitrag zum Magnetowiderstand berechnet werden.

Bei tiefen Temperaturen wird der normale Beitrag zum anomalen Hallwiderstand dominierend [69]. Daher konzentriert sich die Untersuchung auf den Beitrag, den der normale Halleffekt zum Magnetowiderstand liefert. Nach Gl. (2.33) trägt er dazu bei, sobald beim elektrischen Transport von zwei unterschiedlichen Ladungsträgern ausgegangen werden muss. Diese zwei Ladungsträger seien Elektronen mit Spin-up und Spin-down, die sich nur in ihrer Relaxationszeit τ_i unterscheiden. Das Verhältnis zwischen diesen Relaxationszeiten wird im Folgenden als x bezeichnet. Es ergibt sich zu:

$$x = \frac{\tau_2}{\tau_1} . \quad (6.1)$$

Eingesetzt in Gl. (2.33) ergibt sich für $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ folgender Ausdruck:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\tau_1\tau_2(\tau_1 - \tau_2)^2}{\frac{m^2}{e^2B^2}(\tau_1 + \tau_2)^2 + 4\tau_1^2\tau_2^2} . \quad (6.2)$$

Hierbei tritt bezüglich B eine Sättigung auf, die nur von x abhängt:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{(1-x)^2}{4x} . \quad (6.3)$$

In Abb. 6.15 ist $\Delta\rho/\rho$ für unterschiedliche x berechnet. Es zeigt sich, dass z. B. bei einem Unterschied von 2 % in den Relaxationszeiten eine Magnetowiderstandsänderung von nur 0.01 % zu erwarten ist. Diese kleinen Werte haben ihren Ursprung in der Annahme, dass sich die zwei Ladungsträger nur in ihren Relaxationszeiten unterscheiden. Generell muss von unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen und effektiven Massen ausgegangen werden [71].

Zusammenfassend lässt sich für das MI-Verhalten sagen, dass magnetoresistive Effekte nur bei den LT-Messungen zu berücksichtigen sind. In diesem Fall dominiert der LMR-Effekt, der bei den hier untersuchten Fe-Whiskern Änderungen von bis zu 200 % verursacht. Zudem zeigt sich, dass Verspannungen der Probe, die infolge des Abkühlens entstehen, starken Einfluss auf die Domänenstruktur und somit das MR-Verhalten haben. Dies muss bei den MI-Untersuchungen bei 4.2 K berücksichtigt werden.

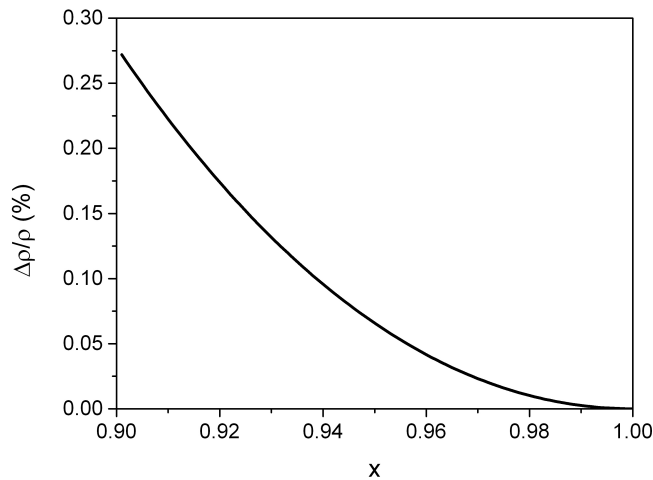


Abb. 6.15.: Die Änderung des spezifischen Magnetowiderstandes $\Delta\rho/\rho$ für unterschiedliche Verhältnisse der Relaxationszeiten x der zwei Ladungsträger nach Gl. (6.3).

Trotzdem geben die MR-Messungen bei RT und die obigen Energiedichtebetrachtungen Einblicke in die vorliegende Domänenstruktur, die eine gute Diskussionsgrundlage für die Beleuchtung des MI-Verhaltens liefern.

6.2. Magnetoimpedanzverhalten

Wie bereits im Vorfeld erläutert, ist die Änderung der Impedanz durch Gl. (2.60) gegeben. Die interessante Größe ist die effektive umlaufende Permeabilität μ_ϕ mit ihren Abhängigkeiten $\mu_\phi(B, I, f)$. Dieser Zusammenhang ist bereits an amorphen Co-basierten Mikrodrähten untersucht worden [7, 131]. Während in Ref. [7] und [131] ein Zusammenhang zwischen der Oberflächenmagnetisierung der amorphen Mikrodrähte zu ihrem MI-Verhalten gezeigt wurde, soll dies hier nun auf das Volumen erweitert werden.

Bei der Diskussion des MI-Verhaltens ist es von Vorteil bei den RT-Messungen zu beginnen. Wie oben gezeigt, liefern MR-Effekte keinen nennenswerten Beitrag zur Magnetfeldabhängigkeit der Impedanz. In dem untersuchten Frequenzbereich ist demnach der Skineffekt in ferromagnetischen Leitern die einzige Quelle für die Magnetoimpedanz, also die Magnetfeld-, Strom- und Frequenzabhängigkeit der effektiven umlaufenden Permeabilität. Es kann der im Abschnitt 2.3.1 beschriebene Formalismus angewendet werden, um die effektive umlaufende Permeabilität μ_ϕ zu ermitteln.

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

Im Vergleich zum AMR oder LMR ist nicht das Verhältnis von umlaufend zu longitudinal magnetisierten Domänen relevant, sondern die zeitliche Änderung der umlaufend magnetisierten Domänen durch das treibende Oerstedfeld und der damit induzierten Spannung. Da Fe-Whisker generell keine umlaufend magnetisierten Domänen um die Längsachse besitzen, ist die Stromabhängigkeit bzw. die Abhängigkeit vom Oerstedfeld von großem Interesse.

6.2.1. Stromabhängigkeit bei Raumtemperatur

Bei Raumtemperatur weist die Magnetoimpedanz von Fe-Whiskern eine starke Stromabhängigkeit auf. Die Hauptcharakteristika dieser Abhängigkeit sind die Existenz eines frequenzabhängigen Schwellenwertes, unterhalb dessen keine nennenswerte Impedanzänderung detektierbar ist, sowie das Abklingen der Magnetoimpedanz bei höheren Strömen.

6.2.1.1. MI-Verhalten unterhalb des Schwellenwertes

Aus der Literatur ergibt sich, dass die ersten Proben, an denen der GMI-Effekt beobachtet wurde, nicht kristalline, sondern amorphe Ferromagnete waren. Als Begründung wurde damals eine benötigte niedrige Kristallanisotropie und hohe Permeabilität genannt [132]. Der frequenzabhängige Schwellenwert bzw. das für kleinere Stromstärken vorzufindende Regime, in dem keine nennenswerte Impedanzänderung beim Anlegen eines äußeren Magnetfeldes zu finden ist, ist wohl mit ein Grund, dass dieser Effekt nicht zuerst an Einkristallen beobachtet wurde [105, 133, 134].

Bei genaueren Untersuchungen des Regimes zeigt sich schnell, dass bei der Beschreibung absichtlich „keine nennenswerte Änderung“ und nicht „keine Änderung“ gewählt wurde. Aus der Diskussion des MR-Verhaltens ist bereits hervorgegangen, dass bei kleinen Strömen aufgrund einer gestörten Landastruktur eine Abhängigkeit von einem externen longitudinalen Magnetfeld auftritt. Es zeigt sich, wie teilweise bei genauerem Hinsehen in Abb. 5.6 und 5.7 zu sehen ist, dass leichte Ausschläge im Betrag der Impedanz für kleine Magnetfeldstärken zu detektieren sind. Diese treten sporadisch auf und sind, verglichen mit den Änderungen bei höheren Strömen, um mindestens eine Größenordnung kleiner. Die Messungen zeigen, dass die Ausprägung dieser Ausschläge probenabhängig ist. So konnten teilweise Fe-Whisker gefunden werden, bei denen Ausschläge unterhalb

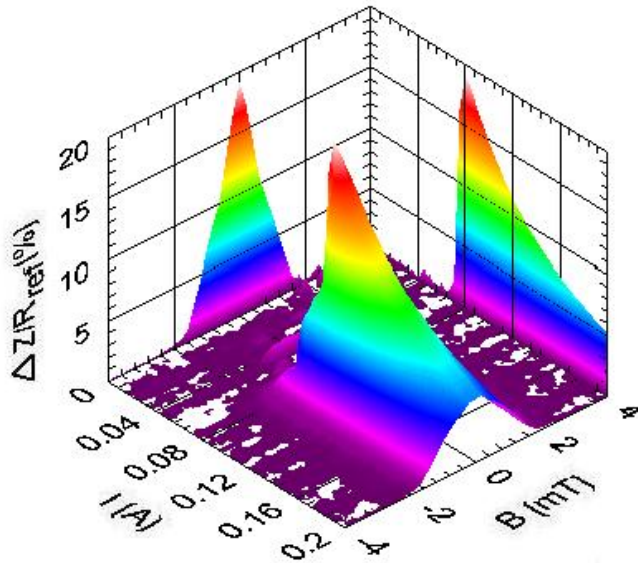


Abb. 6.16.: $\Delta Z/R_{\text{ref}}$ in Abhängigkeit von der Stromstärke I und der äußeren magnetischen Flussdichte B bei einer angelegten Frequenz von 500 Hz. Die Ergebnisse stammen von dem Fe-Whisker WG₄, der eine Kantenlänge von 136 μm besitzt.

des Schwellenwertes vergleichsweise minimal waren. Zu sehen ist dies in Abb. 6.16. Hier ist das MI-Verhalten des Fe-Whiskers WG₄ dargestellt. In der 3D-Darstellung ist deutlich die glatte Fläche bei kleinen Strömen und der steile Anstieg beim Schwellenwert erkennbar.

Es scheint, dass gestörte Landastrukturen einzelne Ummagnetisierungsprozesse kleiner Bereiche des Fe-Whiskers erleichtern. Dies wird nicht beobachtet, sobald eine ideale Landastruktur vorzufinden ist, von der in Abb. 6.16 ausgegangen werden kann.

6.2.1.2. Schwellenwert der Stromabhängigkeit

Betrachtet man zunächst die MR-Messungen, die im Abschnitt 5.1.1 zu finden sind und im Abschnitt 6.1.1 diskutiert wurden, so ist das Auftreten eines Schwellenwertes bei den MI-Messungen nicht überraschend. Um den Fall $|\mu_\phi| > 1$ zu generieren, muss die Magnetisierung innerhalb einer halben Periode aus der longitudinalen Richtung gedreht werden. Dies geschieht nur, wenn das Oerstedfeld groß genug ist.

Bereits am Anfang der Diskussion des MI-Verhaltens von Fe-Whiskern wird behauptet, dass der Schwellenwert eine typische Eigenschaft solcher Einkristalle ist. Dies bedarf weiterer Untersuchungen.

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

Ein Indiz dafür, dass die Existenz eines Schwellenwertes stark mit der Kristallstruktur und der damit verbundenen Domänenstruktur des Leiters zusammenhängt, zeigen Referenzmessungen an Fe-Drähten mit vergleichbaren Durchmessern. In Abb. 6.17 sind $\Delta Z/R_{\text{ref}}$ eines Eisendrahtes und des Fe-Whiskers aus Abb. 5.6 gegenübergestellt. Im Gegensatz zum Fe-Whisker kann an polykristallinem Eisen kein Schwellenwert detektiert werden. Als Grund hierfür ist die polykristalline Struktur zu nennen. Sie hat zur Folge, dass Körner im Leiter vorhanden sind, deren leichte Achse in die umlaufende Richtung zeigen. Dies bedeutet, dass bereits bei kleinen Stromstärken eine Ummagnetisierung in Form einer Domänenwandverschiebung stattfinden kann. $|\mu_\phi|$ ist demnach bereits bei kleinen Strömen größer als Null, da die Magnetisierung nicht zunächst aus ihrer leichten Achse entlang des Leiters herausgedreht werden muss.

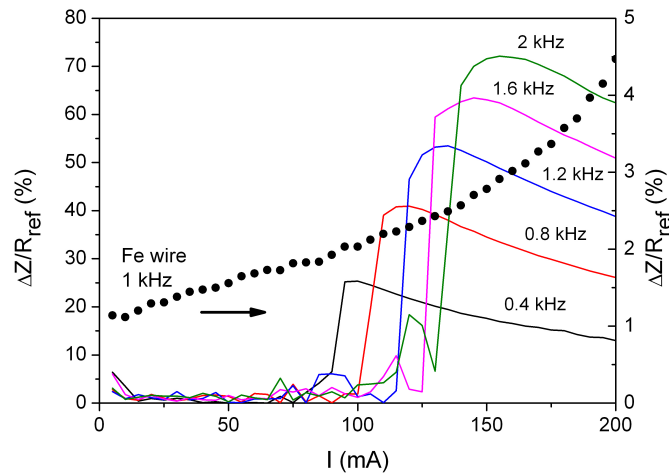


Abb. 6.17.: $\Delta Z/R_{\text{ref}}$ eines Fe-Whiskers dargestellt in Abhängigkeit von der Stromstärke I für fixe Frequenzen zwischen 400 Hz und 2 kHz bei $B = 0$. Die Ergebnisse eines Eisendrahtes mit dem Durchmesser von 229 μm sind gepunktet dargestellt.

Auf der anderen Seite zeigen die Eisendrähte bei vergleichbaren Bedingungen eine kleinere Änderung der Impedanz. Dies hängt damit zusammen, dass bei den verwendeten Stromstärken noch kein Sättigungsverhalten der umlaufenden Magnetisierung auftritt. Neben dem fehlendem Schwellenwert zeigen Eisendrähte in dem untersuchten Frequenz- und Strombereich keine Einbrucherscheinungen. Dies kann aus Abb. 6.18 entnommen werden. Bei 100 kHz kann bereits bei 1 mA eine deutliche Impedanzänderung detektiert werden. Zudem wird deutlich, dass auch an Eisendrähten Impedanzänderungen in vergleichbarer Größe zu Fe-Whiskern detektiert werden können. Hierfür werden jedoch höhere Frequenzen benötigt.

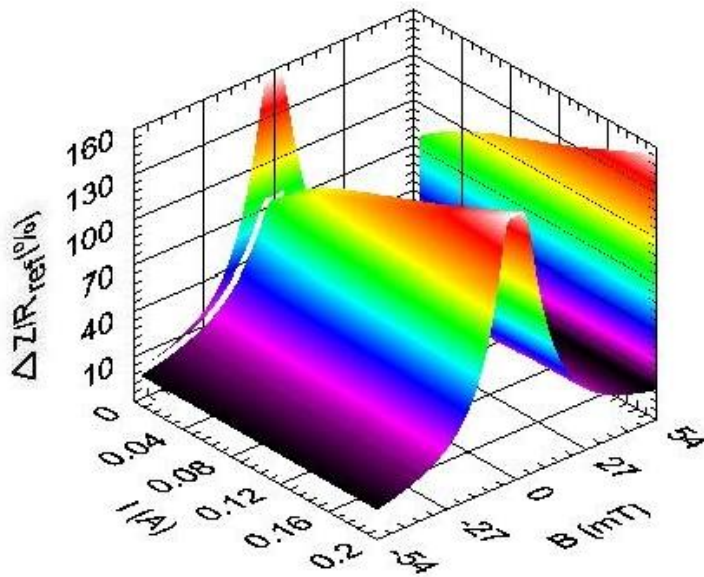


Abb. 6.18.: $\Delta Z/R_{\text{ref}}$ in Abhängigkeit von der Stromstärke I und der äußeren magnetischen Flussdichte B bei einer angelegten Frequenz von 100 kHz. Die Ergebnisse stammen von einem Eisendraht mit dem Durchmesser von 229 μm .

6.2.1.3. Frequenzabhängigkeit des Schwellenwertes

Wie Abb. 5.7 zeigt, weist dieser Schwellenwert eine Abhängigkeit von der Frequenz auf. Zur Klärung dieses Phänomens muss die Ummagnetisierung der Probe näher betrachtet werden. Nach der Diskussion der möglichen Domänenstrukturen scheint es, dass die Übergänge in Form von Barkhausensprüngen stattfinden. Dies wurde auch an amorphen Mikrodrähten und Nanodrähten beobachtet [7, 9, 10, 131, 135–137]. In diesen Drähten findet man eine magnetische Bistabilität vor, die durch Barkhausensprünge charakterisiert ist [9, 138, 139]. Experimentell wird an die Untersuchung der Ummagnetisierung und der damit verbundenen Domänenwandbewegung längs des Leiters mit dem Sixtus-Tonks-Versuch herangegangen [140]. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde diese Messmethode weiter optimiert, um z. B. auch die Richtung der Propagation der Domänenwand zu detektieren [7, 141]. Ausgangspunkt für die Barkhausensprünge sind Abschlussdomänen an den Enden der amorphen Drähte. Betrachtet man die Landastruktur der Fe-Whisker, findet sich auch hier am jeweiligen Ende eine 90°-Abschlussdomäne, die bereits teilweise in Richtung des Oerstedfeldes magnetisiert ist.

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

Betrachtet man die vorausgegangenen MOKE-Aufnahmen, die in Ref. [103] präsentiert wurden, so kann folgendes beobachtet werden. Beim Anlegen eines schrittweise hochgefahrenen Gleichstroms an einem Fe-Whisker, zeigt sich, dass auf einzelnen Aufnahmen die 90°-Domänenwände der Abschlussdomäne zu beobachten sind. Diese durchlaufen von einem Ende des Fe-Whiskers ausgehend den ganzen Fe-Whisker. Ist die Stromänderung zu klein, kann die Domänenwandbewegung an Störstellen gepinnt werden. Aus energetischen Gründen ist davon auszugehen, dass auf der gegenüberliegenden Oberfläche eine Bewegung der gegenüberliegenden Domänenwand in entgegengesetzter Richtung stattfindet.

Um die Frequenzabhängigkeit des Schwellenwertes erklären zu können, muss auf die im Abschnitt 2.1.4 beschriebene Domänenwandgeschwindigkeit eingegangen werden. Die Geschwindigkeit ist abhängig von der Stärke des treibenden Magnetfeldes. In diesem Fall handelt es sich dabei um das Oerstedfeld. Mit höheren Frequenzen reduziert sich die Zeit für die Ummagnetisierung, d.h. für das Durchlaufen der Domänenwand längs des Whiskers. Ist die Frequenz zu groß bzw. das Oerstedfeld zu klein, so kann eine Ummagnetisierung nicht mehr stattfinden. Erhöht man jedoch z. B. den Strom und damit die Domänenwandgeschwindigkeit, so kann diese wieder auftreten.

Dieser Argumentation folgend lässt sich die Domänenwandgeschwindigkeit grob abschätzen. Die Zeit, die einer Domänenwand zur Verfügung steht, um den Fe-Whisker zu durchlaufen, sei $1/2f^{-1}$, also die Hälfte der Periodendauer. Als zurückzulegende Strecke wird die Fe-Whiskerlänge l genommen. Kurz vor dem Einbruch der Impedanzänderung schafft es die Domänenwand den Fe-Whisker gerade noch zu durchqueren. Für die Domänenwandgeschwindigkeit ergibt sich:

$$v = 2lf_{max}, \quad (6.4)$$

wobei f_{max} die Frequenz ist, bei der für einen gegebenen Wechselstrom I_{max} die Magnetoimpedanzänderung maximal ist.

