

Bachelorarbeit

Ferromagnetische Resonanz an einem Ni₃₇Co₁₃Mn₃₃Ti₁₇-Heusler-Einkristall

Vorgelegt von: Moritz Vanselow
Matrikelnummer: 3064764

Universität: Universität Duisburg-Essen
Betreuer: Prof. Dr. Michael Farle

Fach: Energy Science
Datum der Abgabe: 29. August 2023

Zusammenfassung

Die Forschung auf dem Gebiet der Magnetokalorik beschäftigt sich seit vielen Jahren mit Heusler-Legierungen. Es gibt viele NiMn- basierende Heusler-Legierungen, die einen martensitischen Phasenübergang durchlaufen. Der Phasenübergang kann für die magnetische Kühlung verwendet werden und ist von theoretischer und experimenteller Seite gut untersucht. Neu ist die Verwendung von Ti ($[\text{Ar}]3d^2 4s^2$) anstelle von p-Elementen in den Heusler Kristallen. Das magnetische Verhalten bei Verwendung von Ti anstelle von p-Elementen in Heusler ist noch nicht vollständig untersucht, wie der hier untersuchte Heusler mit der chemischen Formel $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$.

Bei 200 K durchläuft das Material einen Phasenübergang. Unter 200 K hat das Material eine inkommensurabel modulierte monokline 6M(IC) Struktur.

Über 200K befindet sich das Material in einer ferromagnetischen austenitischen B2 -Phase. Mittels temperaturabhängiger und winkelabhängiger ferromagnetischer Resonanz wird die Probe charakterisiert.

Die Hochtemperaturphase zeigt ferromagnetische Eigenschaften, und die Niedertemperaturphase zeigt antiferromagnetisches Verhalten.

Abstract

Ferromagnetic resonance of a $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ -Heusler single crystal

Research on magnetocaloric materials has focused on Heusler-alloys for many years. There are many NiMn-based Heusler alloys which undergo a martensitic phase transition. The phase transition can be used for magnetic cooling and has been well investigated from theoretical and experimental side. Ti-based all-d-metal Heusler alloys have not yet been fully investigated in their magnetic behavior. In this work I investigate a novel Ti based Heusler single crystal alloy with the chemical formula $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$.

Below 200K, the material is incommensurate modulated monoclinic 6M(IC) and above it is in a B2 austenitic phase. Using temperature- and angle-dependent ferromagnetic resonance, the martensitic phase transition and anisotropy were studied.

The high-temperature phase above 194 K displayed ferromagnetic characteristics, and the low-temperature phase below 194 K displayed antiferromagnetic behavior with traces of ferromagnetic residues.

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation	1
2. Theoretischer Hintergrund	2
2.1. Heusler Kristall	2
2.1.1. Martensitischer Phasenübergang	2
2.1.2. $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ Heusler Einkristall	2
2.2. Freie Energiedichte	5
2.2.1. Zeeman Term und Entmagnetisierung	5
2.2.2. Magnetokristalline Anisotropie	6
2.2.3. Austauschwechselwirkung	7
2.2.4. Dipol-Dipol Wechselwirkung	8
2.3. Ferromagnetismus	8
2.4. Grundlagen der magnetischen Resonanz	9
2.4.1. Ferromagnetische Resonanz	9
3. Experimentelles	10
3.1. Ferromagnetische Resonanz Messungen	10
3.1.1. Aufbau für die winkelabhängige FMR	11
3.1.2. Aufbau für die temperaturabhängige FMR	11
3.1.3. Aufbau und Funktion der Mikrowellenbrücke	12
3.1.4. Lock-in-Verstärker	12
3.2. Vorbereitung	13
3.3. Probenstab	13
3.4. Erstmessungen vom $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ Heusler Einkristall	13
3.5. "Out-of-plane" Winkelabhängigkeit im Austenit	15
3.6. " Out-of-plane " Winkelabhängigkeit im Martensit	18
3.7. "In-plane" Winkelabhängigkeit im Austenit	19
3.8. "In-plane" Winkelabhängigkeit im Martensit	20
4. Auswertung	22
4.1. Vergleich der Messreihen	22
4.1.1. "Not-aligned Mode"	23
4.2. Berechnung der Winkelabhängigkeit	24
4.2.1. Kubisches Kristallgitter	24
4.2.2. Orthorhombisches Kristallgitter	25
5. Diskussion/Resultate	27
5.1. Kubisch oder Orthorhombisch	27
5.2. Antiferromagnetisch in der martensitischen Phase	28
5.3. FMR-Signal unterhalb der leichten Achse in der Austenitphase	28
5.4. Zwillingsbildung im Kristall	28
5.5. Inhomogenität der Probe und Eindringtiefe der Mikrowellen	29
6. Zusammenfassung	30
7. Anhang	31
7.1. 1. Messreihe: " Out-of-plane "	31

7.2. 2. Messreihe: "In-plane"	33
---	----

Abkürzungsverzeichnis

FMR	Ferromagnetische Resonanz
ESR	Elektronenspin Resonanz
CRC	Collaborative Research Centre
SFB	Sonderforschungsbereich
TRR	Transregio

1. Motivation

Diese Arbeit ist eine Kooperation mit der technischen Universität Darmstadt im Rahmen des SFB/TRR 270 HoMMage. Dabei stellt die Arbeitsgruppe Strukturforschung von Herr Prof. Dr. Donner an der TU Darmstadt Einkristalle her, welche zur Nutzung der Magneto-kalorik eingesetzt werden sollen.

Der magnetokalorische Effekt bewirkt eine Temperaturänderung eines Materials durch das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes. Dieses Prinzip ermöglicht Kühlschränke und Klimaanlage mit geringem Energieverbrauch und ohne den Einsatz umweltschädlicher Kältemittel zu betreiben.

Diese Technologie beruht auf effizienten magnetischen Materialien als Schlüsselkomponente. Zielsetzung der gesamten Forschung im SFB/TRR 270 HoMMage ist es, die seltenen, toxischen oder teuren Materialien zu reduzieren, welche traditionell oder aktuell eingesetzt werden.

In dieser Arbeit wird ein $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ Heusler Einkristall [2] mit Hilfe der ferromagnetischen Resonanz untersucht.

Im Rahmen der Auswertung werden magnetische Besonderheiten des Einkristalls diskutiert, die z.B. auf Zwillinge und Antiferromagnetismus im Tieftemperaturverhalten zurückzuführen sind.