In Abb. 6.19 a) ist die Geschwindigkeit v gegen B_{surf} für eine Reihe von vermessenen Fe-Whiskern aufgetragen. B_{surf} ist näherungsweise das durch den Strom I_{max} erzeugte B-Feld an der Oberfläche des Fe-Whiskers. Es ergibt sich aus:

$$B_{surf} = \mu_0 \frac{I_{max}}{\pi d}, \quad (6.5)$$

wobei d die Kantenlänge des Fe-Whiskers ist. Die Werte des Fe-Whiskers W23.06.10.2 unterscheiden sich stark von den Werten der restlichen Proben. Als Grund ist der Durchmesser der Probe zu nennen, die sich mit einer Kantenlänge von 20 μm stark von den

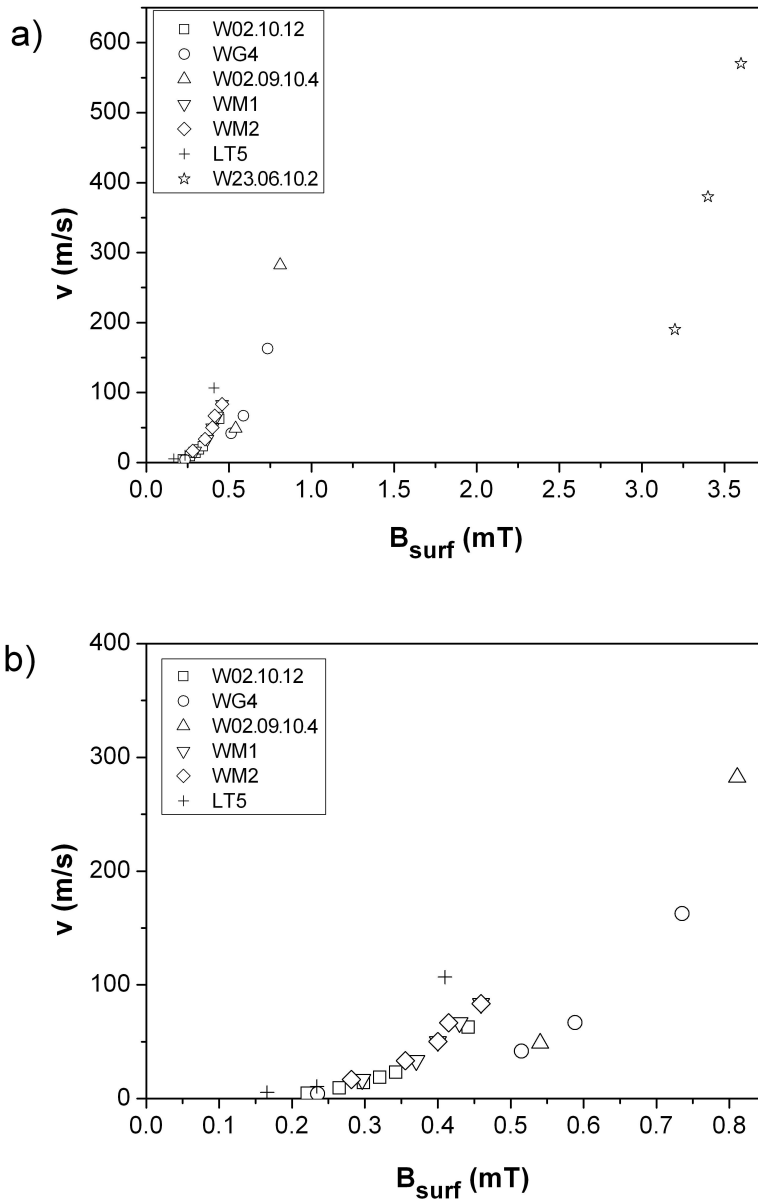


Abb. 6.19.: a) Die Abhängigkeit der Domänenwandgeschwindigkeit v von dem genäherten Oerstedfeld B_{surf} an der Probenoberfläche. b) zeigt einen Ausschnitt aus a).

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

restlichen absetzt. Da diese Ergebnisse aufgrund fehlender Fe-Whisker mit vergleichbaren Kantenlängen nicht reproduziert werden konnten, wird im Folgenden dieser Fe-Whisker aus der Diskussion ausgeschlossen. Ab hier liegt der Fokus auf den Daten, die in Abb. 6.19 b) abgebildet sind.

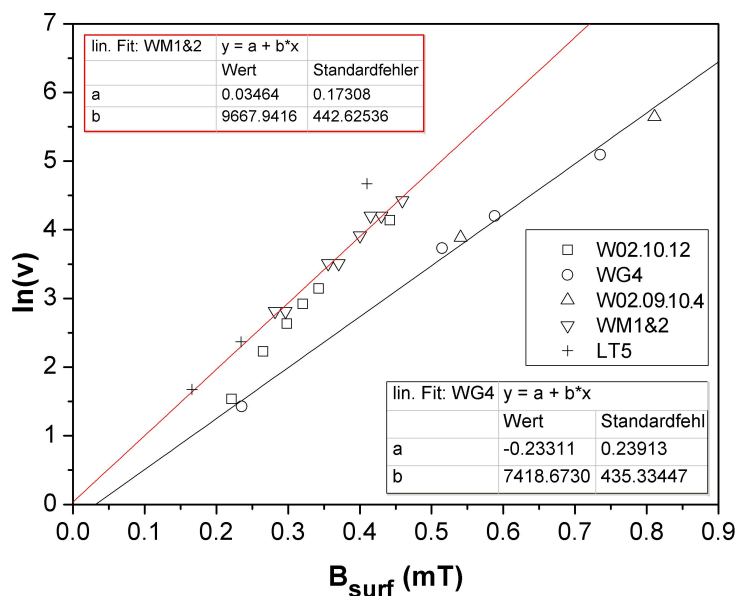


Abb. 6.20.: Die Abhängigkeit des Logarithmus der Domänenwandgeschwindigkeit $\ln(v)$ von dem genäherten Oerstedfeld B_{surf} an der Probenoberfläche.

Die in Abb. 6.19 b) aufgetragenen Messpunkte beschreiben ein Verhalten, dass dem in Abb. 2.5 ähnelt. Die aus den MI-Messungen extrahierten Domänenwandgeschwindigkeiten deuten auf zwei exponentielle Verläufe hin. Um zu klären, ob die Domänenwandgeschwindigkeiten nur für bestimmte Ströme einem der Verläufe entsprechen, wird in Abb. 6.20 die Größe $\ln(v)$ gegen B_{surf} aufgetragen. Zudem werden die Werte des Fe-Whiskers WG4 und die der beiden Kontaktierungsarten des Fe-Whiskers WM linear angepasst. Es zeigt sich, dass die Werte von Fe-Whisker W02.09.10.4 auf der Geraden von WG4 liegen. Analog gilt die für LT5 im Falle der Geraden von WM. Der Ausreißer bei 0.4 mT könnte seinen Ursprung in einer Domänenwandnukleation haben, die nicht an den Enden stattfindet. Dadurch müsste die Domänenwand einen kürzeren Weg zurücklegen. Dies wird auch an amorphen Drähten beobachtet und stellt eine Fehlerquelle bei klassischen Domänenwandgeschwindigkeitsmessungen dar [141–143]. Dies kann im Falle von Sixtus-Tonks-Messungen durch asymmetrische Pickupspulen behoben werden, die zusätzlich die Bewegungsrichtung der Domänenwand detektieren [141].

Während beide Verläufe annähernd durch den Ursprung gehen, so liefert der Fe-Whisker W02.10.12 Werte, die nicht nur keiner der beiden Geraden zugeordnet werden können, sondern auch deren lineare Anpassung nicht durch den Ursprung geht. Verglichen mit der Literatur verhält sich die Domänenwandgeschwindigkeit für kleine Ströme bis auf W02.10.12 rein exponentiell. Ein Übergang zum linearen Verhalten kann nicht aus den Messdaten extrahiert werden.

Insgesamt können die hier ermittelten Domänenwandgeschwindigkeiten mit denen, die aus klassischen Messungen extrahiert werden, nur bedingt verglichen werden. Auf der einen Seite erfolgt das Anlegen des treibenden Magnetfeldes nicht sprungartig, sondern in Form eines Sinus. Auf der anderen Seite handelt es sich um kein homogenes Magnetfeld. Gewöhnlich werden Domänenwandgeschwindigkeiten an Proben mit einer klar definierten 180°-Domänenwand durchgeführt. Hier erfolgen jedoch komplexere 90°-Domänenbewegungen, die je nach Oberfläche gegenläufig stattfinden.

Unabhängig davon zeigt sich bei der Betrachtung der Größenordnung von v , dass diese bei 100 m/s liegt. Dies ist eine durchaus realistische Größenordnung [43]. So gesehen ist die Ursache für den frequenzabhängigen Schwellenwert der Ummagnetisierungsprozess, der in Form einer Domänenwandbewegung entlang des Fe-Whiskers stattfindet.

Dies erklärt auch, warum beim Eisendraht im betrachteten Frequenzbereich keine Einbrüche zu detektieren sind. Hier findet die Domänenwandbewegung innerhalb der einzelnen Körner statt, so dass die Domänenwände viel kürzere Strecken zur Ummagnetisierung zurücklegen müssen.

6.2.1.4. Stromabhängigkeit oberhalb des Schwellenwertes

Ein Abklingen des GMI-Effektes bei steigenden Strömen wird oft mit steigender Erwärmung der Probe erklärt. Ein zunehmender Einfluss der Temperatur kann bei den hier vermessenen Proben vernachlässigt werden. Wäre dies nicht der Fall, so müsste auch an vergleichbaren Eisendrähten ein Abklingen des Effektes beobachtet werden. Betrachtet man Abb. 6.17, so stellt man fest, dass kein Abklingen zu beobachten ist. Dieses Verhalten des GMI-Effektes ist demnach erneut in dem Ummagnetisierungsprozess der Fe-Whisker bzw. nun in einer möglichen Dämpfung von μ_ϕ zu suchen.

Wie aus der Diskussion der Ergebnisse der MR-Messungen bereits hervorgegangen ist, tritt bei den verwendeten Stromstärken ein Übergang von der LS zur fast komplett umlaufend magnetisierten Domänenstruktur auf. Auch hier wird der Kern zunächst vernachlässigt, da er nur 1% des Gesamtvolumens einnimmt und bei höheren Stromstärken

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

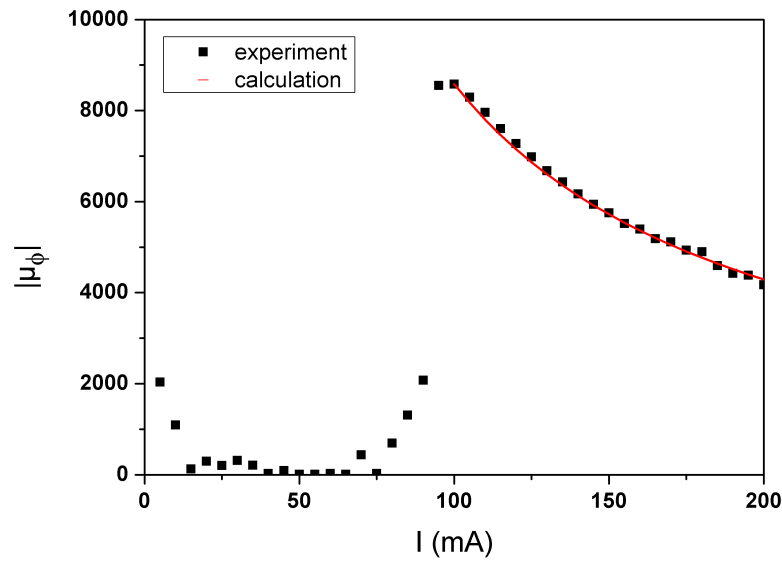


Abb. 6.21.: Die Abhängigkeit des Betrages der effektiven umlaufenden Permeabilität $|\mu_\phi|$ von der Stromstärke. Punkte: $|\mu_\phi|$ basierend auf den experimentellen Ergebnissen eines Fe-Whiskers für 400 Hz aus Abb. 6.17. Linie: Berechnete Abklingkurve aufgrund der Sättigung der Probe nach Gl. (6.6).

eine vernachlässigbare Änderung zeigt. Dies bedeutet, dass ab einer gewissen Stromstärke die umlaufende Suszeptibilität näherungsweise den Wert Null annimmt. Für die MI-Messungen in diesem Bereich, kann also kein weiterer Beitrag zu $|\mu_\phi|$ geliefert werden. Ganz im Gegenteil, ab einem Strom, bei dem das maximale $|\mu_\phi|$ beobachtet wird, dämpft die Erhöhung der Stromstärke die effektive umlaufende Permeabilität. Für die diskutierten Stromstärken besteht folgender Zusammenhang zu $|\mu_\phi|$:

$$|\mu_\phi(I)| = \frac{|\mu_\phi(I_{max})| I_{max}}{I}, \quad (6.6)$$

wobei I_{max} die Stromstärke der maximalen effektiven umlaufenden Permeabilität darstellt, ab der bei Erhöhung der Stromstärke nur noch ein Abklingen des GMI-Effektes beobachtet wird. In Abb. 6.21 wird der Vergleich zwischen experimentellen Daten und Gl. 6.6 gezogen. Es ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung. Damit ist gezeigt, dass das Abklingen des GMI-Effektes bei Fe-Whiskern nicht auf thermische Effekte zurückzuführen ist, sondern nur auf die Sättigungserscheinung der umlaufenden Magnetisierung.

6.2.2. Frequenzabhängigkeit bei Raumtemperatur

Wie in Abschnitt 6.2.1.4 durchgeführt, bietet es sich bei den RT-Messungen an, die effektive umlaufende Permeabilität $\mu_\phi(f, I, B)$ aus den gemessenen ΔR und ΔX zu berechnen. Im Anhang A.4 befindet sich ein exemplarischer Auszug aus Maple, mit dem $\mu_\phi(f, I, B)$ berechnet wird. Dies liefert neue Erkenntnisse hinsichtlich des Ursprungs gewisser Eigenschaften des MI-Verhaltens.

6.2.2.1. Frequenzabhängigkeit oberhalb des Schwellenwertes

Neben der Frequenzabhängigkeit des Schwellenwertes ist auch eine frequenzabhängige Maximaländerung der Impedanz zu beobachten. Vergleiche hierzu Abb. 5.7 bzw. 6.17. Extrahiert man aus den zugrundeliegenden Daten $|\mu_\phi|$, so ergibt sich für die betrachteten Frequenzen das in Abb. 6.22 gezeigte Verhalten.

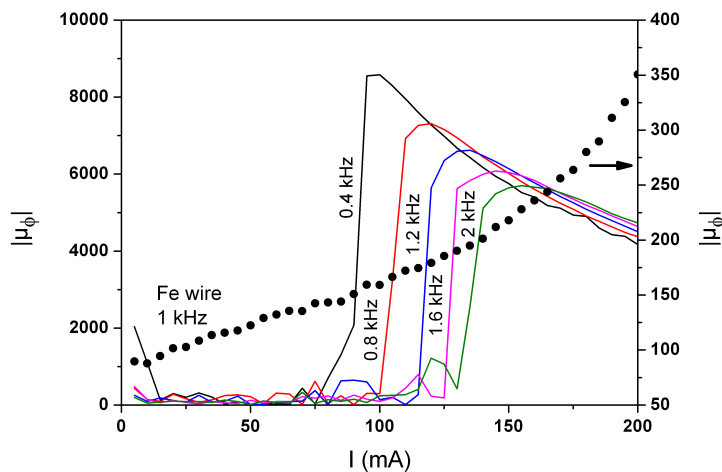


Abb. 6.22.: $|\mu_\phi|$ in Abhängigkeit von der Stromstärke für fixe Frequenzen zwischen 400 Hz und 2 kHz. Diese basieren auf den Daten aus Abb. 6.17 unter Anwendung der Gl. 2.60. Die Ergebnisse eines Eisendrahtes mit dem Durchmesser von 229 μm sind gepunktet dargestellt.

Zu erkennen ist, dass die Erhöhung nicht auf die Frequenzabhängigkeit des $|\mu_\phi|$ zurückzuführen ist, sondern auf die direkte Abhängigkeit der Skineindringtiefe von der Frequenz. Für den gesättigten Fall erzeugt eine derartige Frequenzerhöhung keine nennenswerte Impedanzänderung, da die Skineindringtiefe stets viel größer als der Probendurchmesser bleibt. Für $B = 0$ und oberhalb des Schwellenwertes hingegen ist dies nicht mehr der

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

Fall. Jegliche Änderung der Frequenz beeinflusst merklich die Impedanz, da δ jetzt in der Größenordnung des Fe-Whiskerdurchmessers liegt.

6.2.2.2. Übergang vom Einzelpeak- zum Doppelpeakverhalten

Betrachtet man das Magnetoimpedanzverhalten der Fe-Whisker für unterschiedliche Frequenzen, so sticht vor allem der Übergang vom Einzelpeak- zum Doppelpeakverhalten hervor. In der Literatur wird die Position der Doppelpeaks stets mit dem Anisotropiefeld begründet. Dies ist jedoch nicht zufriedenstellend, insbesondere aufgrund der Maxima in Real- und Imaginärteil bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken.

Eine alternative Erklärung könnte das Entmagnetisierungsfeld der Eindomäne bei $B = 0$ sein. Dieses beträgt jedoch weniger als 0.1 mT und liefert somit ebenfalls keine zufriedenstellende Begründung.

In Abb. 6.23 sind der Betrag und die Phase von $\mu_\phi(f, I, B)$ dargestellt, entnommen aus den Messergebnissen aus Abb. 5.8. Diese Darstellung gibt einen Überblick über die Frequenzabhängigkeit bei einer fixen Stromstärke von 150 mA. Zur genaueren Kurvendiskussion sind in Abb. 6.24 und 6.25 für bestimmte Frequenzen bzw. Magnetfeldstärken die Kurven aus Abb. 6.23 extrahiert. Hierbei werden alle negativen Werte der Phase θ gleich Null gesetzt. Das starke Rauschen bei hohen externen Magnetfeldern ist auf das Rauschen des Messsignals zurückzuführen. Rein theoretisch ist die detektierte Spannung bei B_{ref} stets minimal. Durch das Rauschen ergeben sich jedoch auch Werte, die kleiner sind, so dass $\theta < 0$ resultiert. Da dies physikalisch hier keine Bedeutung hat, werden die Werte gleich Null gesetzt.

Generell lässt sich beobachten, dass die Einhüllende der Kurven in Abb. 6.23 ein Einzelpeak ist, dessen Amplitude zunächst leicht zunimmt. In diesem Fall beträgt $|\mu_\phi|$ bis zu 8000. Die höchste effektive umlaufende Permeabilität konnte an WM beobachtet werden. Es wurden Werte von bis zu 14000 erreicht. Ab einer bestimmten Frequenz, in diesem Fall 12 kHz, bricht der Peak ein und ein hysteretisches Verhalten wird beobachtet. Mit steigender Frequenz vergrößert sich der Magnetfeldbereich des Einbruchs, während die Flanken scheinbar unverändert bleiben, wie es in den Abb. 6.24 a), b) und c) zu sehen ist. Festzuhalten bleibt auch, dass die Verbreiterung des Einbruchs nicht kontinuierlich von statten geht, sondern stufenweise erfolgt, wie aus Abb. 6.23 a) hervorgeht. Des Weiteren kann vereinzelt ein Symmetriebruch beobachtet werden, zu sehen in Abb. 6.24 c). Ein hysteretisches Verhalten wird auch an amorphen Bändern beobachtet und weiterhin untersucht [144]. Die Abhängigkeit der MI-Verläufe von der magnetischen Vorgeschichte aufgrund des longitudinal angelegten Magnetfeldes zeigt zumindest, dass eine komplet-

te Ummagnetisierung nicht mehr stattfinden kann. Wäre dies der Fall, würde jegliche Information von der magnetischen Vorgeschichte bis auf die Orientierung des Kernes gelöscht werden.

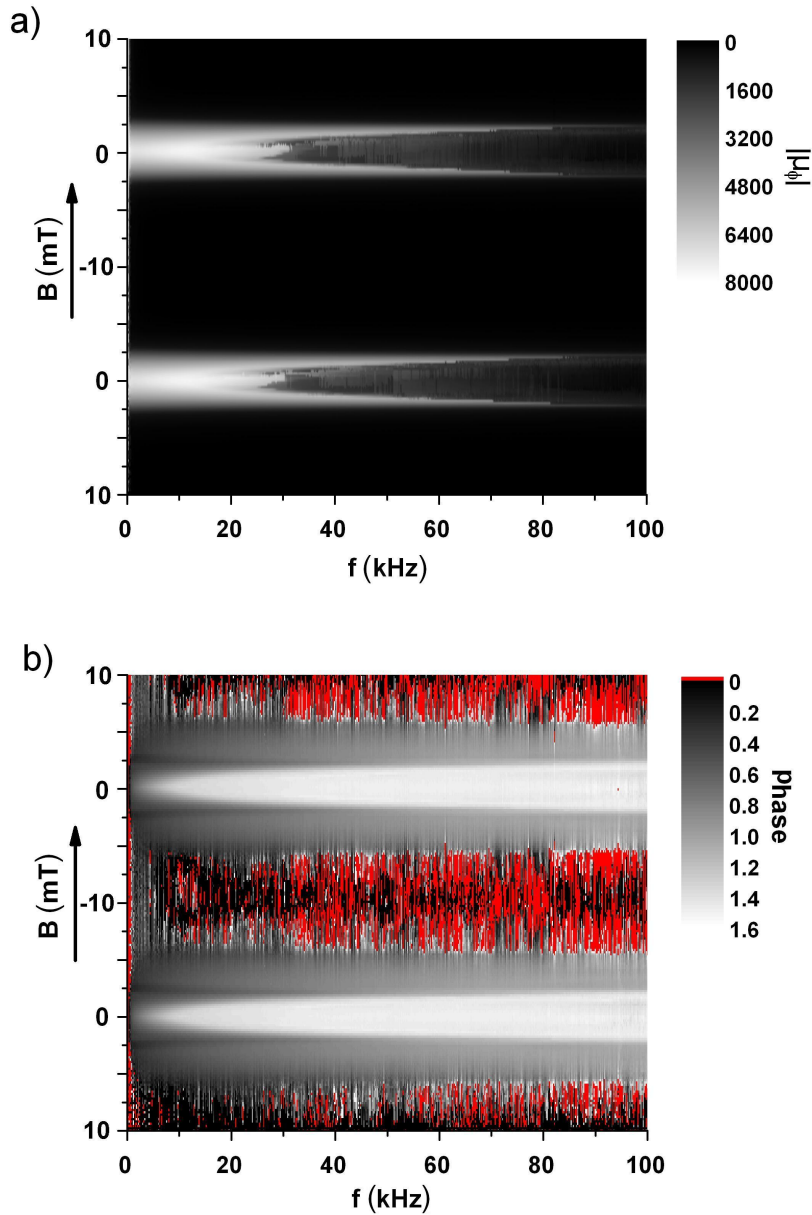


Abb. 6.23.: a) $|\mu_\phi|$ und b) die Phase von μ_ϕ für eine komplette Magnetfeldschleife. Die roten Werte in b) sind kleiner als Null und resultieren aus dem Rauschen in der Sättigung.

Die Phase liefert weitere Informationen, die es ermöglichen das MI-Verhalten in unterschiedliche Magnetfeldregime zu gliedern. Aus Abb. 6.23 b), sowie aus den Phasenkurven

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

in den Abb. 6.24 a), b) und c) wird deutlich, dass drei Regime zu unterscheiden sind. Eines erstreckt sich über hohe äußere Magnetfelder, in diesem Fall oberhalb der 5.5 mT. Hier findet keine Phasenverschiebung statt und es kann keine Änderung von $|\mu_\phi|$ beobachtet werden. Aufgrund des glatten Anstiegs der Änderungen in den MI-Daten ist es schwierig ein Magnetfeld zu extrahieren, bei dem zum ersten Mal die longitudinale Sättigung verlassen wird. Anders sieht es bei der Betrachtung der Phase aus. Es ist deutlich ein Übergang zu erkennen, der das gesättigte Regime abgrenzt, wie es in den Abb. 6.23 und 6.24 zu sehen ist.

Von diesem Übergangswert ausgehend findet sich ein Bereich bis 2 mT, in dem eine Änderung der Phase beobachtet werden kann. Hier lässt sich zu kleineren Magnetfeldstärken hin auch ein Anstieg von $|\mu_\phi|$ beobachten. Verglichen mit den MI-Daten ist es der Bereich, in dem bei steigender Frequenz der Effekt verglichen zu $B = 0$ länger erhalten bleibt.

Das dritte Regime liegt bei kleinen Magnetfeldstärken, in diesem Fall in den Grenzen ± 2 mT. Die Phase beschreibt bei steigender Frequenz einen wachsenden Einzelpeak, der bis zu einem Wert von ca. $\pi/2$ wächst und bei diesem regelrecht abgeschnitten wird. Beim Erreichen dieses Sättigungswertes lässt sich der Einbruch des $|\mu_\phi|$ -Peaks beobachten.

Dies passt zur vorhergehenden Argumentation, dass die Ummagnetisierung nur bis zu einer bestimmten Frequenz folgen kann. Interessant ist aber nun das zweite Regime, das eindeutig ein anderes Verhalten aufweist, als das für kleine Magnetfelder. Der Unterschied spiegelt sich vor allem in der Frequenzabhängigkeit wider, was in den Abb. 6.25 a) für $B = 0$ und b) für $B = 2.4$ mT zu sehen ist. Während ohne angelegtes äußeres Magnetfeld eine komplexe Abhängigkeit beobachtet wird, so zeigt sich beim Anlegen von 2.4 mT ein linearer Verlauf.

Wie bereits bei den vorhergehenden MOKE-Untersuchungen an stromdurchflossenen Fe-Whiskern im externen longitudinalen Magnetfeld zu sehen war, scheint eine von der SC-Struktur verschiedene Domänenstruktur der Grund hierfür zu sein [103]. Es ist also von Vorteil, diese Struktur näher zu untersuchen. Hierzu werden während des Anlegens eines konstanten externen longitudinalen Magnetfeldes Aufnahmen von der Oberfläche eines Fe-Whiskers gemacht, der von unterschiedlich starken Gleichströmen durchflossen wird.

In Abb. 6.26 sind MOKE-Aufnahmen für unterschiedliche externe Magnetfelder und angelegte Gleichströme gezeigt. Für fixe externe Magnetfelder wurde der Gleichstrom in Form einer Schleife zwischen ± 100 mA in 5 mA Schritten variiert. Gezeigt ist der Abwärtsast von 100 mA bis -100 mA. Für kleine Magnetfelder wird ein Übergang von einer

verschobenen Landaustruktur zu einer zumindest an der Oberfläche komplett umlaufenden Magnetisierung beobachtet. Dies ist sowohl für $B = 0$, als auch für $B = 3.5$ mT zu sehen. Dies ist auch nach den Energiedichtebetrachtungen und OOMMF-Simulationen zu erwarten. Zu sehen ist auch, dass bei einem kleinen angelegten Magnetfeld höhere Stromstärken benötigt werden, um eine Ummagnetisierung in Richtung des Oestefeldes zu erzwingen.

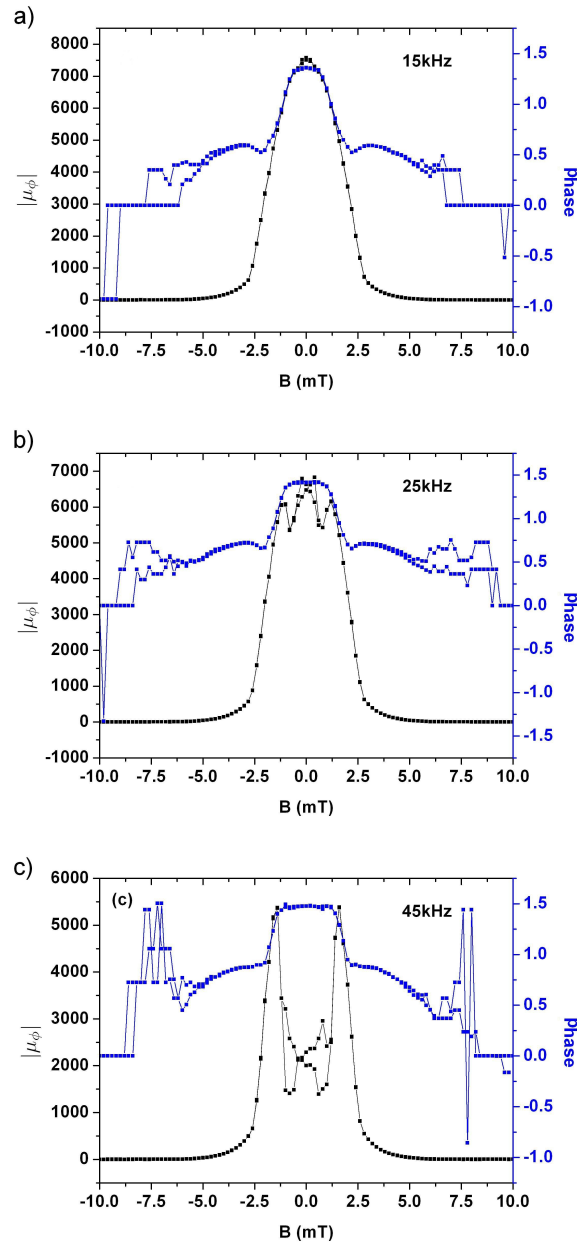


Abb. 6.24.: Betrag der effektiven umlaufenden Permeabilität $|\mu_\phi|$ und die Phase von μ_ϕ in Abhängigkeit von B bei a) 15 kHz, b) 25 kHz und c) 45 kHz.

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

Bei höheren Feldern, wie hier für 7.5 mT und 9.5 mT gezeigt, findet ein anderer Übergang statt. Auf die verschobene Landaustruktur folgt zunächst eine Domänenkonfiguration mit zwei Arten von Domänen an der Oberfläche. Neben Domänen, die in Richtung des Oestedfeldes zeigen, finden sich immer noch Domänen in Richtung des externen Magnetfeldes. Getrennt werden diese Domänen von 90°-Domänenwänden, die unter einem Winkel von 45° zur Längsrichtung verlaufen. Es wurde zwar bereits über diese Domänenkonstellation berichtet [55, 103], jedoch findet man keine ausführliche Diskussion, was eine detaillierte Untersuchung erforderlich macht.

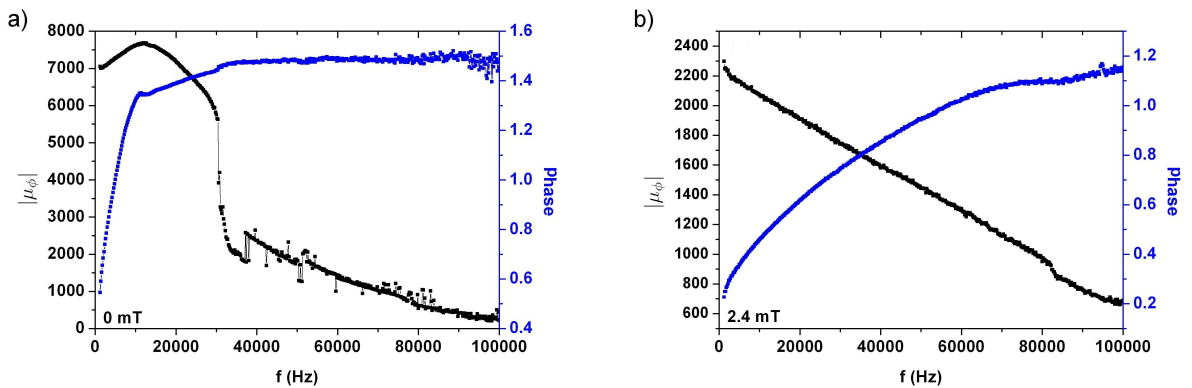


Abb. 6.25.: Der Betrag der effektiven umlaufenden Permeabilität $|\mu_\phi|$ und deren Phase bei a) $B = 0$ und b) $B = 2.4$ mT.

Aufnahmen von zwei benachbarten Oberflächen lassen auf eine spiralförmigen Verlauf schließen. In der Nähe der Kanten befinden sich leichte Versetzungen der Domänenwand. Beim Variieren der Stromstärke kann ein kontinuierliches Wachstum der entsprechenden Domänen beobachtet werden. Aufgrund der Datenmenge ist es nicht möglich, die Aufnahmen für alle Parameter zu zeigen. Hierfür wurden Übersichtskarten wie in Abb. 6.27 angefertigt. Die unterschiedlichen Farben stehen für unterschiedliche Domänenkonfigurationen. Mit gelb wird die verschobene Landaustruktur gekennzeichnet. Hierunter fällt auch der gesättigte Fall in Richtung des externen Magnetfeldes. Mit braun bzw. violett wird die umlaufende Magnetisierung gekennzeichnet. Hierbei werden noch die zwei Umlaufrichtungen unterschieden. Mit blau und rot wird die spiralförmige Domänenkonfiguration gekennzeichnet. Auch hier wird abhängig vom externen Magnetfeld und der Stromrichtung zwischen zwei Windungsrichtungen unterschieden.

Festzuhalten ist, dass es zwischen den einzelnen Regimen auch Magnetfeldstärken gibt, bei denen während des Anlegen einer Stromrampe alle drei Domänenkonfigurationen durchlaufen werde. Zudem kann die spiralförmige Domänenstruktur über den Nulldurch-

gang hinaus erhalten bleiben. Letzteres deutet darauf hin, dass bei dieser Struktur zur Reduzierung der Streufelder ein Kern mit umgekehrt Magnetisierung verglichen zu den longitudinal magnetisierten Domänen in der Hülle vorzufinden ist.

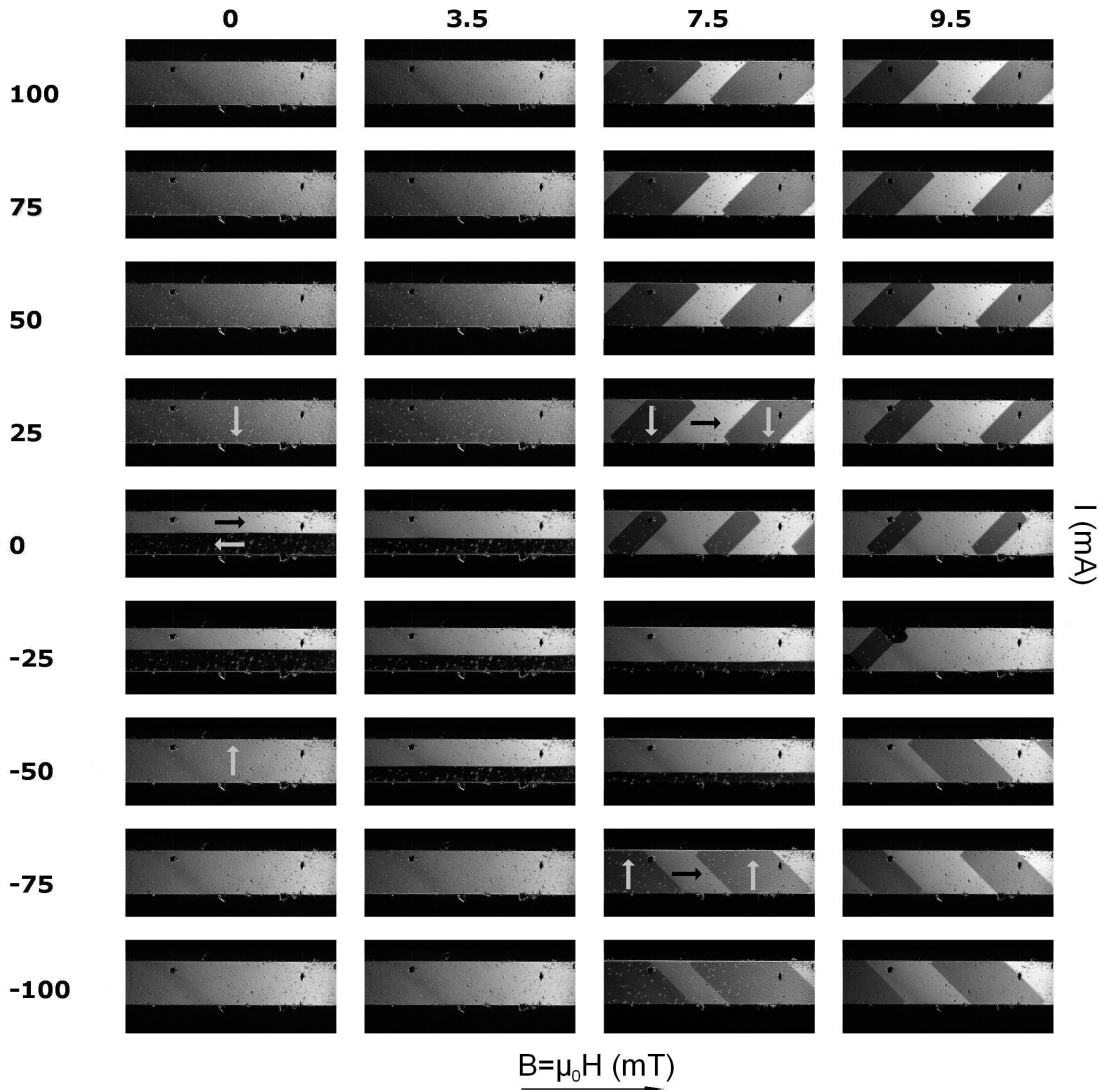


Abb. 6.26.: Ausgewählte MOKE-Aufnahmen eines Fe-Whiskers mit einer Breite von $125 \mu\text{m}$ während eines angelegten Gleichstroms von 100 mA bis -100 mA in 5 mA Schritten bei unterschiedlich starken externen longitudinalen Magnetfeldern. Die Pfeile geben die Magnetisierungsrichtung an.

Während sowohl die Landastruktur als auch das SC-Modell in der Vergangenheit ausgiebig diskutiert wurden, wird im Folgenden die spiralförmige Struktur näher untersucht.

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

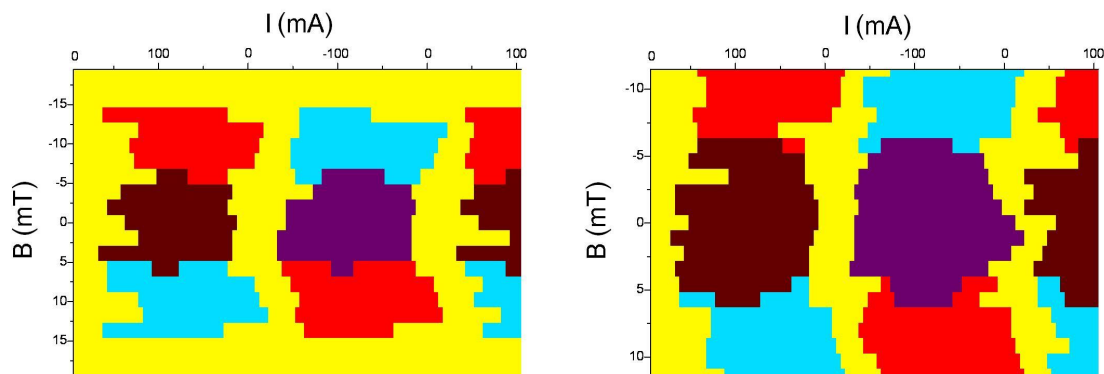


Abb. 6.27.: Zwei Übersichten über die vorzufindenden Domänenkonfigurationen des in Abb. 6.26 präsentierten Whiskers. Gelb: verschobene Landaustruktur, braun/violett: umlaufende Magnetisierung mit unterschiedlichem Drehsinn, rot/blau: spiralförmig mit unterschiedlichem Drehsinn.

Auffällig ist, dass die Struktur sich über einen Großteil der Probe erstreckt. Die Domänen gleicher Richtung weisen entlang des Fe-Whiskers gleiche Abmessungen auf. Dies kann in Abb. 6.26 und 6.28 a) betrachtet werden. In Abb. 6.28 b) ist die Domänenbreite w der beiden Domänen, die in Abb. 6.28 a) gekennzeichnet sind, gegen die angelegte Stromstärke aufgetragen. Beide Magnetisierungen zeigen in Richtung des von außen angelegten Magnetfeldes, das konstant auf 8 mT gehalten wurde. Beginnend beim Auftauchen dieser Domänen bei 70 mA bis zurück zu $I = 0$ weisen beide Domänen identische Breiten auf.

Führt man die Ergebnisse der MOKE-Untersuchungen zusammen, so deutet alles auf eine spiralförmige Ausrichtung der Domänen an der Oberfläche hin, wie in Abb. 6.29 dargestellt. Die Ausbildung der Versetzungen ermöglicht eine kontinuierliche Zunahme entsprechender Domänen bei Feldzunahme ohne die Spiralität zu verletzen.

Die MOKE-Aufnahmen am stromdurchflossenen Fe-Whisker im externen Magnetfeld in Abb. 6.26, sowie die Ergebnisse dargestellt in Abb. 6.27, zeigen in Übereinstimmung mit den zuvor in Abb. 6.23 gefundenen Regimen drei unterschiedliche Domänenkonstellationen. Während die Existenz dieser unterschiedlicher Domänenstrukturen keinen nennenswerten Einfluss auf den Magnetowiderstand der Fe-Whisker hat, d.h. der Einzelpeak zeigt keine Hinweise auf die von der SC-Struktur abweichenden Domänenkonstellation, so hat sie große Auswirkungen auf das MI-Verhalten, wie es vor allem an der Phase von μ_ϕ zusehen ist.