Zum besseren Verständnis des Materials und zum ersten Informationsgewinn der Anisotropiekonstanten werden Berechnungen für die Austenitphase gemacht, unter Annahme eines orthorombischen und kubischen Kristallgitter gemacht.

2. Theoretischer Hintergrund

In diesem Kapitel werden die benötigten Grundlagen der Materialwissenschaft und des Magnetismus eingeführt. Insbesondere die ferromagnetische Resonanz ist von Bedeutung, mit der ein $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ -Heusler-Einkristall untersucht wird.

2.1. Heusler Kristall

Die ersten Heusler Legierungen wurden 1903 von F. Heusler beschrieben [15]. Von besonderer Bedeutung war die erstmalige Entdeckung eines ferromagnetischen Materials (Cu_2MnAl) dessen elementare Bestandteile nicht ferromagnetisch waren. Heusler Legierungen besitzen die typische Zusammensetzung X_2YZ und haben eine L2_1 kubische Kristallstruktur. Eine Eigenschaft vieler Heusler Kristalle ist der martensitische Phasenübergang.

2.1.1. Martensitischer Phasenübergang

Martensitische Phasenübergänge sind in den vergangenen Jahren im Bezug auf Magnetokalorik in den Fokus der Wissenschaft gerückt[1]. Ein martensitischer Phasenübergang bezeichnet eine diffusionslose Phasenumwandlung mit Änderung der Gitterstruktur. Während sich das Volumen ändert, bleibt die Konzentration der Einzelkomponenten konstant (Nickel-Titanium Materials, 2020, S.71). Die Tieftemperaturphase wird dabei Martensit und die Hochtemperaturphase Austenit genannt. Ursprünglich bezog sich der Begriff nur auf eisenhaltige Stähle, wurde später aber auch bei anderen Materialien verwendet, z.B. Shape-memory-alloys [1]. So zeigt auch der $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ -Heusler-Einkristall einen martensitischen Phasenübergang bei $\sim 200\text{K}$ [2]. Die Kristallstruktur wechselt dabei von einer kubischen B2 Struktur im Austenit zu einer inkommensurabel moduliert monoklinen 6M Struktur im Martensit [2].

2.1.2. $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ Heusler Einkristall

Heuslerlegierungen basieren auf kubischen L2_1 Kristallstrukturen. Von Bedeutung sind dabei die Ni_2MnX -basierten Heuslerlegierungen, bei denen X normalerweise Hauptgruppenelemente wie Al, Ga, In, Sb oder Sn sind. Sie können martensitische Phasenübergänge haben, die oft auch mit der Änderung der magnetischen Eigenschaften einher gehen. Technisch kann man dies bei magnetischen Formlegierungen, Magnetokalorik und Multistimulus-Kühlung anwenden [2].

Die all-d-Metall Heusler Legierungen bestehen hingegen ausschließlich aus d-Elementen. Das d steht für Elemente, deren d-Orbital nicht komplett gefüllt ist. Die Orbitale geben die Elektronenkonfiguration an und werden je nach Nebenquantenzahl nach Buchstaben des Alphabets benannt (Für d (diffus) gilt die Drehimpulsquantenzahl $l=2$). Aus dem Einsetzen von d-Elementen folgen bessere mechanische Eigenschaften, größere Volumenänderungen beim Phasenübergang und hohe Abstimmbarkeit des Magnetismus und des Phasenübergangs, was zum magnetischen Strukturübergang beiträgt [2].

Der in dieser Arbeit verwendete Kristall ist eine abgewandelte Form des Ni_2MnTi Heusler-Kristalls. Dabei wurde neben einer Abweichung von der ursprünglichen Stoichiometrie zusätzlich

Ni mit teilweise Co substituiert, um die Temperatur des Phasenübergangs zu variieren [1, 2]. Damit der martensitische Phasenübergang im System vorhanden ist, benötigt man 12-17% Co in der Probe [2]. Desweiteren ist der Co-Gehalt zuständig für die Abstimmung des Magnetismus und der Phasenübergangstemperatur, beeinflusst diese aber unabhängig voneinander [2]. Die finale Zusammensetzung der verwendeten Probe ist $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$.

Kristallstruktur

Bei Ni_2MnX -basierten-Heusler Kristallen hat man vier ineinander verschobene FCC Gitter mit den Positionen A (0, 0, 0), B ($1/4, 1/4, 1/4$), C ($1/2, 1/2, 1/2$) und D ($3/4, 3/4, 3/4$) [2].

Dabei entscheidet der Ordnungsgrad über die Kristallsymmetrie. Der verwendete Kristall liegt in einer B2 Struktur vor. Dabei handelt es sich um eine teilweise ungeordnete $L2_1$ Struktur. Die Kristallstruktur ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die roten Gitterpunkte werden dabei von Ni und Co und die blauen von Mn und Ti besetzt.

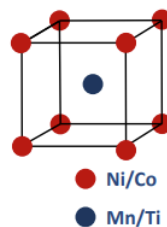


Abb. 2.1.: B2 Kristallstruktur von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$.

Dennoch kommt es vor, dass sich Co-Atome auf Mn/Ti-Positionen des Gitters befinden. Dies hat dramatische Auswirkungen auf die Curietemperatur, wie Abbildung 2.2 zeigt. Da die Curietemperatur auch von der genauen Stoichiometrie abhängt, ist zur genauen Bestimmung eine temperaturabhängige Messung der Magnetisierung nötig.

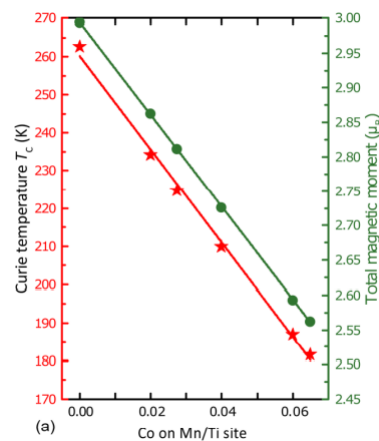


Abb. 2.2.: Curie Temperatur und totales magnetisches Moment von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ in Abhängigkeit von der Verteilung der Co Atomen auf Mn/Ti Plätzen aus [2].

Magnetisierungskurve

Abbildung 2.3 zeigt eine temperaturabhängige Magnetisierungskurve der Probe in einem angelegten Feld von 1T und 10mT. Dabei wurde die Magnetisierung von einer Massenmagnetisierung in eine Volumenmagnetisierung umgerechnet.

Es wird also Am^2/kg in A/m umgerechnet. Dafür bestimmt man die Dichte, welche mit dem Wert multipliziert wird.

$$\frac{8 \cdot (c_{\text{Ni}} \cdot m_{\text{Ni}} + c_{\text{Co}} \cdot m_{\text{Co}} + c_{\text{Mn}} \cdot m_{\text{Mn}} + c_{\text{Ti}} \cdot m_{\text{Ti}})}{a^3} = 3570.1298 \text{kg}/\text{m}^3 \quad (2.1)$$

Hierbei sind c_i und m_i die jeweilige Konzentration bzw. Masse der Atome und a die Gitterkonstante (5.91 \AA (private Information D. Koch)). Die Acht wird multipliziert, da dies die Anzahl, der in der B2-Einheitszelle enthaltenen Atome, angibt.

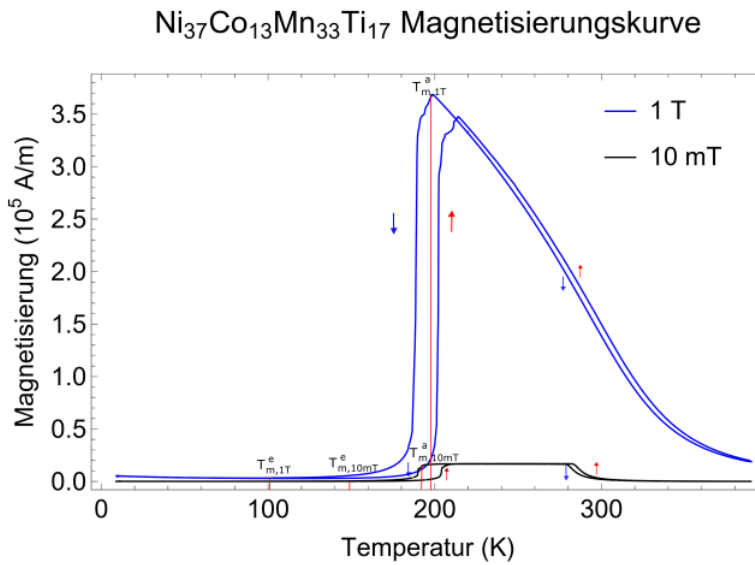


Abb. 2.3.: Die temperaturabhängigen Magnetisierungskurven von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ in unterschiedlichem Magnetisierungsfeldern. Hierbei geben die blauen Pfeile den Runterkühlenden Graphen und die roten den Aufheizenden Verlauf an. Zudem sind die Temperaturen für den martensitischen Übergang eingezeichnet und in rot markiert.

Bei höher angelegten Feldern, 1T, kann keine genaue Curietemperatur bestimmt werden. Sind jedoch kleine Felder, wie hier 10 mT, angelegt, ist die Bestimmung der maximalen Steigung ein übliches Verfahren zur Abschätzung. Abbildung 2.4 zeigt den Steigungsverlauf der Magnetisierungskurve über einen Temperaturbereich von 210K bis 400K. Dabei geben die Minima den Scheitelpunkt der Magnetisierungskurve an, die die Curie Temperatur anzeigen. Verschiedene Effekte sorgen für eine Hysterese bei der magnetischen Umwandlung. Dadurch ergeben sich für das Heizen und das Kühlen jeweils unterschiedliche Temperaturen. Die Curietemperatur beim Kühlen beträgt $281\text{K} \pm 1\text{K}$ und beim Heizen $286\text{K} \pm 1\text{K}$. Die Umwandlungstemperaturen des martensitischen Phasenübergangs werden graphisch bestimmt. Es gibt eine Start- und Endtemperatur. Die Benennung erfolgt dabei als martensit'sche Start- bzw. Endtemperatur für das Kühlen und austenit'sche Start- bzw. Endtemperatur für das Heizen. Die Werte sind der Magnetisierungskurve zu entnehmen.

Die Martinsit Starttemperatur bei 10mT beträgt 193K und die Endtemperatur beträgt 153K,

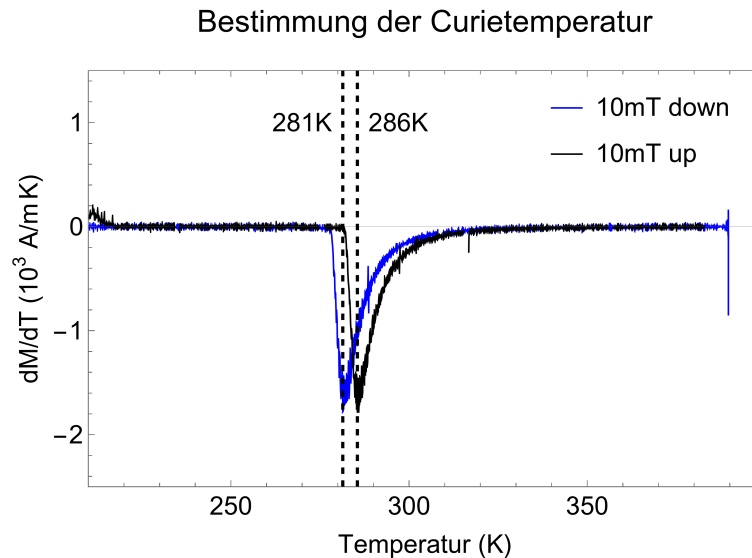


Abb. 2.4.: Bestimmung der Curietemperatur bei einem 10 mT angelegten Feld an einem $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ -Einkristall.

sowie bei 1T jeweils $197\text{K}\pm 1\text{K}$ und $100\text{K}\pm 1\text{K}$. Die Austenit Starttemperatur bei 10mT beträgt $203\text{K}\pm 1\text{K}$ und die Endtemperatur $208\text{K}\pm 1\text{K}$, sowie bei 1T jeweils $193\text{K}\pm 1\text{K}$ und $214\text{K}\pm 1\text{K}$.

2.2. Freie Energiedichte

Der anisotrope magnetische Anteil der Helmholtzschen freien Energiedichte F beschreibt die Abhängigkeit der Energie von der Richtung der Magnetisierung. Richtungen mit lokalem Energieminimum nennt man leichte Richtungen und mit lokalem Energiemaximum nennt man schwere Richtungen. Um die Ruhelage der Magnetisierung zu bestimmen, muss das Minimum der freien Energiedichte ermittelt werden (Skrotskii, Kurbatov, 1961, S. 15):

$$\frac{\partial F}{\partial \Theta} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial F}{\partial \Phi} = 0 \quad (2.2)$$

Die freie Energiedichte setzt sich aus der Summe folgender Teilenergiedichten zusammen. Die magnetische Austauschwechselwirkung, magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung, Formanisotropie, Magnetokristalline Anisotropie, Zeeman-Wechselwirkung und Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung (R. Meckenstock, 1997, S.16) [4]. Von den entsprechenden freien Energiedichten werden des Weiteren die für die Arbeit benötigten Energiedichten kurz erläutert.