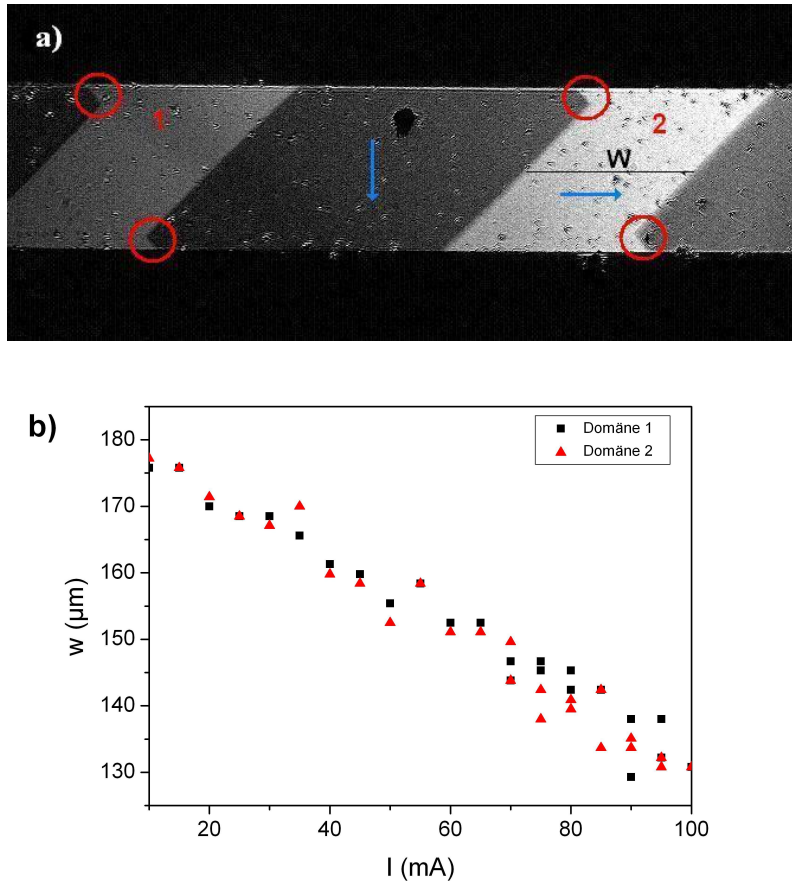


Abb. 6.28.: a) Die spiralförmige Domänenstruktur. Die Versetzungen der Domänenwände sind mit Kreisen gekennzeichnet. Die Pfeile geben die Magnetisierungsrichtung an. Die Domänenbreite w wird in b) für unterschiedliche Stromstärken angegeben.

Die Existenz dieser unterschiedlichen Domänenstrukturen erklärt noch nicht den Übergang zum Doppelpeakverhalten. Hierfür müssen die Ummagnetisierungsprozesse dieser Strukturen näher beleuchtet werden. Bei der SC-Struktur findet der Übergang in Form eines Barkhausensprunges statt. Dies wurde im Abschnitt 6.2.1.3 diskutiert. An dieser Stelle wird darauf hingewiesen, dass nach den Energiedichtebetrachtungen der Barkhausensprung der dominierende Ummagnetisierungsprozess ist. Einzig unklar ist, ob beim Wechsel der Stromrichtung die Ummagnetisierung in Form zweier Barkhausensprünge von 90° -Domänenwänden stattfindet, oder die Landastruktur nicht mehr angenommen wird und eine 180° -Domänenwand auftritt. Unabhängig davon kann die Bewegung der 90° -Domänenwand, die die Hülle von dem Kern trennt, bei den untersuchten Länge/Breite-Verhältnissen der Fe-Whisker vernachlässigt werden. Hierzu wird auf Abb. 6.5 verwiesen.

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

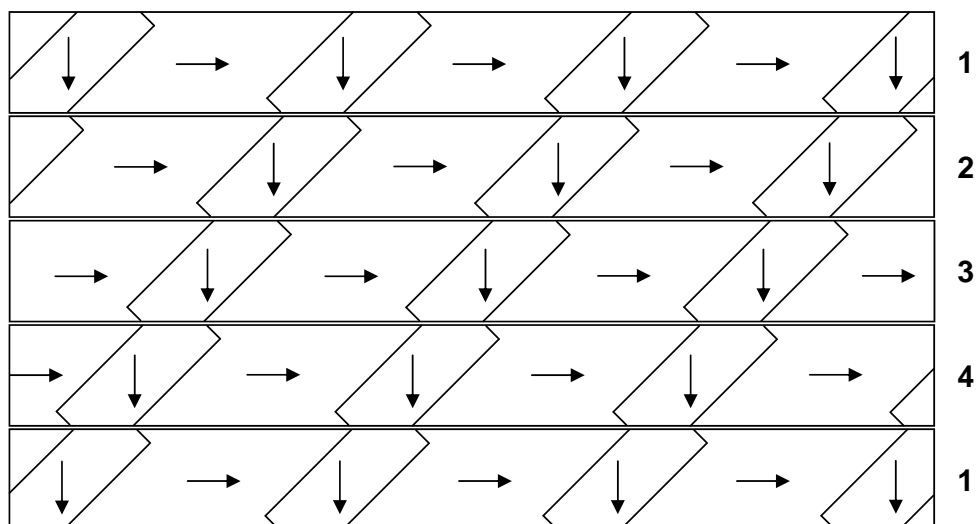


Abb. 6.29.: Schematische Darstellung der Domänen an vier Oberflächen eines Fe-Whiskers. Die Pfeile zeigen die Magnetisierungsrichtung an. Die Domänengeometrie einschließlich der Versetzung der Domänenwand muss so gegeben sein, dass die beiden ersten Oberflächen übereinstimmt.

Im Falle der spiralförmigen (SF) Struktur verhält es sich anders. Nach dem Übergang von der LS zur SF-Struktur findet zur kompletten Sättigung der umlaufenden Magnetisierung (Kern erneut vernachlässigt) an der Oberfläche eindeutig eine reversible Domänenwandbewegung statt. Hierbei handelt es sich nicht um eine einzige Domänenwand, sondern eine Vielzahl von 90° -Domänenwänden, die verglichen mit der SC-Struktur kleiner Wege zurücklegen müssen. Damit benötigt es im Vergleich höhere Frequenzen, damit eine Ummagnetisierung stattfinden kann.

Erhöht man nun stetig die Frequenz, so bricht zunächst der Ummagnetisierungsprozess der SC-Struktur zusammen. Dies äußert sich im Einbruch des $|\mu_\phi|$ -Peaks, während dessen Flanken bestehen bleiben, da sie auf die SF-Struktur zurückzuführen sind, die einen stabileren Ummagnetisierungsprozess besitzt. Dies ist deutlich an den Verläufen von $|\mu_\phi|$ zu erkennen, die in Abb. 6.25 zu sehen sind.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das beobachtete MI-Verhalten von Fe-Whiskern auf die Ummagnetisierungsprozesse zweier grundverschiedener Domänenstrukturen zurückzuführen ist. Diese unterscheiden sich in der Phase und führen zur Entstehung des Einzel- und Doppelpackverhaltens. Des Weiteren werden beide Strukturen durch unterschiedliche Einbruchsfrequenzen charakterisiert, oberhalb derer eine komplette Ummagnetisierung nicht mehr stattfindet.

6.3. Tieftemperaturmessungen

Das Ziel der MI-Untersuchungen bei 4.2 K war herauszufinden, welche Einflüsse eine große mittlere freie Weglänge auf den GMI-Effekt haben kann. Wie bereits die MR-Messungen zeigen, liefert der LMR eine Magnetowiderstandsänderung in der Größenordnung von einigen zehn Prozent. Daher ist dieser magnetoresistive Effekt für das MI-Verhalten nicht vernachlässigbar, da die detektierten MI-Änderungen nur eine Größenordnung darüber liegen.

Obendrein stellt sich die Frage, ob es möglich ist, in das Regime des anomalen Skineffektes vorzudringen. Hierfür müsste eine Skineindringtiefe erreicht werden, die kleiner als die mittlere freie Weglänge ist. Um dies jedoch untersuchen zu können, muss zunächst geklärt werden, ob die Messungen nicht von Artefakten überlagert sind. Dies ist erforderlich, da bereits die MR-Messungen zeigen, dass Verspannungen der Probe sich auf den Magnetowiderstand auswirken.

6.3.1. Stromabhängigkeit

Analog zu den Magnetowiderstandsmessungen zeigt sich bei Magnetoimpedanzmessungen eine Verschiebung des Schwellenwertes zu höheren Stromstärken hin. Des Weiteren zeigt sich auch hier bereits bei kleinen Stromstärken unterhalb des eigentlichen Schwellenwertes eine Magnetoimpedanzänderung. Daher ist davon auszugehen, dass die Verspannungen in der Probe, die aufgrund der Art der Kontaktierung (siehe Abb. 3.4) und der Installation des Probenhalters im Solenoid (siehe Abb. 4.1), die magnetische Bereichsstruktur durch den magnetostriktiven Energiebeitrag stören. Diese führt zu einer Änderung des MI-Verhaltens, wie bereits an amorphen Mikrodrähten gezeigt wurde, auf die eine Zugspannung ausgeübt wird [7]. Betrachtet man Abb. 3.4, so ist davon auszugehen, dass eine Spannung nicht nur entlang des Fe-Whiskers ausgeübt wird, sondern aufgrund der Kontakte auch in radialer Richtung. All dies erschwert eine Diskussion über die vorliegenden Domänenstrukturen bzw. Ummagnetisierungsprozesse.

Betrachtet man die Frequenzabhängigkeit des Schwellenwertes in Abb. 5.13, so zeigt sich, dass diese nicht so stark ausgeprägt ist wie bei den RT-Messungen in Abb. 5.7. Im Zusammenhang mit einer gestörten Domänenstruktur lässt sich dieses Phänomen wie folgt erklären. Während bei einer ungestörten Landastruktur eine fortlaufende Ummagnetisierung entlang des kompletten Fe-Whiskers stattfindet, liegt bei einer gestörten Struktur eine Bewegung von mehreren Domänenwänden vor, die ähnlich zur SF-Struktur

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

weniger Zeit zum Ummagnetisieren der Probe brauchen. Dadurch ergibt sich bei vergleichbaren Frequenzen immer noch eine MI-Änderung, während sie bei einer idealen LS einbrechen würde. Dies zeigt, dass die schwindende Frequenzabhängigkeit ein weiteres Indiz für eine von der LS verschiedene Domänenstruktur im feldfreien Zustand ($B = 0$ und $I = 0$) ist.

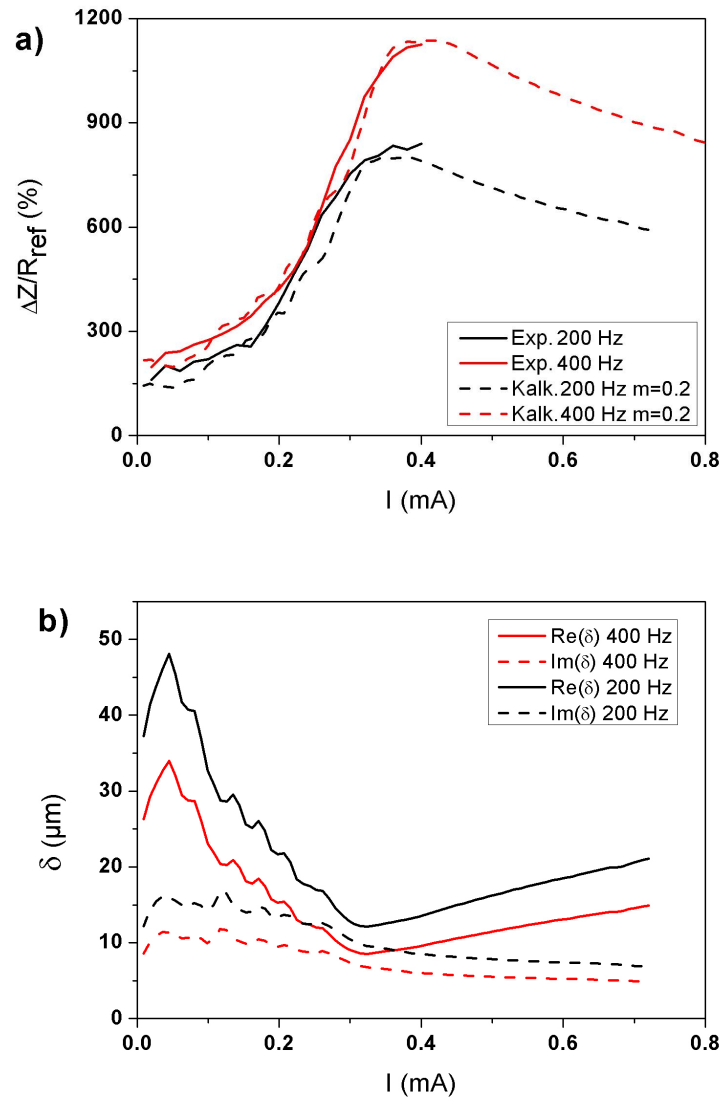


Abb. 6.30.: a) $\Delta R/R_{\text{ref}}$ in Abhängigkeit von der Stromstärke für 200 und 400 Hz. Durchgezogene Linien präsentieren experimentelle Ergebnisse, wohingegen der berechnete Verlauf gestrichelt dargestellt ist. Für die Berechnung flossen die MI-Messungen bei RT und MR-Messungen bei LT ein. Der Faktor m charakterisiert die Permeabilität und wurde an die experimentellen Befunde angepasst. b) Die aus a) resultierenden Komponenten der Skineindringtiefe.

Trotzdem findet eine MI-Änderung statt, die nicht alleine mit magnetoresistiven Effekten erklärt werden kann. Dies bedeutet, dass untersucht werden muss, in welcher Größenordnung sich die Skineindringtiefe bewegt. Im Gegensatz zu den RT-Messungen muss an dieser Stelle der LMR berücksichtigt werden. Die Idee besteht nun darin, dass aus den MR-Messungen die Änderung der Leitfähigkeit $\sigma(B, I)$ und aus den MI-Messungen bei Raumtemperatur die effektive umlaufende Permeabilität $\mu_\phi(B, I, f)$ extrahiert wird. Anschließend werden die Datensätze bezüglich des Schwellenwertes angepasst, d.h. die Stromabhängigkeit von $\mu_\phi(B, I, f)$ mit einem Offset versehen, so dass die Schwellenwerte übereinstimmen. Es wird angenommen, dass beim Wechselstrom der LMR ohne Verluste das σ beeinflusst. Dies bedeutet, dass zeitlich gesehen die Anwesenheit von Domänen mit einer Magnetisierung parallel zum Strom vernachlässigt wird. Während $\sigma(B, I)$ unverändert übernommen wird, geht $\mu_\phi(B, I, f)$ mit einem Vorfaktor m in Gl. (2.60) ein. Der Faktor m wird anschließend so angepasst, dass ΔZ mit den experimentellen Daten übereinstimmt. In Anhang A.5 ist die dazugehörige Maple-Datei zu finden.

In Abb. 6.30 a) wird die gemessenen Impedanzänderungen und die dazugehörigen Simulationen für 200 und 400 Hz gezeigt, die oben beschrieben wurden. Für beide Frequenzen wurde $m = 0.2$ gesetzt. Diese Dämpfung der umlaufenden Permeabilität kann auf Wirbelstromverluste zurückgeführt werden. Diese hängen u.a. von der Leitfähigkeit ab, die beim Abkühlen gesteigert wird.

Experimentell wurde nur bis 0.4 A gemessen, so dass in dem Bereich des Abklingens leider nicht vorgedrungen wurde. Betrachtet man aber die Literatur, so findet man bei Berthe *et al.* ein abklingendes Verhalten [124]. Damals noch ungeklärt, zeigt diese Betrachtung, dass es sich um einen MI-Effekt handelt, der die aufgrund der kleinen Frequenz von 84 Hz als DC-Messung angenommenen Messung überlagert.

In Abb. 6.30 b) sind die Komponenten der Skineindringtiefe für die kalkulierten Fälle gezeigt. Zu erkennen ist, dass die Größenordnung bei $10 \mu\text{m}$ liegt, also nicht wesentlich kleiner als λ . Wenn man die Gl. (2.60) und (2.53) näher betrachtet, so sieht man, dass der LMR auf der einen Seite in Form des R_{DC} den Effekt vergrößert, aber auf der anderen Seite zu einer Steigerung der Skineindringtiefe führt. Dies ist unvorteilhaft, wenn man eine kleinere Skineindringtiefe erreichen will.

Ein Aspekt, der bisher vollständig vernachlässigt wurde, ist die Inhomogenität der Leitfähigkeit innerhalb des Leiters. Während bei RT der Unterschied der spezifischen Widerstände von parallel und senkrecht zum Strom magnetisierter Domänen vernachlässigbar ist, so führt der LMR zu einer deutlichen Diskrepanz zwischen den spezifischen Widerständen der unterschiedlich magnetisierten Domänen. Der parallel bzw. antiparallel

6. Ursprung des Magnetoimpedanzverhaltens von Fe-Whiskern

magnetisierte Kern des Fe-Whiskers hat eine um dem LMR kleineren spezifischen Widerstand. Dies führt zu einer Konzentrierung der Stromdichte zum Kern hin. Dies wirkt also ebenfalls dem Skineffekt entgegen.

6.3.2. Frequenzabhängigkeit

Betrachtet man die Ergebnisse aus Abb. 5.14, stellt man fest, dass sich die Verläufe bis auf die bei RT zu beobachtenden Einbrüche und die Größe des Effektes grundsätzlich ähneln. Aus einem Einzelpeak bei sehr kleinen Frequenzen bilden sich in beiden Komponenten unterschiedlich schnell Doppelpeaks aus, die bei unterschiedlichen Feldstärken ihr Maximum haben.

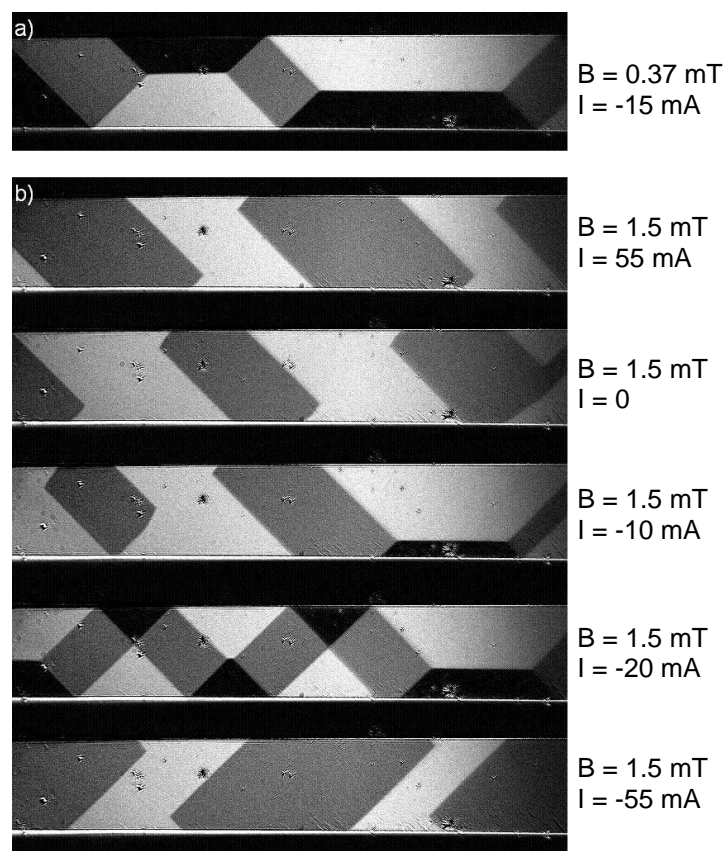


Abb. 6.31.: MOKE-Aufnahmen eines defekten Fe-Whiskers mit einer Kantenlänge von $112 \mu\text{m}$. a) Eine gestörte Landastruktur, die beim Übergang zwischen den SC-Strukturen unterschiedlich magnetisierter Hüllen defekter Kristalle auftritt. b) Der Übergang zwischen den zwei schraubenförmigen Strukturen. Während diese nahezu störungsfrei ausgebildet sind, so zeigt sich beim Übergang eine stark gestörte Landastruktur.

Das Auftauchen der Doppelpeaks bei gleichzeitigem Ausbleiben der Einbrüche spricht zunächst gegen die Argumentation einer gestörten Domänenstruktur. Als Gegenargument kann angebracht werden, dass Verspannungen oder Defekte wohl kaum zur Ausbildung einer SF-Struktur führen, d.h. keine unterschiedlichen Regime vorgefunden werden sollten. Magnetooptische Untersuchungen an mit Gleichstrom durchflossenen Fe-Whiskern, die für $B = 0$ und $I = 0$ eine gestörte Domänenstruktur besitzen, zeigen jedoch das Gegenteil. Wie in Abb. 6.31 zu sehen ist, kommt es trotz Störungen zum Ausbilden einer SF-Struktur. Die MOKE-Aufnahme unter a) zeigt einen Fe-Whisker mit einer gestörten Landastruktur. Die Aufnahme wurde beim Übergang zwischen den umgekehrt magnetisierten SC-Strukturen gemacht. Unter b) ist derselbe Fe-Whisker in einem externen longitudinalen Feld von 1.5 mT bei variierender DC-Stromstärke gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass trotz Störung eine SF-Struktur auftritt. Deshalb ist das Auftreten der Doppelpeaks kein Widerspruch, da auch bei einem defekten Fe-Whisker in Abhängigkeit der zwei konkurrierenden Magnetfelder die SC und SF-Struktur auftauchen.

7. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden das Magnetoimpedanzverhalten von Eiseneinkristallen und dessen Ursprung untersucht. Dazu wurde ein automatisierter Messaufbau realisiert, mit dem neben Magnetowiderstands- auch Magnetoimpedanzmessung für Frequenzen bis 100 kHz durchgeführt werden können. Die Messungen können sowohl bei Raumtemperatur als auch bei 4.2 K vollzogen werden und liefern einen Überblick über das facettenreiche Magnetoimpedanzverhalten der Eiseneinkristalle. Neben einem Einzelpeakverhalten wird bei steigenden Frequenzen sowohl beim Real- als auch Imaginärteil der Impedanz ein Doppelpeak beobachtet. Des Weiteren zeigt sich hierbei auch bei kleinen externen longitudinalen Magnetfeldstärken ein instabiler hysteretischer Verlauf. Grundvoraussetzung für die Impedanzänderung im externen longitudinalen Magnetfeld ist eine Mindeststromstärke, unterhalb derer keine nennenswerten Änderungen auftreten. Oberhalb dieses frequenzabhängigen Schwellenwertes ist ein Abklingen des Effektes zu detektieren. Parameterabhängig konnten Magnetoimpedanzänderungen von bis zu 150% gemessen werden.

Die Berechnung der komplexen effektiven umlaufenden Permeabilität aus den Messdaten unter Verwendung des Skinformalismus für runde Leiter bietet einen tieferen Einblick in die zugrundeliegenden Mechanismen dieser Impedanzänderung. Wird der Betrag der effektiven umlaufenden Permeabilität betrachtet, so zeigt sich ein Einzelpeak, der ab einer gewissen Frequenz einbricht. Aus der Phase kristallisieren sich eindeutig drei Regime bezüglich des externen Magnetfeldes aus. Der Betrag der effektiven umlaufenden Permeabilität erreicht Werte von bis zu 14000.

Magnetooptische Untersuchungen an Fe-Whiskern, die von einem Gleichstrom durchflossen und einem externen longitudinalen Magnetfeld ausgesetzt wurden, zeigen, dass abhängig von dem dominierenden Magnetfeld drei unterschiedliche Domänenstrukturen zu finden sind. Neben den aus der Literatur bekannten Landau- und Hülle-Kern-Struktur zeigt sich eine weitere Domänenstruktur, bei der an der Oberfläche Domänen mit einer Magnetisierungsrichtung parallel zum Oerstedfeld oder dem externen Magnetfeld auftreten. Untersuchungen an zwei benachbarten Oberflächen deuten auf einen spiralförmigen

7. Zusammenfassung

Verlauf der Domänenwände hin.

Neben magnetooptischen Kerreffektaufnahmen stromdurchflossener Fe-Whisker zeigen Energiedichtebetrachtungen und mikromagnetische Simulationen, dass die Landaustruktur zu einer Hülle-Kern-Struktur übergeht. Zudem zeigt sich, dass ein langsames Anwachsen der Hüllendomänen bei dem Ummagnetisierungsprozess eine untergeordnete Rolle spielt. Es zeigt sich vielmehr, dass sich die Kerndomänenwände bei Steigerung der Stromstärke nur vernachlässigbar stark bewegen, nachdem die Hülle-Kern-Struktur einmal entstanden ist. Interessant ist auch die Tatsache, dass der Kern als Eindomäne vorliegt, die Probe also eine Magnetisierung entlang der Wachstumsrichtung zeigt, ohne dass ein äußeres Magnetfeld angelegt wurde. Die spiralförmige Domänenstruktur zeigt indes eine reversible Domänenwandbewegung bei Variation der Stromstärke.

Die Einbrüche der Impedanzänderungen bei Erniedrigung der Stromstärke oder Erhöhung der Frequenz sind als Folgen nicht mehr stattfindender Ummagnetisierungsprozesse zu sehen. Die Erniedrigung der Stromstärke verursacht eine langsamere Domänenwandbewegung und die Erhöhung der Frequenz bewirkt eine kleinere zur Verfügung stehende Ummagnetisierungszeit. Hieraus lässt sich eine Domänenwandgeschwindigkeit herleiten, die stromabhängig einige 100 m/s betragen kann. Diese unterschiedlichen Domänenstrukturen und ihre Ummagnetisierungsdynamiken sind als die Hauptursache für das vorliegende Magnetoimpedanzverhalten anzusehen.

Aus den Tieftemperaturmessungen geht hervor, dass der Lorentzmagnetowiderstand zusätzlich die Magnetoimpedanzänderungen beeinflusst. Das Ausbleiben der aus den Raumtemperaturmessungen bekannten Einbrüche der Magnetoimpedanzänderung und eine Erhöhung des Schwellenwertes deuten auf spannungsbedingte Störungen der Domänenstruktur hin. Unabhängig von diesen Störungen lässt sich die spiralförmige Domänenstruktur bei magnetooptischen Untersuchungen an von Gleichstrom durchflossenen Fe-Whiskern beobachten. Das wiederum stimmt mit dem beobachteten Übergang von Einzel- zum Dopplepeak überein. Im Vergleich zur Raumtemperatur konnten bei 4.2 K Änderungen von einigen Hundert Prozent gemessen werden.

Obwohl die Betrachtung der Domänenstrukturen viele Charakteristika des Magnetoimpedanzverhaltens erklären konnten, bleiben dennoch offene Fragen zurück. Hierzu zählt der Ursprung des zunächst leicht ansteigenden Betrages der Permeabilität bei steigenden Frequenzen. Des Weiteren bleibt abzuwarten, ob reinere Fe-Whisker, die ein größeres Restwiderstandsverhältnis besitzen, zu einer mittleren freien Weglänge der Elektronen führen können, die größer als die Skineindringtiefe ist.

8. Publikationen und Konferenzbeiträge

8.1. Publikationen

- M Langosch, H Gao, and U Hartmann. Giant magneto-impedance of iron whiskers, *Journal of Physics D: Applied Physics* **45**, 085001, 2012
- M Langosch, T Karwoth, H Gao, and U Hartmann. Frequency dependence of the giant magnetoimpedance of iron whiskers (in preparation), 2013
- M Langosch, H Gao, and U Hartmann. Current-controlled giant magnetoimpedance of iron single crystals (in preparation), 2013
- M Langosch, T Karwoth, H Gao, and U Hartmann. Magnetic domains of dc current iron single crystal in the external magnetic field (in preparation), 2013

8.2. Konferenzbeiträge

8.2.1. Präsentationen

- M. Langosch, H. Gao, and U. Hartmann, Magneto-resistance and magnetoimpedance measurements on iron whiskers, Frühjahrstagung der DPG, Dresden, 2009
- M. Langosch, H. Gao, and U. Hartmann, Magneto-impedance measurements on iron whiskers, Frühjahrstagung der DPG, Regensburg, 2010
- M. Langosch, H. Gao, and U. Hartmann, The AC transport properties of iron whiskers at 4.2 K, Frühjahrstagung der DPG, Dresden, 2011
- M. Langosch, H. Gao, and U. Hartmann, Domain-structure-induced giant magnetoimpedance of iron whiskers, Frühjahrstagung der DPG, Berlin, 2012

8.2.2. **Poster**

- M. Langosch, H. Gao, and U. Hartmann, Magneto-Resistance and Magneto-Impedance Measurements on Iron Whiskers, International conference on magnetism, Karlsruhe, 2009
- M. Langosch, H. Gao, and U. Hartmann, Magneto-impedance of iron whiskers at low temperature, Frühjahrstagung der DPG, Berlin, 2012
- M. Langosch, H. Gao, and U. Hartmann, Giant magneto-impedance of iron whiskers at varying temperature, Joint European Magnetic Symposia, Parma, 2012
- M. Langosch, T. Karwoth, H. Gao, and U. Hartmann, Domain-structure-induced giant magneto-impedance, Frühjahrstagung der DPG, Regensburg, 2013

A. Anhang

A.1. Labview

Hier folgt eine detaillierte Beschreibung der virtuellen Instrumente (VI), die unter Labview programmiert wurden. Die verwendeten Messinstrumente samt einer Skizze des Messaufbaus befindet sich in Abschnitt 4. Die Bedienoberflächen gliedern sich in einzelne Bereiche der Ein- bzw. Ausgabe von Daten, die in den Abb. A.1 und A.2 mit Ziffern hervorgehoben sind.

Für MI-Messung kann auf das VI *LowTempMeas4.0.vi* zurückgegriffen werden, wie es in

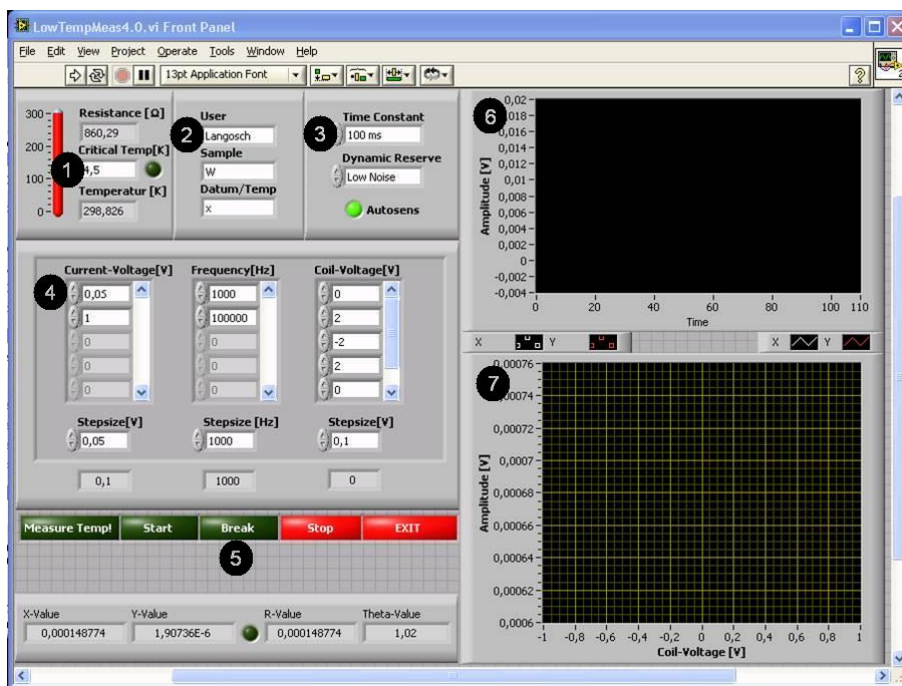


Abb. A.1.: Bedienoberfläche zum Magnetoimpedanzmessaufbau. Hell unterlegt sind die Eingabefelder für den Nutzer.

Abb. A.1 zu sehen ist. Für MR-Messungen kann *LowTempMeas6.1.vi* verwendet werden. Von der Bedienoberfläche sind beide VIs sehr ähnlich aufgebaut, so dass die Beschreibung von *LowTempMeas4.0.vi* zum Verständnis vollkommen genügt.

A. Anhang

Im Falle von Tieftemperaturmessungen besteht unter (1) die Möglichkeit eine Abbruchbedingung mit dem grünen Knopf zu aktivieren. Überschreitet die gemessene Temperatur die daneben eingegebene kritische Temperatur, so führt dies zum Abbruch der Messung. Grund hierfür ist in erster Linie die Vermeidung einer Überhitzung der Spule, falls kein Helium mehr zum Kühlen bereitsteht.

Unter (2) befinden sich Eingabefelder, die zum Anlegen eines Ordners dienen, in dem die Messdaten abgespeichert werden. Diese sind anschließend im Ordner *Lowtempmeas* abgelegt, der sich auf dem Desktop befindet.

Bei (3) lassen sich Einstellungen am Lock-In-Verstärker vornehmen. Die Option *Auto-sens*, die ebenfalls mit einem grünen Knopf aktiviert wird, verhindert den *Overload*, indem es die Sensitivität des Lock-In-Verstärkers automatisch anpasst. Hierbei wird nicht auf den im Lock-In-Verstärker installierten Algorithmus zurückgegriffen, da dieser sich als zu zeitaufwändig entpuppt hat. Für näher Interessierte wird auf das entsprechend neu angelegte Sub-VI verwiesen.

Die Messparameter werden in (4) eingegeben. Hierbei sind die Anfangs- und Endpunkte bzw. auch die Wendepunkte im Falle einer Schleife in eine Liste einzugeben. Die unter *Current-Voltage* eingegebenen Werte in der Einheit V entsprechen einem zehntel des Wertes für den angelegten Strom in der Einheit A. Im Falle der DC-Messung ist der Faktor 1. Grund hierfür ist die verwendete spannungsgesteuerte Stromquelle. Unterhalb der Listen sind für jeden Parameter die Schrittweiten einzugeben. Hierbei ist darauf zu achten, dass die eingegebenen Werte mit der entsprechenden Liste kompatibel sind.

Zum Starten der Messung dienen die Knöpfe bei (5). Zudem findet sich hier auch der Knopf zur manuellen Temperaturmessung. Die Ausgabe der Messwerte erfolgt in (6) und (7). Während unter (6) die laufenden Messwerte angezeigt werden, so wird unter (7) die Messkurve der zuletzt durchlaufenen Magnetfeldschleife angezeigt.

Zur Analyse der gesamten Messdaten dient das VI *Viewer2.1.vi*, dessen Bedienoberfläche in Abb. A.2 gezeigt ist. Zunächst muss unter (1) das sogenannte *Parameter-file* gesucht werden. Diese Datei befindet sich bei den abgespeicherten Messdaten im *Lowtempmeas*-Ordner. Ist die gewünschte Datei gefunden, so muss sie zunächst durch Betätigung des *apply*-Knopfes übernommen werden. Ist dies erfolgreich, so können unter (2) die Parameter der ausgesuchten Messung betrachtet werden.

Unter (3) kann die darzustellende Größe, die Auftragung gegen f oder I , der Referenzwiderstand usw. ausgewählt werden. Bei *index* und *length* wählt man den darzustellenden Ausschnitt der Magnetfeldschleife. Unter *Multiplier* ist der Faktor $x = B/U_{coil}$ einzugeben, der angibt bei welcher Betriebsspannung der Spule U_{coil} welche Feldstärke erzeugt

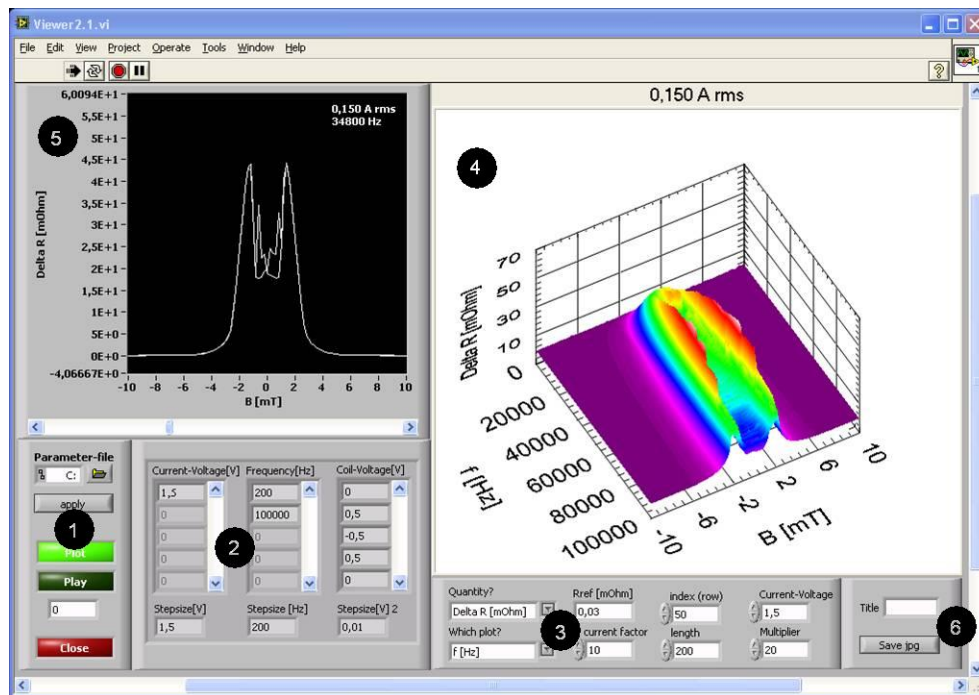


Abb. A.2.: Bedienoberfläche zur Visualisierung von Messergebnissen.

wird. Sind alle Eingaben getätigt, so wird unter (1) mit dem *Plot*-Knopf die Graphen angezeigt. Hierbei kann unter (5) mit der Scrollbar ein bestimmter Frequenzwert eingestellt werden oder mit den *Play*-Knopf eine Animation betrachtet werden. Das Eingabefeld unterhalb von *Play* bestimmt die Wiedergabegeschwindigkeit.

Zuletzt kann unter (6) die 3D-Darstellung als *jpg*-Datei abgespeichert werden. Das abgespeicherte Bild wird im selben Ordner wie die *Parameter-file* hinterlegt.

A.2. Energiebetrachtung

Hier ein Auszug aus Maple zur Untersuchung der Existenz eines Kernes mit und ohne 180° -Domänenwand ohne externes Magnetfeld, aber angelegtem Strom. Die Betrachtung wurde auf eine Fläche (Querschnitt) reduziert. Zu sehen ist das Gerüst für die Energiebetrachtungen, d.h. dass nicht alle hier aufgeführten Definitionen zur Berechnung herangezogen wurden. Die Resultate wurden in Form eines ASCII-Datensatzes herausgegeben und in Origin weiterverarbeitet.

Speziell bei der Wahl der Näherung für das Oerstedfeld hat sich herausgestellt, dass eine unglückliche Wahl zum Entstehen von einem energetischen Minimum führt, das physi-

A. Anhang

kalisch nicht begründet werden kann. Für die Energiebetrachtungen wurde letztlich das Oerstedfeld, das im Schwerpunkt der Domäne zu finden ist, herangezogen.

```

> restart :
with(plots);

#####
#FILES#####
#####

file := fopen("D:\\data/energiebetrachtung-vereinfacht-100a.txt", WRITE);

#####
#KONSTANTEN#####
#####

mu0 := evalf(4·Pi·10-7);

#  $\frac{[V][s]}{[A][m]}$ 

K1 := 42·103;

#  $\frac{[J]}{[m]^3}$ 

A := 21·10-12;

#  $\frac{[J]}{[m]}$ 

MS := 1.7·106;

#  $\frac{[A]}{[m]}$ 

#####
#AUSMASSE WHISKER#####
#####

a := 0.00008;
b := 0.00008;
c := 100·a;

x1 := - $\frac{a}{2}$ ;
x2 :=  $\frac{a}{2}$ ;
y1 := - $\frac{b}{2}$ ;

```

$$y2 := \frac{b}{2};$$

#[[m]]

 #FELDER#####Oerstedfeld und Entmagnetisierung#####
 #####

$$H_x := (x, y, i) \rightarrow \frac{-i}{2 \cdot \pi \cdot a \cdot b} \left(\frac{1}{2} \cdot \left(x + \frac{b}{2}\right) \cdot \ln \left(\frac{\left(y + \frac{a}{2}\right)^2 + \left(x + \frac{b}{2}\right)^2}{\left(y - \frac{a}{2}\right)^2 + \left(x + \frac{b}{2}\right)^2} \right) - \frac{1}{2} \cdot \left(x - \frac{b}{2}\right) \right. \\
\cdot \ln \left(\frac{\left(y + \frac{a}{2}\right)^2 + \left(x - \frac{b}{2}\right)^2}{\left(y - \frac{a}{2}\right)^2 + \left(x - \frac{b}{2}\right)^2} \right) + \left(y + \frac{a}{2}\right) \cdot \left(\arctan \left(\frac{\left(x + \frac{b}{2}\right)}{\left(y + \frac{a}{2}\right)} \right) \right. \\
\left. \left. - \arctan \left(\frac{\left(x - \frac{b}{2}\right)}{\left(y + \frac{a}{2}\right)} \right) \right) \right) - \left(y - \frac{a}{2}\right) \cdot \left(\arctan \left(\frac{\left(x + \frac{b}{2}\right)}{\left(y - \frac{a}{2}\right)} \right) - \arctan \left(\frac{\left(x - \frac{b}{2}\right)}{\left(y - \frac{a}{2}\right)} \right) \right) \right)$$

;

$$H_y := (x, y, i) \rightarrow \frac{i}{2 \cdot \pi \cdot a \cdot b} \left(\frac{1}{2} \cdot \left(y + \frac{a}{2}\right) \cdot \ln \left(\frac{\left(x + \frac{b}{2}\right)^2 + \left(y + \frac{a}{2}\right)^2}{\left(x - \frac{b}{2}\right)^2 + \left(y + \frac{a}{2}\right)^2} \right) - \frac{1}{2} \cdot \left(y - \frac{a}{2}\right) \right. \\
\cdot \ln \left(\frac{\left(x + \frac{b}{2}\right)^2 + \left(y - \frac{a}{2}\right)^2}{\left(x - \frac{b}{2}\right)^2 + \left(y - \frac{a}{2}\right)^2} \right) + \left(x + \frac{b}{2}\right) \cdot \left(\arctan \left(\frac{\left(y + \frac{a}{2}\right)}{\left(x + \frac{b}{2}\right)} \right) \right. \\
\left. \left. - \arctan \left(\frac{\left(y - \frac{a}{2}\right)}{\left(x + \frac{b}{2}\right)} \right) \right) \right) - \left(x - \frac{b}{2}\right) \cdot \left(\arctan \left(\frac{\left(y + \frac{a}{2}\right)}{\left(x - \frac{b}{2}\right)} \right) - \arctan \left(\frac{\left(y - \frac{a}{2}\right)}{\left(x - \frac{b}{2}\right)} \right) \right) \right)$$