2.2.1. Zeeman Term und Entmagnetisierung

Der Zeeman-Effekt beschreibt die energetische Wechselwirkung der Magnetisierung mit einem extern angelegten Magnetfeld \vec{B}_{ext} .

Der Beitrag zur freien Energiedichte ist dabei der Wert des Skalarprodukts der Magnetisierung und des B-Feldes.

$$F_Z = -\vec{M} \cdot \vec{B}_{\text{eff}}, \quad (2.3)$$

Je kleiner der Winkel des Skalarproduktes, desto geringer wird die Energie.

Die Entmagnetisierung bezeichnet die Wechselwirkung des, von der Magnetisierung erzeugten, Streufeldes auf sich selbst. Das Entmagnetisierungsfeld ist von der Körpergeometrie abhängig, welches im Entmagnetisierungstensor $\underline{\underline{N}}$ erfasst ist.

Im folgenden ergibt sich

$$\vec{B}_{\text{dem}} = -\mu_0 \underline{\underline{N}} \vec{M} \quad (2.4)$$

für das Entmagnetisierungsfeld.

Der Entmagnetisierungsterm in der freien Energiedichte ergibt sich dann wie folgt [5]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \vec{M}} &= -\vec{B} \\ F_{\text{dem}} &= \frac{\mu_0}{2} \vec{M} \underline{\underline{N}} \vec{M} \end{aligned} \quad (2.5)$$

2.2.2. Magnetokristalline Anisotropie

Die magnetokristalline Anisotropie beschreibt den Einfluss des Kristallgitters auf die freie Energiedichte. In kubischen Systemen ergeben sich meistens Hauptachsen des Kristalls als Vorzugsrichtung. Grund dafür, ist zum Einen die Spin-Bahn Wechselwirkung, da es die Orbitalbewegungen der Elektronen sind, die sich mit dem elektrischen Feld des Kristalls koppeln, was zu einem Beitrag erster Ordnung der magnetokristallinen Anisotropie führt [7, 8]. Der phänomenologische Hintergrund zur magnetokristallinen Anisotropie betrachtet allgemein die Potenzentwicklung den Richtungscosinus der Magnetisierung. Da der Richtungscosinus sphärische Koordinaten widerspiegeln, sehen sie wie folgt aus.

$$\begin{aligned} \alpha &= \cos\phi \cdot \sin\Theta \\ \beta &= \sin\phi \cdot \sin\Theta \\ \gamma &= \cos\Theta \end{aligned} \quad (2.6)$$

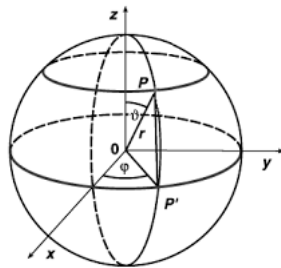


Abb. 2.5.: Schematische Darstellung der Winkel Θ und Φ in sphärischen Koordinaten.

Aufgrund der Zeitumkehrsymmetrie sind dabei nur gerade Kosinuspotenzen erlaubt. Das Kristallsystem bestimmt dabei, welche Terme in der Entwicklung ungleich Null sind.

Uniaxiale Anisotropie

Einige Arten von Kristallsystemen haben eine einzige Achse hoher Symmetrie: beispielsweise eine zweizählige Symmetrie. Die Anisotropie dieser Kristalle wird als uniaxiale Anisotropie bezeichnet.

Wenn die z-Achse die Hauptsymmetrieachse des Kristalls ist, ist der Term niedrigster Ordnung in der Energie [7].

$$\frac{E}{V} = K_2(\alpha^2 + \beta^2) = K_2(1 - \gamma^2) \quad (2.7)$$

Daraus folgt nach Einsetzen für die Gleichung unter Berücksichtigung der Additionstheoreme

$$\frac{E}{V} = K_2 \sin^2 \Theta. \quad (2.8)$$

Energieminima ergeben sich nach Ableitungen der Winkel.

$$\frac{\partial E}{\partial \Theta} = 0, \quad \frac{\partial^2 E}{\partial \Theta^2} > 0 \quad (2.9)$$

Wenn $K_2 > 0$ ist, dann ist die Richtung niedrigster Energie die $\pm z$ -Richtung. Die z-Achse wird dabei als leichte Achse bezeichnet.

Bei $K_2 < 0$, gibt es eine leichte Ebene senkrecht zur Symmetrieachse, im hcp Kristall auch bekannt als Basisebene[7].

Kubische Anisotropie

Die Terme niedrigster Energie [7] der freien Energiedichte eines kubischen Kristalls sind:

$$\frac{E}{V} = K_4(\alpha^2\beta^2 + \beta^2\gamma^2 + \gamma^2\alpha^2) + K_6\alpha^2\beta^2\gamma^2 \quad (2.10)$$

Wenn hierbei der zweite Term vernachlässigbar ist, dann ist die leichte Achse die $\langle 100 \rangle$ -Richtung für $K_4 > 0$, sonst bei $K_4 < 0$ gilt $\langle 111 \rangle$ -Richtung als leichte Achse.

Wenn K_6 jedoch nicht Null ist, hängen die leichten-Richtungen sowohl von K_4 als auch von K_6 ab. Daraus ergeben sich die Werte wie in folgender Tabelle 2.1 [7].

Tab. 2.1.: Ausrichtung der Magnetisierungsachsen im kubischen System für die Fälle $K_4 > 0$ und $K_4 < 0$.

$K_4 > 0$	$K_6 = \infty$ zu $-\frac{9K_4}{4}$	$K_6 = -\frac{9K_4}{4}$ zu $-9K_4$	$K_6 = -9K_4$ zu $-\infty$
Leichte	$\langle 100 \rangle$	$\langle 100 \rangle$	$\langle 111 \rangle$
Mittlere	$\langle 110 \rangle$	$\langle 111 \rangle$	$\langle 100 \rangle$
Schwere	$\langle 111 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 110 \rangle$
$K_4 < 0$	$K_6 = -\infty$ zu $\frac{9 K_4 }{4}$	$K_6 = \frac{9 K_4 }{4}$ zu $9K_4$	$K_6 = 9 K_4 $ zu ∞
Leichte	$\langle 111 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 110 \rangle$
Mittlere	$\langle 110 \rangle$	$\langle 111 \rangle$	$\langle 100 \rangle$
Schwere	$\langle 100 \rangle$	$\langle 100 \rangle$	$\langle 110 \rangle$

2.2.3. Austauschwechselwirkung

Die Austauschwechselwirkung bezieht sich auf eine der Wechselwirkungen magnetischer Momente. Um hier eine allgemeine Lösung zu erhalten, verwendet man das Heisenberg-Modell.

Das Heisenberg-Modell ist ein mathematisches Konstrukt, welches zur Beschreibung von Ferro-, Ferri-, Antiferromagnetismus genutzt werden kann, worin sich das Modell auf die benachbarten Elektronenspins bzw. effektiven Spins (die auch den orbitalen Anteil des magnetischen Moments beinhalten können) bezieht, welche durch einen effektiven Hamiltonian H ausgedrückt werden können.

$$\hat{H}_{\text{Heisenberg}} = -J \sum_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.11)$$

Wobei hier die Austauschenergie mittels der Kopplungskonstante J beschrieben wird. Dies bezieht sich auf die Spins der nächsten Nachbarn i und j . Dabei gelten wie üblich in der Quantenmechanik die Regeln des Pauli Prinzips, welches die Besetzungsmöglichkeiten in einem Zustand für Fermionen angibt.

Hierbei entsteht dann eine Elektron-Elektron Wechselwirkung [9].

2.2.4. Dipol-Dipol Wechselwirkung

Nicht nur die Austauschwechselwirkung, sondern auch die Dipol-Dipol Wechselwirkung oder auch Dipol Kopplung genannt bezieht sich auf miteinander interagierende Dipole.

Nimmt man zwei voneinander weit genug entfernte punkartige Dipole m_i an, so ergibt sich folgender Hamiltonoperator der potentiellen Energie [10].

$$H = -\frac{\mu_0}{4\pi|\vec{r}|^3} \left[3(\vec{m}_1 \cdot \hat{r})(\vec{m}_2 \cdot \hat{r}) - \vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 \right] - \mu_0 \frac{2}{3} \vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 \delta(\vec{r}) \quad (2.12)$$

μ_0 ist die Vakuumpermeabilität, \hat{r} ist ein paralleler Einheitsvektor des Verbindungsvektor, welcher zu der Linie zeigt, die die Zentren der zwei Dipole verbindet, und $|r|$ ist der Abstand zwischen den Mittelpunkten von m_1 und m_2 .

Das δ verschwindet überall, bis auf den Ursprung und stellt sicher, das $\nabla \cdot B = 0$ gilt [10]. Dabei gilt die Dipol-Dipol Wechselwirkung als Ursache für die Formanisotropie[4].

2.3. Ferromagnetismus

Magnetische Materialien weisen magnetische Momente $\vec{\mu}$ auf. Die Magnetisierung \vec{M} ist dann die vektorielle Summe aller magnetischen Momente pro Volumen V [11].

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{\mu}}{V} \quad (2.13)$$

Wenn der Ferromagnet gesättigt ist, sind nicht alle magnetischen Momente gleich ausgerichtet. Als Ergebnis einer Energieminimierung zwischen Austausch-, Dipol-Dipol-Wechselwirkung und magnetokristalliner Anisotropie entstehen Bereiche, die sogenannten Domänen, in denen alle Momente parallel ausgerichtet sind [11], aber in verschiedene kristallografische Richtungen zeigen.

2.4. Grundlagen der magnetischen Resonanz

Die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung beschreibt die Zeitabhängigkeit der Magnetisierung bei anlegen eines Feldes B_{eff} . Sie beinhaltet einen Präzessions- und einen Dissipationsterm. Dissipation bezeichnet die Umwandlung der kinetischen Energie eines dynamischen Systems in beispielsweise thermische Energie. Der erste Term beschreibt die Präzession der Magnetisierung um \vec{H}_{eff} . Der zweite Term beschreibt die Dämpfung [3].

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} - \frac{\alpha}{M} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (2.14)$$

Hier ist α eine phänomenologische Dämpfungskonstante und γ das gyromagnetische Verhältnis, was wie folgt

$$\gamma = \frac{ge}{2m} \quad (2.15)$$

mit dem *Landé*-Faktor g gekoppelt ist. e beschreibt die Elektronenladung und m die Elektronenmasse [3]. Der *Landé*-Faktor gibt das Verhältnis aus Drehimpuls und magnetischem Moment an. Das für die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung verwendete effektive Feld \vec{B}_{eff} wird durch die negative Ableitung der freien Energiedichte nach dem Magnetfeld \vec{M} gebildet. \vec{B}_{eff} setzt sich aus allen internen Feldern zusammen.

2.4.1. Ferromagnetische Resonanz

Bei Anregung der Magnetisierung mit einem oszillierenden magnetischen Feld kann es zur resonanten Anregung kommen, wenn die Bedingung (Skrotskii, Kurbatov, 1961, S. 47)

$$\omega_R = \frac{\gamma \sqrt{1 + \alpha^2}}{M \sin \Theta_0} \sqrt{\frac{\partial^2 F}{\partial \Theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \Phi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \Theta \partial \Phi} \right)^2} \quad (2.16)$$

erfüllt ist. ω_R ist dann die Resonanzfrequenz. Die Resonanzlinie folgt dabei einer Lorentzform:

$$L = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha \Delta x}{\Delta x^2 + (x - x_0)^2} \quad (2.17)$$

Die Resonanzlinienbreite folgt dabei aus der Herleitung der Resonanzfrequenz (Skrotskii, Kurbatov, 1961, S. 47):

$$\Delta\omega = \frac{d\omega}{dB} = \frac{\alpha\gamma}{M} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \Theta^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial \Phi^2} \frac{1}{\sin^2 \Theta_0} \right) \quad (2.18)$$

3. Experimentelles

Die Charakterisierung der Probe wurde mittels ferromagnetischer Resonanz durchgeführt, als Funktion des Magnetfelds und des Winkels bezüglich verschiedener Temperaturen. Um die späteren Messwerte besser verstehen zu können, gilt dem folgenden Kapitel die Erläuterung des Messaufbaus, der ferromagnetischen Resonanz, und deren Besonderheiten.

3.1. Ferromagnetische Resonanz Messungen

Das Messsystem besteht im wesentlichen aus einer Mikrowellenbrücke, einem Mikrowellenleiter, einem Resonator und einem Magneten.