;

$$H_z := (x, y, d) \rightarrow -\frac{MS}{\left(\frac{c}{2d}\right)^2} \cdot \left(\ln \left(\frac{2c}{2d} \right) - 1 \right);$$

fieldplot([Hx(x, y, 1), Hy(x, y, 1)], x=x1..x2, y=y1..y2);

 #####Magnetisierung 1#####
 #####

#Landastruktur#####

$$\begin{aligned}
m1x &:= (x, y) \rightarrow 0 : \\
m1y &:= (x, y) \rightarrow 0 : \\
m1z &:= (x, y) \rightarrow \begin{cases} 1 & \left(-\frac{a}{2} < x < 0\right) \wedge \left(-\frac{a}{2} < y < \frac{a}{2}\right) \\ -1 & \left(\frac{a}{2} > x > 0\right) \wedge \left(-\frac{a}{2} < y < \frac{a}{2}\right) \end{cases} :
\end{aligned}$$

#SC mit 180-Domänenwand#####

$$m2x := (x, y, d) \rightarrow \begin{cases} -1 & (x < y) \wedge (-x < y) \wedge (y \geq d) \\ 1 & (x > y) \wedge (-x > y) \wedge (-y \geq d) \end{cases} :$$

$$m2y := (x, y, d) \rightarrow \begin{cases} 1 & (x > y) \wedge (-x < y) \wedge (x \geq d) \\ -1 & (x < y) \wedge (-x > y) \wedge (-x \geq d) \end{cases} :$$

$$m2z := (x, y, d) \rightarrow \begin{cases} 1 & (-d < x < 0) \wedge (-d < y < d) \\ -1 & (d > x > 0) \wedge (-d < y < d) \end{cases} :$$

#SC ohne 180-Domänenwand#####

$$m3x := (x, y, d) \rightarrow \begin{cases} -1 & (x < y) \wedge (-x < y) \wedge (y > d) \\ 1 & (x > y) \wedge (-x > y) \wedge (-y > d) \end{cases} :$$

$$m3y := (x, y, d) \rightarrow \begin{cases} 1 & (x > y) \wedge (-x < y) \wedge (x > d) \\ -1 & (x < y) \wedge (-x > y) \wedge (-x > d) \end{cases} :$$

$$m3z := (x, y, d) \rightarrow \begin{cases} 1 & (-d < x < d) \wedge (-d < y < d) \\ 0 & (d < x) \wedge (x < -d) \wedge (d < y) \wedge (y < -d) \end{cases} :$$

#Kontrolle der Magnetisierung#####

$$\text{fieldplot}\left(\left[m2x\left(x, y, \frac{a}{6}\right), m2y\left(x, y, \frac{a}{6}\right)\right], x = -\frac{a}{2} \dots \frac{a}{2}, y = -\frac{a}{2} \dots \frac{a}{2}\right);$$

$fieldplot\left(\left[m3x\left(x, y, \frac{a}{6}\right), m3y\left(x, y, \frac{a}{6}\right)\right], x = -\frac{a}{2} \dots \frac{a}{2}, y = -\frac{a}{2} \dots \frac{a}{2}\right);$

 #WANDENERGIEDICHTEN#####
 #####

$g180 := 2 \cdot \sqrt{KI \cdot A};$
 $g90 := \sqrt{KI \cdot A};$
 $g90b := 1.7274 \cdot \sqrt{KI \cdot A};$

 #ENERGIEDICHTEN#####
 #####

#Landastruktur#####

$ES1 := i \rightarrow -4 \cdot \mu0 \cdot MS \cdot 0;$
 $EW1 := i \rightarrow a \cdot g180;$

$E1 := i \rightarrow ES1 \begin{pmatrix} i \end{pmatrix} + EW1 \begin{pmatrix} i \end{pmatrix};$

#SC mit 180-Domänenwand#####

$ES2 := \begin{pmatrix} d, i \end{pmatrix} \rightarrow 2 \cdot \mu0 \cdot MS \cdot Hx\left(0, \frac{2}{3} \left(\left(\frac{a}{2}\right)^3 - d^3\right) \cdot \left(\left(\frac{a}{2}\right)^2 - d^2\right)^{-1}, i\right) \cdot \begin{pmatrix} \left(\frac{a}{2}\right)^2 - d^2 \end{pmatrix};$

$EW2 := d \rightarrow 4 \cdot 2 \cdot d \cdot g90 + 4 \cdot \sqrt{2} \left(\frac{a}{2} - d\right) g90b + 2 \cdot d \cdot g180;$

$E2 := \begin{pmatrix} d, i \end{pmatrix} \rightarrow evalf \left(ES2 \begin{pmatrix} d, i \end{pmatrix} + EW2 \begin{pmatrix} d \end{pmatrix} \right);$

#SC ohne 180-Domänenwand#####

$$ES3 := \begin{pmatrix} d, i \end{pmatrix} \rightarrow 2 \cdot \mu_0 \cdot MS \cdot Hx \left(0, \frac{2}{3} \left(\left(\frac{a}{2} \right)^3 - d^3 \right) \cdot \left(\left(\frac{a}{2} \right)^2 - d^2 \right)^{-1}, i \right) \cdot \begin{pmatrix} \left(\frac{a}{2} \right)^2 - d^2 \end{pmatrix} - \mu_0 \\ \cdot MS \cdot Hz(0, 0, d) \cdot d^2;$$

$$EW3 := d \rightarrow 4 \cdot 2 \cdot d \cdot g90 + 4 \cdot \sqrt{2} \begin{pmatrix} \frac{a}{2} - d \end{pmatrix} g90b;$$

$$E3 := \begin{pmatrix} d, i \end{pmatrix} \rightarrow evalf \left(ES3 \begin{pmatrix} d, i \end{pmatrix} + EW3 \begin{pmatrix} d \end{pmatrix} \right);$$

#BERECHNUNG#####
#####

for laufi **from** 1 **to** 20 **do**

i := laufi · 0.001 :

for laufd **from** 0 **to** 49 **do**

d := $\frac{\text{laufd} \cdot a}{100}$:

$$\text{energ1} := evalf \left(E1 \begin{pmatrix} i \end{pmatrix} \right);$$

$$\text{energ2} := evalf \left(E2 \begin{pmatrix} d, i \end{pmatrix} \right);$$

$$\text{energ3} := evalf \left(E3 \begin{pmatrix} d, i \end{pmatrix} \right);$$

```
fprintf( file, "%1.12ft%1.12ft%1.12ft%1.12ft%1.12fn", i, d, energ1, energ2, energ3 ) :
```

```
end do:
```

```
end do:
```

```
fclose(file);
```

```
#####  
#NÄHERUNGEN FÜR DAS OERSTEDFELD#####  
#####
```

```
#Plot drei möglicher Näherungen gegen Kernradius#####
```

```
plot( [ [ -Hx( 0, var/2 + a/4, 0.1 ), -Hx( 0, 2/3 * ( (a/2)^3 - var^3 ) * ( (a/2)^2 - var^2 )^-1, 0.1 ),  
        0.1 / ( 2 * Pi * ( var/2 + a/4 ) ) * ( (var/2 + a/4)^2 / (a/2)^2 ), var = 0 .. a/2 ] ;
```

```
#Daraus resultierende Proportionalität für den Seemanterm#####
```

```
#Entstehung physikalisch nicht nachvollziehbarer Minima. Ausnahme stellt#####
```

```
#die Näherung über den Trapezschwerpunkt dar, die zur Anwendung kam.#####
```

```
plot( [ [ Hx( 0, var/2 + a/4, 0.1 ) * ( (a/2)^2 - var^2 ), -0.1 / ( 2 * Pi * ( var/2 + a/4 ) ) * ( (var/2 + a/4)^2 / (a/2)^2 ) *  
        ( (a/2)^2 - var^2 ), Hx( 0, 2/3 * ( (a/2)^3 - var^3 ) * ( (a/2)^2 - var^2 )^-1, 0.1 ) * ( (a/2)^2 - var^2 ), var  
        = 0 .. a/2 ] ;
```

[[animate](#), [animate3d](#), [animatecurve](#), [arrow](#), [changecoords](#), [complexplot](#), [complexplot3d](#), [conformal](#), [conformal3d](#), [contourplot](#), [contourplot3d](#), [coordplot](#), [coordplot3d](#), [densityplot](#), [display](#), [dualaxisplot](#), [fieldplot](#), [fieldplot3d](#), [gradplot](#), [gradplot3d](#), [implicitplot](#),

implicitplot3d, inequal, interactive, interactiveparams, intersectplot, listcontplot, listcontplot3d, listdensityplot, listplot, listplot3d, loglogplot, logplot, matrixplot, multiple, odeplot, pareto, plotcompare, pointplot, pointplot3d, polarplot, polygonplot, polygonplot3d, polyhedra_supported, polyhedraplot, rootlocus, semilogplot, setcolors, setoptions, setoptions3d, spacecurve, sparsematrixplot, surfdata, textplot, textplot3d, tubeplot]

file := 0

μ0 := 0.000001256637062

K1 := 42000

A := $\frac{21}{1000000000000}$

MS := 1.7000000 10⁶

a := 0.00008

b := 0.00008

c := 0.00800

x1 := -0.000040000000000

x2 := 0.000040000000000

y1 := -0.000040000000000

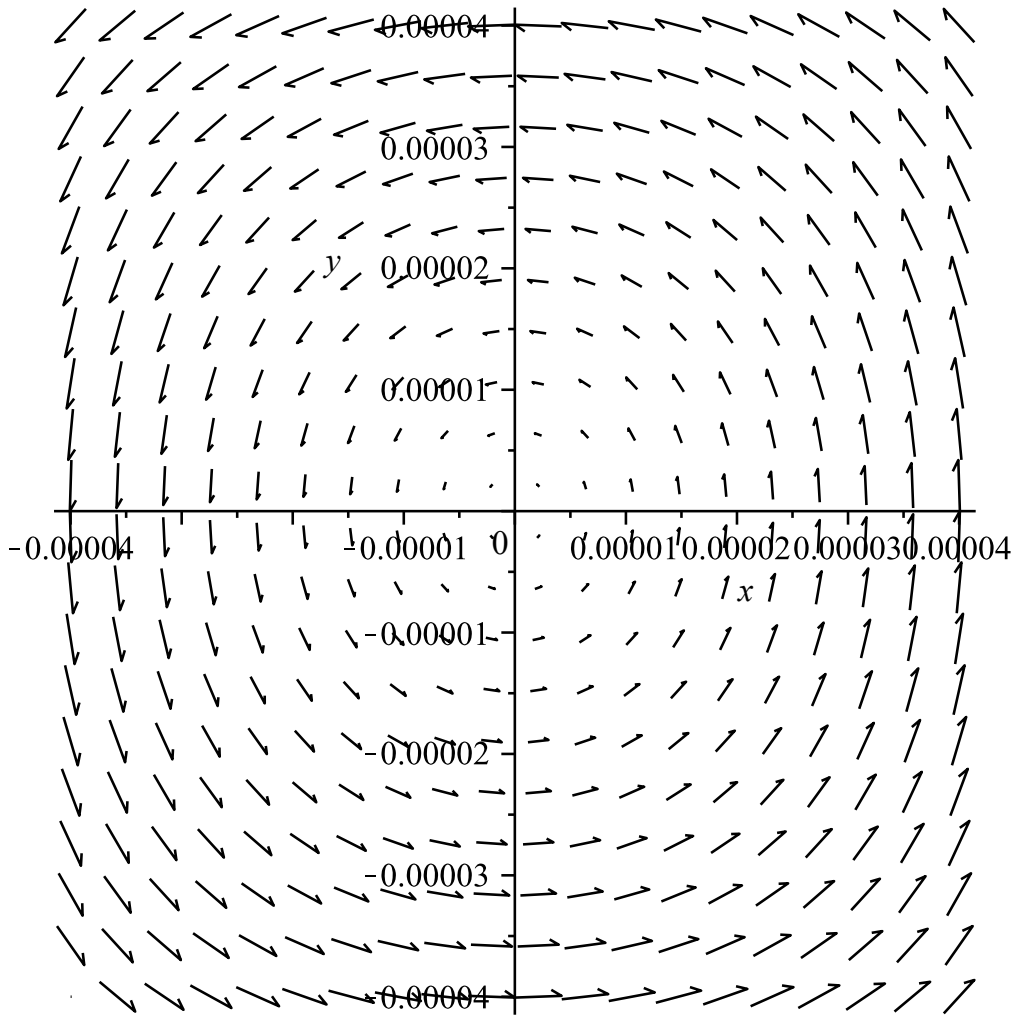
y2 := 0.000040000000000

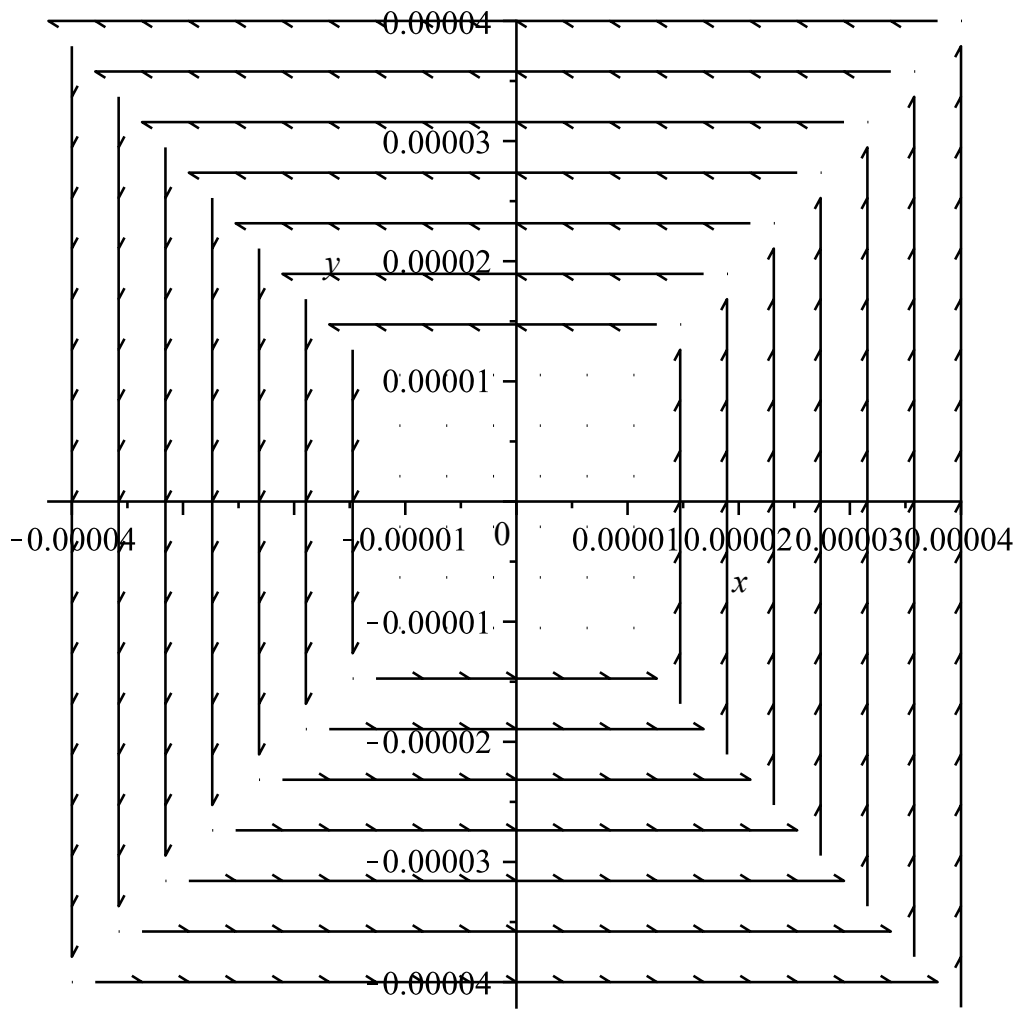
$$\begin{aligned}
 Hx := (x, y, i) \rightarrow & -\frac{1}{2} \frac{1}{\pi a b} \left(i \left(\left(\frac{1}{2} x + \frac{1}{4} b \right) \ln \left(\frac{\left(y + \frac{1}{2} a \right)^2 + \left(x + \frac{1}{2} b \right)^2}{\left(y - \frac{1}{2} a \right)^2 + \left(x + \frac{1}{2} b \right)^2} \right) - \left(\frac{1}{2} x \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{1}{4} b \right) \ln \left(\frac{\left(y + \frac{1}{2} a \right)^2 + \left(x - \frac{1}{2} b \right)^2}{\left(y - \frac{1}{2} a \right)^2 + \left(x - \frac{1}{2} b \right)^2} \right) + \left(y + \frac{1}{2} a \right) \left(\arctan \left(\frac{x + \frac{1}{2} b}{y + \frac{1}{2} a} \right) \right. \right. \\
 & \left. \left. - \arctan \left(\frac{x - \frac{1}{2} b}{y + \frac{1}{2} a} \right) \right) - \left(y - \frac{1}{2} a \right) \left(\arctan \left(\frac{x + \frac{1}{2} b}{y - \frac{1}{2} a} \right) - \arctan \left(\frac{x - \frac{1}{2} b}{y - \frac{1}{2} a} \right) \right) \right) \right)
 \end{aligned}$$

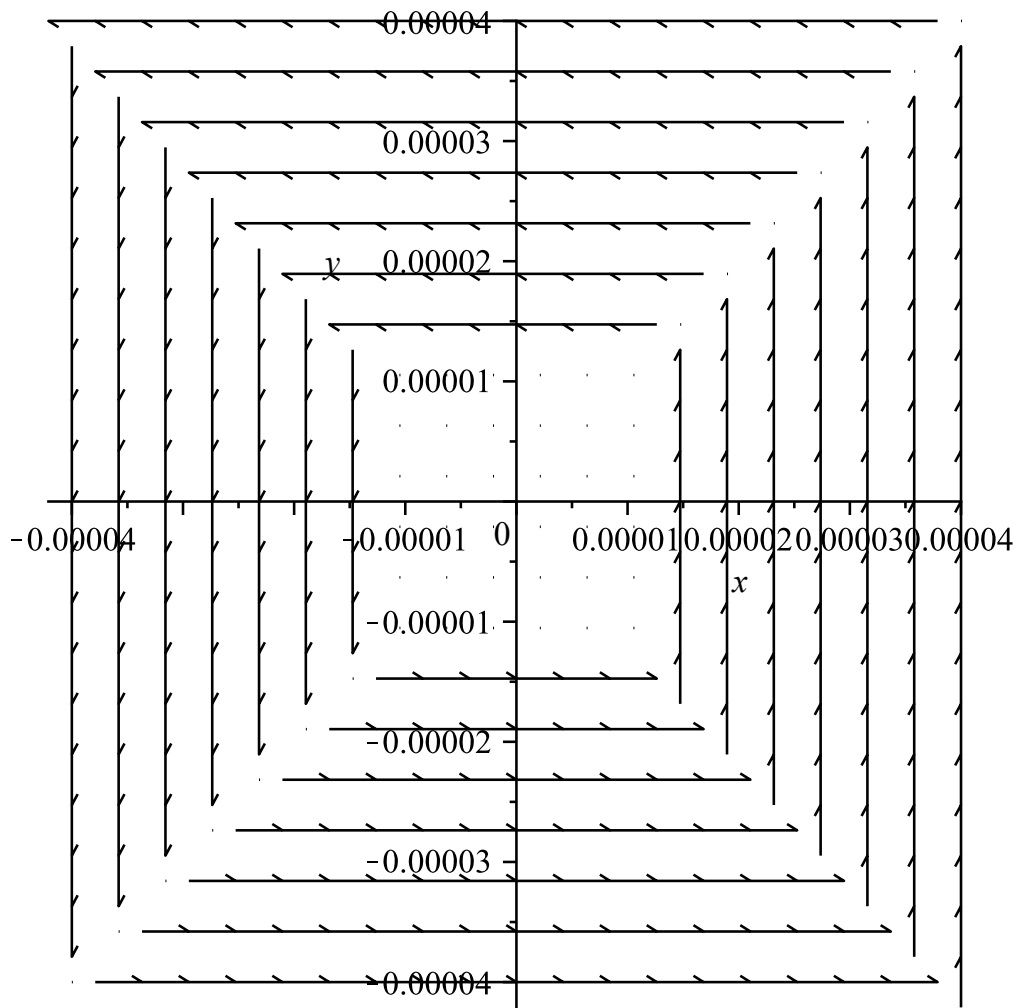
$$\begin{aligned}
 Hy := (x, y, i) \rightarrow & \frac{1}{2} \frac{1}{\pi a b} \left(i \left(\left(\frac{1}{2} y + \frac{1}{4} a \right) \ln \left(\frac{\left(y + \frac{1}{2} a \right)^2 + \left(x + \frac{1}{2} b \right)^2}{\left(y + \frac{1}{2} a \right)^2 + \left(x - \frac{1}{2} b \right)^2} \right) - \left(\frac{1}{2} y \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{1}{4} a \right) \ln \left(\frac{\left(y - \frac{1}{2} a \right)^2 + \left(x + \frac{1}{2} b \right)^2}{\left(y - \frac{1}{2} a \right)^2 + \left(x - \frac{1}{2} b \right)^2} \right) + \left(x + \frac{1}{2} b \right) \left(\arctan \left(\frac{y + \frac{1}{2} a}{x + \frac{1}{2} b} \right) \right. \right. \\
 & \left. \left. - \arctan \left(\frac{y - \frac{1}{2} a}{x + \frac{1}{2} b} \right) \right) - \left(x - \frac{1}{2} b \right) \left(\arctan \left(\frac{y + \frac{1}{2} a}{x - \frac{1}{2} b} \right) - \arctan \left(\frac{y - \frac{1}{2} a}{x - \frac{1}{2} b} \right) \right) \right) \right)
 \end{aligned}$$

$$-\arctan\left(\frac{y - \frac{1}{2}a}{x + \frac{1}{2}b}\right) - \left(x - \frac{1}{2}b\right) \left(\arctan\left(\frac{y + \frac{1}{2}a}{x - \frac{1}{2}b}\right) - \arctan\left(\frac{y - \frac{1}{2}a}{x - \frac{1}{2}b}\right) \right)$$

$$Hz := (x, y, d) \rightarrow -\frac{4MSd^2 \left(\ln\left(\frac{c}{d}\right) - 1 \right)}{c^2}$$







$$g180 := \frac{21}{25000} \sqrt{5}$$

$$g90 := \frac{21}{50000} \sqrt{5}$$

$$g90b := 0.0007255080000 \sqrt{5}$$

$$ES1 := i \rightarrow (-4) \mu_0 MS \cdot 0$$

$$EW1 := i \rightarrow a g180$$

$$E1 := i \rightarrow ES1(i) + EW1(i)$$

$$ES2 := (d, i) \rightarrow 2 \mu_0 MSHx \left(0, \frac{\frac{1}{12} a^3 - \frac{2}{3} d^3}{\frac{1}{4} a^2 - d^2}, i \right) \left(\frac{1}{4} a^2 - d^2 \right)$$