Das Spektrometer Eleksys-II-500 stammt von Bruker und besteht aus einem wassergekühlter Magnet, welcher bis zu 1.6 T hoch fahren kann, und den oben genannten Mikrowellenkomponenten.

In der Paramagnetische Resonanz (EPR) und der Ferromagnetische Resonanz (FMR) werden magnetische Momente durch das Interagieren der elektromagnetischen Strahlung der Mikrowellen und der magnetischen Momente bei der Lamorfrequenz in der Probe angeregt. Die daraus resultierende Absorption der Mikrowelle wird von einer Diode detektiert. Ein Lock-in Verstärker dient zur Rauschminimierung und liefert ein differenziertes Absorptionssignal.

Das Mikrowellensystem besteht aus einer Mikrowellenbrücke, Mikrowellenleitern und einem Resonator. Für die ferromagnetischen Resonanz gibt es zwei Ansätze Daten zu erhalten. Einerseits kann man ein konstantes externes Magnetfeld einstellen und variiert die Mikrowellenfrequenz, oder man hält die Mikrowellenfrequenz im Resonator konstant und variiert das externe Magnetfeld.

Der benutzte Resonator arbeitet im X-Band d.h. zwischen 7-11,2 GHz. Die Mikrowellenbrücke fungiert als Mikrowellenquelle und Detektor.

Der Messaufbau wird in Abbildung 3.1 auf die fundamentalsten Bestandteile heruntergebrochen. Die Grafik zeigt lediglich die Magnete, den Resonator mit der Mikrowellenfeldverteilung und \vec{M} der Probe.

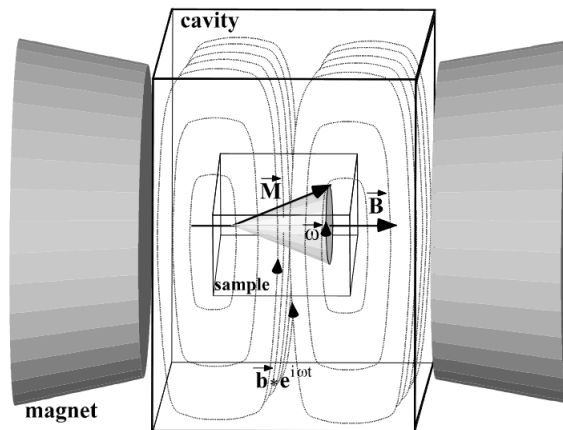


Abb. 3.1.: Messaufbau der FMR, bestehend aus Magneten, Resonator und Probe. Die Probe ist mittig eingesetzt, damit die Magnetisierungsvektoren \vec{M} um die Ausrichtung im Magnetfeld \vec{B} präzedieren. Zudem trifft das Mikrowellenfeld die Probe maximal, wenn sie mittig platziert ist.

3.1.1. Aufbau für die winkelabhängige FMR

Aus der Winkelabhängigkeit der FMR lässt sich die magnetische Anisotropie bestimmen. Damit die Probe im Resonator gedreht werden kann, schließen wir ein Goniometer an. Dieses dreht die Probe um den eingestellten Wert. Dabei können minimal 0.4° Schritte eingestellt werden.

Die Drehung wird von einem externen Motor getätigt.

Im Versuch wurde in 4° Schritten gemessen. Somit hat man nach einer vollen Drehung 90 Einzelspektren.

Bei Messungen mit einem Thermoelement im Resonator wurde nach jeder Winkelabhängigkeit wieder auf den Ausgangszustand zurückgedreht, damit sich das Kabel nicht um den Probenhalter wickelt.

3.1.2. Aufbau für die temperaturabhängige FMR

Der für die Probe interessante Temperaturbereich liegt zwischen Raumtemperatur und 140 K. Oberhalb von 200 K ist der Einkristall in der Austenite Phase und unterhalb der 200 K ist er in der martensitischen Phase.

Mittels flüssigem Stickstoff und einer Heizspule, welche unterhalb des Resonators angeschlossen sind, kann die Temperatur geregelt werden.

Um die Temperatur in dem Resonator zu kontrollieren, wird ein externes Thermoelement in der Nähe der Probe angebracht.

Die tiefste Temperatur, die mit diesem Verfahren erreicht werden konnte, liegt bei ungefähr 100 K.

Das Steuern der Heizspirale geschieht mit einer Steuereinheit, welche die eingestellte Temperatur konstant hält. Dabei schwingt sich die Temperatur um den eingestellten Mittelwert ein. Die Regulierung der Temperatur ist bei niedrigeren Temperaturen stabiler als bei höheren Temperaturen.

3.1.3. Aufbau und Funktion der Mikrowellenbrücke

Die Mikrowellenbrücke ist essentiell für die Erzeugung und Messung der Mikrowellen. Im folgenden wird auf den Zirkulator und die Gundiode eingegangen.

Gunndiode

Damit die Mikrowellen erzeugt werden, nutzt die Gunndiode eine Spannung, um Elektronen über die Bandlücke in das Leitungsband zu heben. So steigt die Anzahl der Elektronen im Leitungsband, wo die Driftgeschwindigkeit geringer ist, was einen Abfall des Stroms zur Folge hat. So entsteht ein negativer differentieller Widerstand.

In dem Bereich zwischen Anode und Kathode, indem der Halbleiter verbaut ist, bilden sich Elektronenwolken, wie Scheiben, welche an der Kathode entstehen. Diese laufen abhängig von der materialspezifischen Ausbreitungsgeschwindigkeit durch den Halbleiter. Wenn solch eine Elektronenwolke den Halbleiter passiert hat, sollte sich eine neue Elektronenwolke an der Kathode bilden. Ist das nicht der Fall kommt es zu unterschiedlichen Laufzeiten.

In Reihe schalten von einem Widerstand, beim Bilden einer Elektronenwolke, sinkt die Spannung schlagartig, was die Bildung weiterer Elektronenwolken verhindert [12].

Die Gunndiode mit einem Widerstand gekoppelt erzeugt zyklisch Mikrowellen in einem Resonator, wobei der Resonator zur Auswahl bestimmter Wellen (=Frequenzen) genutzt wird. Danach werden die Mikrowellen zum Zirkulator geleitet, wo sie dann teils zur Diode mit angeschlossenem Lock-in-Verstärker und teils zum Spektrometer geleitet werden.

Zirkulator

Der hier verwendete Zirkulator ist für hohe Frequenzen gebaut. Er hat drei Ports, welche unterschiedliche Aufgaben haben. Der Eingang auf Port 1 trennt die ankommende Energie in zwei gleiche Teile. Diese erhalten durch einen Ferrit unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Am zweiten Port liegen beide Signalhälften gleichphasig an und addieren sich somit zum vollständigen Signal. Am dritten Port hingegen liegen beide Phasen gegenläufig an und löschen sich somit aus.

Hierbei ist es wichtig, dass die Ports um 120° zueinander versetzt sind.

3.1.4. Lock-in-Verstärker

Der Lock-in-Verstärker wird benutzt, um schwache Signale zu filtern und zu verstärken. Dazu wird eine Modulationsfrequenz benutzt, auf der in Phase das Signal detektiert wird.

Dazu haben wir im Lock-in-Verstärker einen Eingang für das modulierte Messsignal und einen Eingang für das sinusförmige Referenzsignal.

Um die beiden Phasen des Messsignals und des Referenzsignals anzupassen, benötigt man einen Phasenschieber.

Danach werden die Signale in den Multiplizierer gegeben, um ein resultierendes Signal zu erzeugen.

Das kombinierte Signal geht zuletzt durch einen Tiefpassfilter, um die zeitliche Mittelung über die Signalperioden durchzuführen.

3.2. Vorbereitung

Nach Anbringen der Bauteile sollte der Stickstoffzufluss, sowie der Stickstoffheizer überprüft werden, ob auch hier die Verbindungen zum Aufbau fehlerlos sind. Wenn hierbei Fehler auftreten, wird das spätestens nach der Leermessung des Resonators sichtbar, da wenn die Stickstoffzufuhr auf ist, kein Sauerstoff mehr im Resonator ist. Das ist wichtig, da Sauerstoff ein FMR-Signal bei 0.8T bis 1T gibt.

Nach der Leermessung des Resonators muss der Probenhalter auf Rückstände von vorherigen Messungen überprüft werden, indem man ihn ohne Probe in den Resonator steckt und eine zweite Leermessung startet.

Nun kann auf dem Probenstab die Probe angebracht werden, und die Messreihe kann gestartet werden.

3.3. Probenstab

Die Probe wird an einem Messstab befestigt und darf sich während der Messung nicht bewegen. Für den Probenstab bieten sich Materialien an, welche selbst kein Signal in der Messung haben.

Hierzu wurde ein Quarzglasstab angefertigt.

Der Stab hat einen 3.84mm Durchmesser und hat an einem Ende eine flache Auskerbung, in welcher die Probe angebracht werden kann. Diese Auskerbung ist 1.62mm tief, 3.84mm breit und 8mm lang.

Als Klebstoff wird Wasserglas benutzt, das kein EPR Signal aufweist.

Die Probe wurde für die erste Messreihe wie in Abbildung 3.2 angebracht. Dabei ist das Wasserglas um die Probe durch Lichtbrechungen im Bild erkennbar. Zudem sind die Kristallrichtungen eingezeichnet. Der gelbe Pfeil zeigt die $[101]$, der rote Pfeil die $[010]$ und der blaue Pfeil die $[10\bar{1}]$ Richtung.

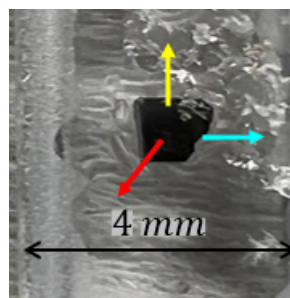


Abb. 3.2.: Der $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ Heusler Einkristall auf dem Probenstab platziert für die "out-of-plane" Messung. Zudem geben die Pfeile die Kristallrichtungen an. Dabei ist **gelb** die $[101]$, **rot** die $[010]$ und **blau** die $[10\bar{1}]$ Richtung.

3.4. Erstmessungen vom $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ Heusler Einkristall

Zur Charakterisierung der verschiedenen Phasen von NiCoMnTi werden FMR-Messungen gemacht. Unter anderem soll herausgefunden werden, ob die Tieftemperaturphase antiferromagnetisch ist. Der NiCoMnTi Heusler-Einkristall stammt aus der Arbeitsgruppe Struktur-

forschung von Herr Prof. Dr. Donner an der TU Darmstadt. Der Einkristall hat die Abmessungen von 1.2mm Breite, 0.2mm Tiefe und 1mm Länge. Dabei verläuft die Breite von 1.2mm zu 0.8mm. Die Gitterkonstante der B2 Struktur beträgt 5.91 Å.

Bevor eine Winkelabhängigkeit mit dem $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ Heusler Einkristall gefahren wird gilt es zu klar zu stellen, dass die Probe ein FMR-Signal abgibt.

Dabei wird die Probe zuerst mit verschiedenen Mikrowellenleistungen gemessen, um zu charakterisieren, ob die Probe ein FMR-Signal oder ein ESR-Signal hat.

Dazu wird die Dämpfung der Mikrowellen von 35dB bis auf 0dB in 5dB Schritten variiert. Die Messung wird mittels einer Stickstoffatmosphäre im Resonator gemacht, damit kein Sauerstoffpeak erscheint. Die Spektren sind in Abbildung 3.3 geplottet. Auffällig bei den Spektren ist, dass die Peak Positionen nicht verschieden sind, sondern nur die Intensität der Peak Maxima variiert.

Um nun zu ermitteln, ob wir ein FMR-Signal und kein ERS-Signal haben, werden die Maxima gegen die Wurzel der Leistung gezeichnet.

Für die Werte der Leistung gilt es die dB Dämpfung in die tatsächlich ausgegebenen mW umzurechnen. Dabei hat man die Anhaltswerte, dass 0dB 200mW entsprechen und 5dB entsprechen 62mW. Da dB logarithmisch ist, erhalten wir die Tabelle 3.1.

Tab. 3.1.: In der Tabelle sind die Werte der Mikrowellenleistung in Milliwatt(mW) für eine anliegende Dämpfung in Dezibel(db) aufgelistet.

Dämpfung[db]	Mikrowellenleistung [mW]
0	200
5	62
10	20
15	6.2
20	2
25	0.62
30	0.2
35	0.062

Abbildung 3.3 zeigt bei einem festen Winkel variierende Mikrowellenleistungsspektren. Dabei ist der Kurvenverlauf gleich und die Amplituden variieren. Für die Werte der Amplitude wurden die Maximalwerte des Spektrums bei 0.3 T anliegendem Feld entnommen. Nach Auftragung der Amplitudenwerte gegen die Wurzel der Mikrowellenleistung resultiert aus der Abbildung 3.4, dass es sich um ein FMR-Signal handelt, da die Steigung des Graphen linear ist.