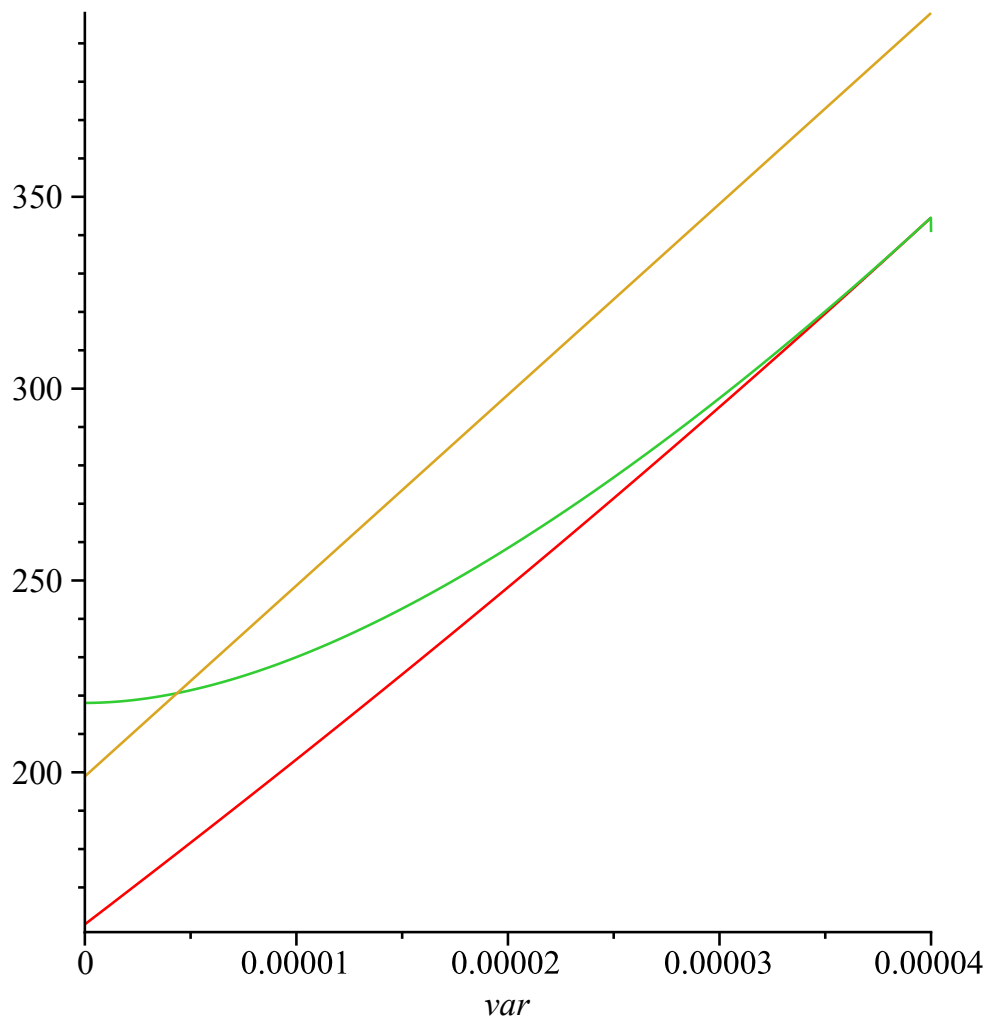
$$EW2 := d \rightarrow 8 d g90 + 4 \sqrt{2} \left(\frac{1}{2} a - d \right) g90b + 2 d g180$$

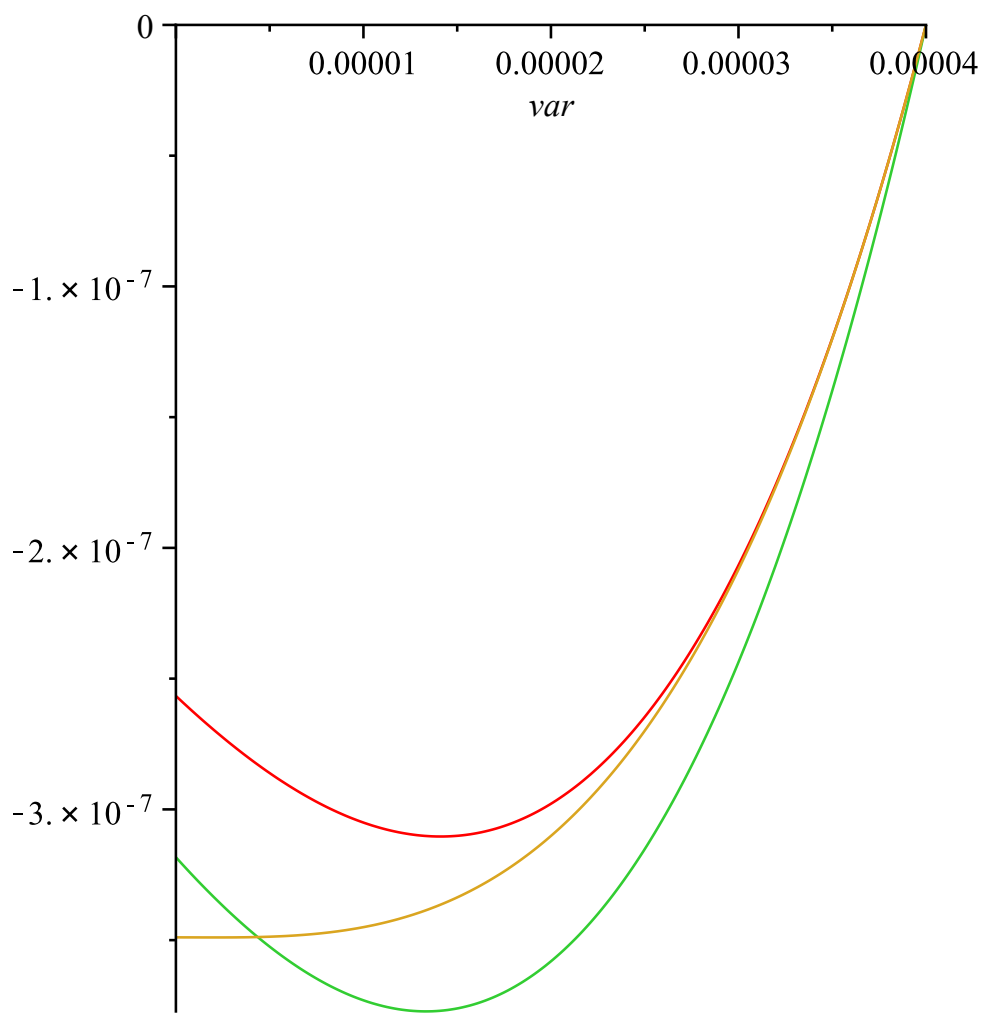
$$E2 := (d, i) \rightarrow \text{evalf}(ES2(d, i) + EW2(d))$$

$$ES3 := (d, i) \rightarrow 2 \mu_0 MS Hz \left(0, \frac{\frac{1}{12} a^3 - \frac{2}{3} d^3}{\frac{1}{4} a^2 - d^2}, i \right) \left(\frac{1}{4} a^2 - d^2 \right) - \mu_0 MS Hz(0, 0, d) d^2$$

$$EW3 := d \rightarrow 8 d g_{90} + 4 \sqrt{2} \left(\frac{1}{2} a - d \right) g_{90b}$$

$$E3 := (d, i) \rightarrow evalf(ES3(d, i) + EW3(d))$$





A.3. OOMMF

Es folgen die .mif-Dateien und eine .ohf-Datei zur Beschreibung der jeweiligen Probleme und des Oerstedfeldes:

Datei: 05.12.11.oerst.mif

Beschreibung: Zugehöriger Quellcode zu den Ergebnissen, die in Abb. 6.10 gezeigt sind.
Quellcode:

```
# MIF 2.1
set PI [expr {4*atan(1.)}]
set MU0 [expr {4*$PI*1e-7}]

Specify Oxs_BoxAtlas:atlas {
  xrange {-150E-9 150E-9}
  yrange {-130E-9 130E-9}
  zrange {0 4.0e-6}
}

Specify Oxs_RectangularMesh:mesh {
  cellsize {10e-9 10e-9 10e-9}
  atlas :atlas
}

Specify Oxs_CubicAnisotropy {
  K1 42E3
  axis1 { Oxs_UniformVectorField {
    norm 1
    vector {1 0 0}
  } }
  axis2 { Oxs_UniformVectorField {
    norm 1
    vector {0 1 0}
  } }
}
```

A. Anhang

```
Specify Oxs_UniformExchange {  
  A 20E-12  
}
```

```
Specify Oxs_StageZeeman {  
  script FileField  
  stage_count 201  
}
```

```
proc FileField { stage } {  
  set filelist { { hfeld020711.ohf 201 } :expand: }  
  set spec Oxs_FileVectorField  
  lappend spec [subst {  
    atlas :atlas  
    file [lindex $filelist $stage]  
    multiplier [expr {sin(($stage*0.03141592))*0.66666666 } ]  
  }]  
  return $spec  
}
```

```
Specify Oxs_Demag {}
```

```
Specify Oxs_EulerEvolve {  
  do_precess 1  
  gamma_LL 2.21e5  
  alpha 0.5  
}
```

```
Specify Oxs_TimeDriver {  
  basename test  
  vector_field_output_format {binary 4}  
  scalar_output_format %.15g  
  evolver Oxs_EulerEvolve  
  mesh :mesh
```



```

stopping_dm_dt 0.24066826880565009
stage_count 201
Ms 1700E3
m0 { Oxs_ScriptVectorField {
  comment {atlas :atlas}
  xrange {0 300e-9}
  yrange {0 260e-9}
  zrange {0 4.0e-6}
  script UpDownSpin
  norm 1
}}
}

proc UpDownSpin { x y z } {
  if { $x < 0.49-0.5 & $z > ($x+0.5)*0.08
    & $z < 1 - ($x+0.5)*0.08 } {
    return "0_0_1"
  } elseif { $x > 0.51-0.5
    & $z > 0.076 - ($x+0.5)*0.075
    & $z < 0.924 + ($x+0.5)*0.075 } {
    return "0_0_-1"
  } elseif { $z < -0.001 + ($x+0.5)*0.075
    & $z < 0.074 - ($x+0.5)*0.075 } {
    return "-1_0_0"
  } elseif { $z > 1.001 - ($x+0.5)*0.075
    & $z > 0.926 + ($x+0.5)*0.075 } {
    return "1_0_0"
  } elseif { $x > 0.51-0.5
    & $z > 0.074 - ($x+0.5)*0.075
    & $z < 0.076 - ($x+0.5)*0.075 } {
    return "-1_0_-1"
  } elseif { $x < 0.49-0.5
    & $z < ($x+0.5)*0.076
    & $z > ($x+0.5)*0.074
    } {

```

A. Anhang

```
        return "-1_0_1"
    } elseif { $x > 0.51-0.5
        & $z > 0.924 + ($x+0.5)*0.075
        & $z < 0.926 + ($x+0.5)*0.075
        } {
        return "1_0_-1"
    } elseif { $x < 0.49-0.5
        & $z > 0.999 - ($x+0.5)*0.075
        & $z < 1.001 - ($x+0.5)*0.075
        } {
        return "1_0_1"
    } else {
        return "0_-1_0"
    }
}
```

Datei: 06.12.11.oerst.mif

Beschreibung: Zugehöriger Quellcode zu den Ergebnissen, die in Abb. 6.6 gezeigt sind.

Quellcode:

```
# MIF 2.1

set PI [expr {4*atan(1.)}]
set MU0 [expr {4*$PI*1e-7}]

Specify Oxs_BoxAtlas:atlas {
    xrange {-150E-9 150E-9}
    yrange {-130E-9 130E-9}
    zrange {0 4.0e-6}
}

Specify Oxs_RectangularMesh:mesh {
    cellsize {10e-9 10e-9 10e-9}
    atlas :atlas
}
```

```

}

Specify Oxs_CubicAnisotropy {
  K1 42E3
  axis1 { Oxs_UniformVectorField {
    norm 1
    vector {1 0 0}
  } }
  axis2 { Oxs_UniformVectorField {
    norm 1
    vector {0 1 0}
  } }
}

Specify Oxs_UniformExchange {
  A 20E-12
}

Specify Oxs_StageZeeman {
  script FileField
  stage_count 101
}

proc FileField { stage } {
  set filelist { { hfeld020711.ohf 101 } :expand: }
  set spec Oxs_FileVectorField
  lappend spec [subst {
    atlas :atlas
    file [lindex $filelist $stage]
    multiplier [expr {($stage)*0.0066666666}]
  }]
  return $spec
}

Specify Oxs_Demag {}

```

A. Anhang

```
Specify Oxs_EulerEvolve {
  do_precess 1
  gamma_LL 2.21e5
  alpha 0.5
}
```

```
Specify Oxs_TimeDriver {
  basename test
  vector_field_output_format {binary 4}
  scalar_output_format %.15g
  evolver Oxs_EulerEvolve
  mesh :mesh
  stopping_dm_dt 0.24066826880565009
  stage_count 101
  Ms 1700E3
  m0 { Oxs_RandomVectorField { min_norm 1 max_norm 1 } }
}
```

Datei: hfeld02.07.11.ohf

Beschreibung: Das Oerstedfeld, das mit Gl. 2.11 beschrieben wird und das in den beiden vorgehenden .mif-Dateien Verwendung findet. Als Strom wurde 150 mA gewählt. Die Einträge, die das Magnetfeld in den einzelnen Knotenpunkten beschreiben sind hier im Quellcode aus Platzgründen nicht vollständig aufgelistet.

Quellcode:

```
# OOMMF: rectangular mesh v1.0
# Segment count: 1
# Begin: Segment
# Begin: Header
# Title: Oxs_FixedZeeman:test:Field
# Desc: Oxs vector field output
# Desc: MIF source file: C:/Whisker5.mif
# Desc: Iteration: 0, State id: 343
```

```

# Desc: Stage: 0, Stage iteration: 0
# Desc: Stage simulation time: 0 s
# Desc: Total simulation time: 0 s
# meshunit: m
# valueunit: A/m
# valuemultiplier: 1.0
# xmin: -150e-009
# ymin: -130e-009
# zmin: 0
# xmax: -150e-009
# ymax: -130e-009
# zmax: 4e-006
# ValueRangeMaxMag: 7957.7472
# ValueRangeMinMag: 7949.7894528
# meshtype: rectangular
# xbase: -150e-009
# ybase: -130e-009
# zbase: 0e-009
# xstepsize: 20e-009
# ystepsize: 20e-009
# zstepsize: 20e-009
# xnodes: 15
# ynodes: 13
# znodes: 1
# End: Header
# Begin: Data Text
72959.2354      -113862.1782      0
84100.6495      -108234.7382      0
93954.3556      -87054.81999      0
...
-93954.3556      87054.81999      0
-84100.6495      108234.7383      0
-72959.2354      113862.1782      0

# End: Data Text

```

End: Segment

A.4. μ_ϕ -Berechnung

Es folgt ein exemplarischer Auszug aus Maple für die Berechnung der effektiven umlaufenden Permeabilität aus den experimentellen Daten. In diesem Fall von einer Messung an Fe-Whisker WM bei konstanter Frequenz und variierender Stromstärke. Nach der Berechnung erfolgt stets eine Proberechnung mit dem erhaltenen μ_ϕ .

>

```
restart;
with(LinearAlgebra);
σ := 9.93 · 106;
μ := 4 · π · 10-7;
R := 0.0105;
a :=  $\frac{0.000135}{2}$ ;
matrixx := 64;
matrixy := 40;
f := 5000;
pfad := "D:\\data\\μ-Berechnung-3D\\WM\\28.11.12.RT.1-10kHz.andererAbgriff\\5kHz\\";
```

```
fr := fopen(cat(pfad, "deltaR.txt"), READ);
fx := fopen(cat(pfad, "deltaX.txt"), READ);
fr1 := fopen(cat(pfad, "deltarcalc.txt"), WRITE);
fx1 := fopen(cat(pfad, "deltaxcalc.txt"), WRITE);
fp1 := fopen(cat(pfad, "perm1.txt"), WRITE);
fp2 := fopen(cat(pfad, "perm2.txt"), WRITE);
r := fscanf(fr, "%hf");
x := fscanf(fx, "%hf");
m1 := Matrix(matrixx, matrixy);
m2 := Matrix(matrixx, matrixy);
r1 := Matrix(matrixx, matrixy);
x1 := Matrix(matrixx, matrixy);
deltar := r1;
deltax := x1;
```

```
for l from 1 to matrixy do
for l2 from 1 to matrixx do
l;
l2;
```

$$d := (m) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot f \cdot \sigma \cdot \mu \cdot m}} :$$

$$dref := \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot f \cdot \sigma \cdot \mu}} :$$

$$k := (m) \rightarrow \frac{1}{d(m)} \cdot (1 + i) :$$

$$kref := \frac{1}{dref} \cdot (1 + i) :$$

$$Z := (m) \rightarrow \frac{R \cdot k(m) \cdot a}{2} \cdot \frac{\text{BesselJ}(0, k(m) \cdot a)}{\text{BesselJ}(1, k(m) \cdot a)} :$$

$$Zref := \frac{R \cdot kref \cdot a}{2} \cdot \frac{\text{BesselJ}(0, kref \cdot a)}{\text{BesselJ}(1, kref \cdot a)} :$$

$$DZ := (m) \rightarrow Z(m) - Zref :$$

$n := DZ(m) = \text{deltar}_{12,1} - i \cdot \text{deltax}_{12,1} :$

$mRX := \text{fsolve}(n) ;$

$m1_{12,1} := \Re(mRX) :$

$m2_{12,1} := \Im(mRX) :$

$r1_{12,1} := \text{evalf}(\Re(DZ(mRX))) :$

$x1_{12,1} := \text{evalf}(-\Im(DZ(mRX))) :$

$\text{fprintf}(fr1, "%9.9f\t", r1_{12,1}) :$

$\text{fprintf}(fx1, "%9.9f\t", x1_{12,1}) :$

$\text{fprintf}(fp1, "%9.9f\t", m1_{12,1}) :$

$\text{fprintf}(fp2, "%9.9f\t", m2_{12,1}) :$

end do:

$\text{fprintf}(fr1, "\n") :$

$\text{fprintf}(fx1, "\n") :$

$\text{fprintf}(fp1, "\n") :$

$\text{fprintf}(fp2, "\n") :$

end do:

$\text{fclose}(fr) ;$

$\text{fclose}(fx) ;$

$\text{fclose}(fr1) ;$

$\text{fclose}(fx1) ;$

$\text{fclose}(fp1) ;$

$\text{fclose}(fp2) ;$

A.5. LMR-Beitrag zum GMI-Effekt

Es folgt die Berechnung des MI-Verhaltens von Fe-Whisker WM bei LT aus den MI-Messergebnissen bei RT und MR-Messergebnissen bei LT. Die Anpassung an die experimentellen Daten erfolgt durch Wahl des Vorfaktor m von $\mu_\phi(B, I, f)$. Im Quellcode trägt m den Namen *mumax*.

>

```
restart;
printlevel := 3;
with(LinearAlgebra);

μ := 4·π·10-7;
a :=  $\frac{0.000135}{2}$ ;
le := 0.003167;
ar := (2·a)2;
σ := 512.5·9.93·106;

R := x →  $\frac{1}{x·σ} · \frac{le}{ar}$ ;
matrixx := 80;
matrixy := 80;

pfad := "D:\\data/μ-Berechnung-3D/WM/03.12.12.LT.DC/";

f1est := fopen(cat(pfad, "leffprol2.txt"), READ);
fmure := fopen(cat(pfad, "perm1.txt"), READ);
fmuim := fopen(cat(pfad, "perm2.txt"), READ);

fr1 := fopen(cat(pfad, "deltarcalc.txt"), WRITE);
fx1 := fopen(cat(pfad, "deltaxcalc.txt"), WRITE);
fs1 := fopen(cat(pfad, "skinre.txt"), WRITE);
fs2 := fopen(cat(pfad, "skinim.txt"), WRITE);
fmuf := fopen(cat(pfad, "erg.txt"), WRITE);

fact := fscanf(f1est, "%hf");
fmurem := fscanf(fmure, "%hf");
fmuimm := fscanf(fmuim, "%hf");

r1 := Matrix(matrixx, matrixy);
x1 := Matrix(matrixx, matrixy);
fac := fact1;
perm1 := fmurem1;
perm2 := fmuimm1;

mumax := 0.2;
f := 400;

for l from 1 to matrixy do
for l2 from 1 to matrixx do
l;
l2;
fmu := mumax·(perm1l2,l + i·perm2l2,l);
```

$$d := (sf, m) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot f \cdot sf \cdot \sigma \cdot \mu \cdot m}};$$

$$sre := evalf(\Re(d(fac_{l2, p} fmu)));$$

$$sim := evalf(\Im(d(fac_{l2, p} fmu)));$$

$$dref := \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot f \cdot \sigma \cdot \mu}};$$

$$k := (sf, m) \rightarrow \frac{1}{d(sf, m)} \cdot (1 + i);$$

$$kref := \frac{1}{dref} \cdot (1 + i);$$

$$Z := (sf, m) \rightarrow \frac{R(sf) \cdot k(sf, m) \cdot a}{2} \cdot \frac{\text{BesselJ}(0, k(sf, m) \cdot a)}{\text{BesselJ}(1, k(sf, m) \cdot a)};$$

$$Zref := \frac{R(1) \cdot kref \cdot a}{2} \cdot \frac{\text{BesselJ}(0, kref \cdot a)}{\text{BesselJ}(1, kref \cdot a)};$$

$$DZ := (sf, m) \rightarrow Z(sf, m) - Zref;$$

$$rI_{l2, l} := evalf(\Re(DZ(fac_{l2, p} fmu)));$$

$$xI_{l2, l} := evalf(-\Im(DZ(fac_{l2, p} fmu)));$$

$$erg := \frac{\text{sqrt}(rI_{l2, l}^2 + xI_{l2, l}^2) \cdot 100}{0.000035};$$

fprintf(fr1, "%9.15f\t", rI_{l2, l}) :

fprintf(fx1, "%9.15f\t", xI_{l2, l}) :

fprintf(fs1, "%9.15f\t", sre) :

fprintf(fs2, "%9.15f\t", sim) :

fprintf(fmuf, "%9.15f\t", erg) :

end do:

fprintf(fr1, "\n") :

fprintf(fx1, "\n") :

fprintf(fs1, "\n") :

fprintf(fs2, "\n") :

fprintf(fmuf, "\n") :

end do:

fclose(f_{test});

fclose(f_{mure});

fclose(f_{muim});

fclose(fr1);

fclose(fx1);

fclose(fs1);

fclose(fs2);

fclose(fmuf);

Literaturverzeichnis

- [1] E. P. Harrison, G. L. Turney, and H. Rowe, *Nature* **135**, 961 (1935).
- [2] E. P. Harrison, G. L. Turney, H. Rowe, and H. Gollop, *Proc. Roy. Soc.* **157**, 451 (1936).
- [3] L. V. Panina and K. Mohri, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1189 (1994).
- [4] R. S. Beach and A. E. Berkowitz, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3652 (1994).
- [5] M.-H. Phan and H.-X. Peng, *Prog. Mater. Sci.* **53**, 323 (2008).
- [6] V. Zhukova, M. Ipatov, and A. Zhukov, *J. Phys. Conf. Ser.* **303**, 012085 (2011).
- [7] J. Gonzalez, A. Chizhik, A. Zhukov, and J. M. Blanco, *Phys. Status Solidi A* **208**, 502 (2011).
- [8] V. Rodionova *et al.*, *Phys. Rev. B* **407**, 1446 (2012).
- [9] A. Chizhik, A. Zhukov, J. M. Blanco, and J. Gonzalez, *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 3563 (2012).
- [10] L. Stoleriu, C. Pinzaru, and A. Stancu, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 122404 (2012).
- [11] P. Ciureanu, L. G. C. Melo, D. Seddaoui, D. Menard, and A. Yelon, *J. Appl. Phys.* **102**, 073908 (2007).
- [12] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **49**, 2156 (1978).
- [13] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains*, Springer, Berlin, 1998.
- [14] C. Kittel, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 541 (1949).
- [15] J. A. Osborn, *Phys. Rev.* **67**, 351 (1945).
- [16] A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* **83**, 3432 (1998).

- [17] L. Kraus, J. Magn. Magn. Mater. **195**, 764 (1999).
- [18] F. Bloch, Zeitschrift für Physik **74**, 295 (1932).
- [19] K. Küpfmüller, W. Mathis, and A. Reibiger, *Theoretische Elektrotechnik*, Springer, Berlin, 2008.
- [20] P. W. Shumate, R. V. Coleman, and R. C. Fivaz, Phys. Rev. B **1**, 394 (1970).
- [21] A. S. Arrott and J.-G. Lee, J. Appl. Phys. **79**, 5752 (1996).
- [22] J. G. Lee and A. S. Arrott, J. Appl. Phys. **75**, 7006 (1994).
- [23] S. S. P. Parkin, H. Masamitsu, and T. Luc, Science **320**, 190 (2008).
- [24] L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
- [25] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
- [26] J. Torrejon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 106601 (2012).
- [27] G. Tatara, H. Kohno, and J. Shibata, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 031003 (2008).
- [28] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and Y. Suzuki, Europhys. Lett. **69**, 990 (2005).
- [29] Y. B. Bazaliy, B. A. Jones, and S.-C. Zhang, Phys. Rev. B **57**, R3213 (1998).
- [30] J.-P. Ansermet, IEEE Trans. Magn. **40**, 358 (2004).
- [31] J. Fernández-Rossier, M. Braun, A. S. Núñez, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **69**, 174412 (2004).
- [32] Z. Li and S. Zhang, Phys. Rev. Lett. **92**, 207203 (2004).
- [33] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and N. Vernier, J. Appl. Phys. **95**, 7049 (2004).
- [34] S. Zhang and Z. Li, Phys. Rev. Lett. **93**, 127204 (2004).
- [35] J. Shibata, G. Tatara, and H. Kohno, J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 384004 (2011).
- [36] A. Yamaguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 077205 (2004).
- [37] M. Kläui *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 106601 (2005).

- [38] R. W. DeBlois, J. Appl. Phys. **29**, 459 (1958).
- [39] G. S. D. Beach, C. Nistor, C. Knutson, M. Tsoi, and J. L. Erskine, Nature **4**, 741 (2005).
- [40] J. J. Becker, J. Appl. Phys. **34**, 1327 (1963).
- [41] R. Varga, K. Richter, P. Klein, A. Zhukov, and M. Vazquez, J. Supercond. Novel Magn. **26**, 1713 (2013).
- [42] A. Mougin, M. Cormier, J. P. Adam, P. J. Metaxas, and J. Ferré, Europhys. Lett. **78**, 57007 (2007).
- [43] A. Yamaguchi, Y. Kasatani, and H. Miyajima, J. Phys. Conf. Ser. **266**, 012024 (2011).
- [44] N. L. Schryer and L. R. Walker, J. Appl. Phys. **45**, 5406 (1974).
- [45] K. Kondou, N. Ohshima, S. Kasai, Y. Nakatani, and T. Ono, Appl. Phys Express **1**, 061302 (2008).
- [46] S. Lemerle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 849 (1998).
- [47] L. Néel, J. Phys. Radium **12**, 339 (1951).
- [48] R. Street and J. C. Woolley, Proc. Phys. Soc. London, Sect. A **62**, 562 (1949).
- [49] R. Street and J. C. Woolley, Proc. Phys. Soc. London, Sect. B **63**, 509 (1950).
- [50] R. Street, J. C. Woolley, and P. B. Smith, Proc. Phys. Soc. London, Sect. B **65**, 679 (1952).
- [51] O. Yamada, Zeitschrift für Physik **142**, 225 (1955).
- [52] O. Yamada, F. Ono, M. Yamada, and T. Sasaki, J. Magn. Magn. Mater. **19**, 293 (1980).
- [53] C. Heiden and H. Rogalla, J. Magn. Magn. Mater. **26**, 275 (1982).
- [54] G. Czycholl, *Theoretische Festkörperphysik*, Springer, Berlin, 2000.
- [55] D. Elefant and R. Schäfer, Phys. Rev. B **82**, 134438 (2010).
- [56] J. M. Ziman, *Electrons and Phonons*, Clarendon Press, Oxford, 1963.

- [57] B. Raquet, M. Viret, E. Sondergard, O. Cespedes, and R. Mamy, Phys. Rev. B **66**, 024433 (2002).
- [58] R. B. Diény, J. Phys. Condens. Matter **4**, 8009 (1992).
- [59] J. Kadlecova, Czech. J. Phys. **27**, 1394 (1977).
- [60] W. Thomson, Proc. Roy. Soc. **8**, 546 (1857).
- [61] R. I. Potter, Phys. Rev. B **10**, 4626 (1974).
- [62] T. R. McGuire and R. I. Potter, IEEE Trans. Magn. **11**, 1018 (1975).
- [63] E. H. Hall, Amer. J. Math. **2**, 287 (1879).
- [64] E. H. Hall, Philos. Mag. **12**, 157 (1881).
- [65] E. M. Pugh and N. Rostoker, Rev. Mod. Phys. **25**, 151 (1953).
- [66] N. Nagaosa, J. Phys. Soc. Jpn. **75**, 042001 (2006).
- [67] J. Sinova, T. Jungwirth, and J. Čerňe, Int. J. Mod. Phys. B **18**, 1083 (2004).
- [68] N. A. Sinitsyn, J. Phys. Condens. Matter **20**, 023201 (2008).
- [69] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong, Rev. Mod. Phys. **82**, 1539 (2010).
- [70] R. Karplus and J. M. Luttinger, Phys. Rev. **95**, 1154 (1954).
- [71] U. Hartmann, *Nanostrukturforschung und Nanotechnologie*, Oldenbourg Wissenschaftsverlag, München, 2012.
- [72] N. P. Ong and W.-L. Lee, Geometry and the Anomalous Hall Effect in Ferromagnets, in *Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology ISQM-Tokyo '05*, edited by S. Ishioka and K. Fujikawa, pages 121–126, 2006.
- [73] J. Smit, Physica **21**, 877 (1955).
- [74] J. Smit, Physica **24**, 39 (1958).
- [75] L. Berger, Physica **30**, 1141 (1964).
- [76] T. Miyasato *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 086602 (2007).

- [77] C. H. Marrows, *Adv. Phys.* **54**, 585 (2005).
- [78] A. D. Kent, J. Yu, U. Rüdiger, and S. S. P. Parkin, *J. Phys. Condens. Matter* **13**, R461 (2001).
- [79] G. Tatara and H. Fukuyama, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3773 (1997).
- [80] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **109**, 1492 (1958).
- [81] J. S. Langer and T. Neal, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 984 (1966).
- [82] G. Bergmann, *Phys. Rev. B* **28**, 2914 (1983).
- [83] G. Bergmann, *Solid State Commun.* **42**, 815 (1982).
- [84] P. M. Levy and S. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5110 (1997).
- [85] V. K. Dugaev, J. Barnaś, A. Łusakowski, and L. A. Turski, *Phys. Rev. B* **65**, 224419 (2002).
- [86] E. Simánek, *Phys. Rev. B* **63**, 224412 (2001).
- [87] C. Hassel, *Spinabhängiger Transport in epitaktischen Fe-Leiterbahnen auf GaAs(110) (Dissertation)*, Universität Duisburg-Essen, Duisburg, 2009.
- [88] C. Hassel, M. Brands, F. Y. Lo, A. D. Wieck, and G. Dumpich, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 226805 (2006).
- [89] C. Hassel *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **323**, 1027 (2011).
- [90] L. D. Landau and J. M. Lifschitz, *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon, Oxford, 1990.
- [91] A. B. Pippard, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **191**, 385 (1947).
- [92] G. E. H. Reuter and E. H. Sondheimer, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **195**, 336 (1948).
- [93] R. G. Chambers, *Nature* **165**, 239 (1950).
- [94] R. B. Dingle, *Physica* **19**, 1187 (1953).
- [95] R. B. Dingle, *Physica* **19**, 311 (1953).

- [96] R. B. Dingle, *Physica* **19**, 348 (1953).
- [97] R. B. Dingle, *Physica* **19**, 729 (1953).
- [98] M. Knobel and K. R. Pirota, *J. Magn. Magn. Mater.* **242-245**, 33 (2002).
- [99] K. R. Pirota, M. Knobel, and C. Gómez-Polo, *Physica B* **320**, 127 (2002).
- [100] M. Knobel, M. Vazquez, and L. Kraus, *Handbook of Magnetic Materials* **15**, 497 (2003).
- [101] G. L. F. Fraga, P. Pureur, and D. E. Brandão, *Solid State Commun.* **124**, 7 (2002).
- [102] S. S. Brenner, *Acta Met.* **4**, 62 (1956).
- [103] M. Langosch, *Magnetoimpedanzmessungen an Eiseneinkristallen (Diplomarbeit)*, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2009.
- [104] H. Okamoto, *Binary Alloy Phase Diagrams, Second Edition, Vol. 1*, ASM International, 1990.
- [105] M. Langosch, H. Gao, and U. Hartmann, *J. Phys. D* **45**, 085001 (2012).
- [106] M. B. Stearns, *Physics Today* **31**, 34 (1978).
- [107] M. Kirsch, *Magneto-resistive Eigenschaften von Eisen-Einkristallen (Diplomarbeit)*, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2007.
- [108] R. V. Coleman and G. G. Scott, *Phys. Rev.* **107**, 1276 (1957).
- [109] G. G. Scott and R. V. Coleman, *J. Appl. Phys.* **28**, 1512 (1957).
- [110] R. V. Coleman and G. G. Scott, *J. Appl. Phys.* **29**, 526 (1958).
- [111] R. W. DeBlois and J. C. D. Graham, *J. Appl. Phys.* **29**, 931 (1958).
- [112] R. W. DeBlois and C. P. Bean, *J. Appl. Phys.* **30**, S225 (1959).
- [113] C. A. Fowler and E. M. Fryer, *Phys. Rev.* **94**, 52 (1954).
- [114] C. A. Fowler, E. M. Fryer, and D. Treves, *J. Appl. Phys.* **31**, 2267 (1960).
- [115] W. Hagedorn and H. Mende, *IEEE Trans. Magn.* **17**, 2946 (1981).
- [116] U. Hartmann and H. H. Mende, *J. Phys. D* **18**, 2285 (1985).

- [117] U. Hartmann and H. H. Mende, J. Appl. Phys. **59**, 4123 (1986).
- [118] U. Hartmann, Phys. Stat. Sol. A **108**, 387 (1988).
- [119] A. S. Arrott and J.-G. Lee, J. Appl. Phys. **75**, 5713 (1994).
- [120] A. Isin and R. V. Coleman, Phys. Rev. **137**, A1609 (1965).
- [121] A. Isin and R. V. Coleman, Phys. Rev. **142**, 372 (1966).
- [122] P. N. Dheer, Phys. Rev. **156**, 637 (1967).
- [123] G. R. Taylor, A. Isin, and R. V. Coleman, Phys. Rev. **165**, 621 (1968).
- [124] R. Berthe, U. Hartmann, and H. H. Mende, Appl. Phys. A **44**, 223 (1987).
- [125] *STMMicroelectronics, Datasheet, L165, 2003.*
- [126] T. Karwoth, *Optimierung eines Kerr-Mikroskops (Bachelorarbeit)*, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2013.
- [127] E. C. Stoner, Rep. Prog. Phys. **13**, 83 (1950).
- [128] B. A. Lilley, Philos. Mag. **41**, 792 (1950).
- [129] M. J. Donahue, D. G. Porter, N. I. of Standards, and T. (U.S.), *OOMMF user's guide / M.J. Donahue, D.G. Porter*, U.S. Dept. of Commerce, Technology Administration, National Institute of Standards and Technology Gaithersburg, MD, version 1.0. edition, 1999.
- [130] K. Adachi *et al.*, *Landolt-Börnstein, New Series III*, volume 19a, Springer, Berlin, 1986.
- [131] A. Chizhik *et al.*, J. Appl. Phys. **103**, 07E742 (2008).
- [132] R. L. Sommer and C. L. Chien, Appl. Phys. Lett. **67**, 857 (1995).
- [133] M. Carara and R. L. Sommer, J. Appl. Phys. **81**, 4107 (1997).
- [134] H. B. Nie, A. B. Pakhomov, X. Yan, X. X. Zhang, and M. Knobel, Solid State Commun. **112**, 285 (1999).
- [135] D. Menard, M. Britel, P. Ciureanu, and A. Yelon, J. Appl. Phys. **84**, 2805 (1998).

- [136] A. Chizhik *et al.*, Phys. Rev. B **82**, 212401 (2010).
- [137] M. Tibu, M. Lostun, T.-A. Ovari, and H. Chiriac, Rev. Sci. Instrum. **83**, 064708 (2012).
- [138] M. Vázquez and A. Hernando, J. Phys. D: Appl. Phys. **29**, 939 (1996).
- [139] D. Menard *et al.*, J. Appl. Phys. **83**, 6566 (1998).
- [140] K. J. Sixtus and L. Tonks, Phys. Rev. **42**, 419 (1932).
- [141] J. Hudak, J. Blazek, A. Cverha, P. Gonda, and R. Varga, Sens Actuators A Phys **156**, 292 (2009).
- [142] R. Varga *et al.*, Phys. Rev. B **74**, 212405 (2006).
- [143] R. Varga, A. Zhukov, V. Zhukova, J. M. Blanco, and J. Gonzalez, Phys. Rev. B **76**, 132406 (2007).
- [144] F. Béron, L. A. Valenzuela, M. Knobel, L. G. C. Melo, and K. R. Pirota, J. Magn. Magn. Mater. **324**, 1601 (2012).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Uwe Hartmann für die sehr gute Betreuung während meiner Doktorarbeit bedanken. Zudem gilt mein Dank der gesamten Arbeitsgruppe, die für ein angenehmes Arbeitsklima und anregende Gespräche sorgte.

Insbesondere gilt mein Dank folgenden Personen:

- Dr. Haibin Gao für die messtechnische und physikalische Betreuung
- PD Dr. Michael Koblichka für das Korrekturlesen
- Dr. Uwe Schmitt für die Unterstützung bei LaTeX
- Andreas Englisch für die physikalischen und nichtphysikalischen Diskussionen
- Stefan Loew und Jürgen Hoppe für die technische Unterstützung
- Thomas Karwoth für die Unterstützung bei den MOKE-Messungen und für das Korrekturlesen
- Anne Holtsch, Tobias Euwens und Marc Krass für das Korrekturlesen und Unterstützung bei LaTeX
- Dr. Philip Guthardt-Torres für das sehr gewissenhafte Korrekturlesen