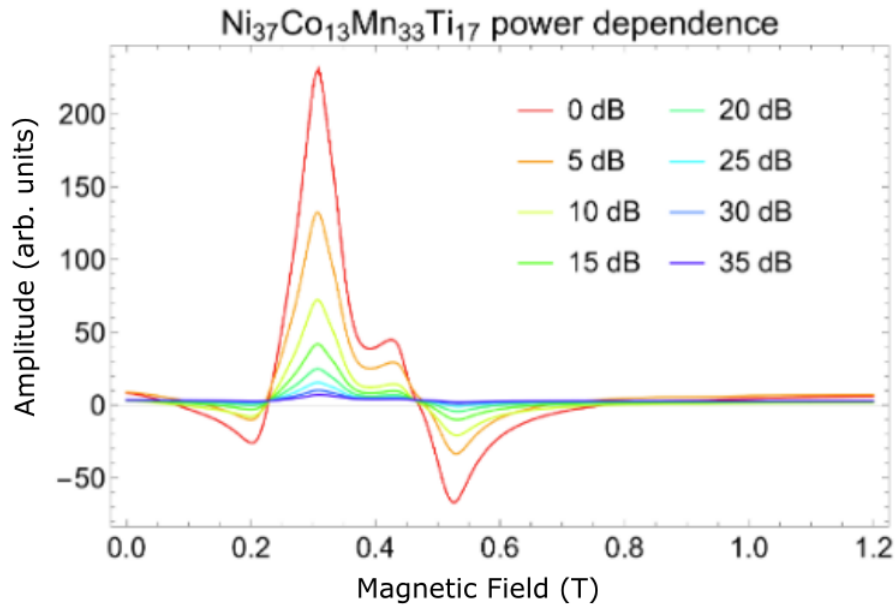


Abb. 3.3.: Dämpfungsabhängige Messung vom $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ Heusler Einkristall, in der die Intensität in willkürlichen Einheiten und das anliegende Magnetfeld in Tesla angegeben sind.

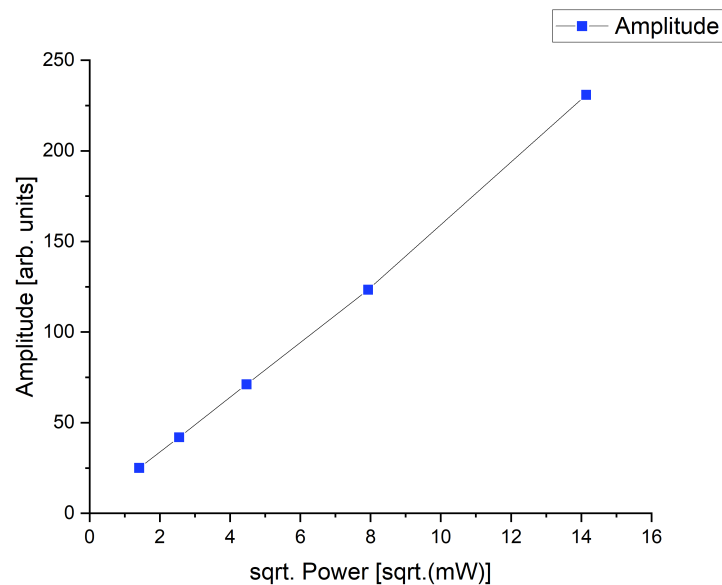


Abb. 3.4.: Die Auftragung der Maximalwerte der Amplitude des "peaks" bei 0.3 T der dämpfungsabhängigen Messung gegen die Wurzel der Mikrowellenleistung. Zur Vergewisserung ob es sich um ein FMR-Signal handelt.

3.5. "Out-of-plane" Winkelabhängigkeit im Austenit

Die Probengeometrie ist eine Scheibe mit einem Aspektverhältnis von $\sim 1 : 5$, sichtbar in Abb. 3.2. Die Probe besitzt also eine große Frontfläche. Damit lassen sich für die Win-

kelabhängigkeit zwei generelle Drehrichtungen definieren. "out-of-plane" bedeutet, dass das Magnetfeld aus der Frontfläche heraus, senkrecht zu dieser gedreht wird. "in-plane" bedeutet, dass das Magnetfeld bei der Drehung nie diese Frontfläche verlässt. Die nun diskutierte Winkelabhängigkeit ist eine "out-of-plane" Messung.

Jede Messung wird bei konstanter Temperatur gemacht. Für jede Temperatur wird eine Modulationsfrequenz von 100 kHz, mit einer Modulationsamplitude von $1 \cdot 10^{-3}$ T verwendet. Die Zeitkonstante beträgt 20.48 ms mit einer Wandlungszeit von 40.96 ms. Die Winkelabhängigkeit wird in 4° Schritten gefahren. Dabei wird das Feld vor jedem Messpunkt auf 1.2 T gefahren, so dass die Resonanzmessung in "sweep down" Richtung verläuft. Die Messungen wurden unter einer Mikrowellenleistung von 0.02 mW vorgenommen. Nur bei 140 K wurde die Mikrowellenleistung auf 0.002 mW verringert.

Die erste winkelabhängige Messung bei 293.5K ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Dabei ist der Stickstoffheizer bei 2 Prozent Heizleistung und die Mikrowellenfrequenz liegt bei 9.54GHz. Die roten Linien geben die jeweilige Kristallrichtung an. Der Kristall befindet sich bei der Messung im Austenit. Zu sehen ist eine breite Resonanzlinie. In der Winkelabhängigkeit ist eine uniaxiale Symmetrie sichtbar.

Die harte magnetische Achse liegt in der 010 bzw. $0\bar{1}0$ Richtung. Die leicht magnetische Achse hingegen liegt in der 101 und $10\bar{1}$ Richtung. Zwischen den Achsen um 35.2° verschoben sind kleine Nebenpeaks erkennbar. Diese liegen in den Kristallrichtungen:

$[111]$, $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$, $[\bar{1}\bar{1}1]$, $[1\bar{1}\bar{1}]$

Die gleichen Auffälligkeiten sind bei niedrigeren Temperaturen (Abbildung 7.1, Abbildung 3.6, Abbildung 7.2, Abbildung 7.3 und Abbildung 3.7) ebenfalls sichtbar, wobei sich die Ausprägung mit der Variation der Temperatur ändert. Die harte ("out-of-plane") und leichte Richtung ("in-plane") korreliert außerdem mit der Form der Probe.

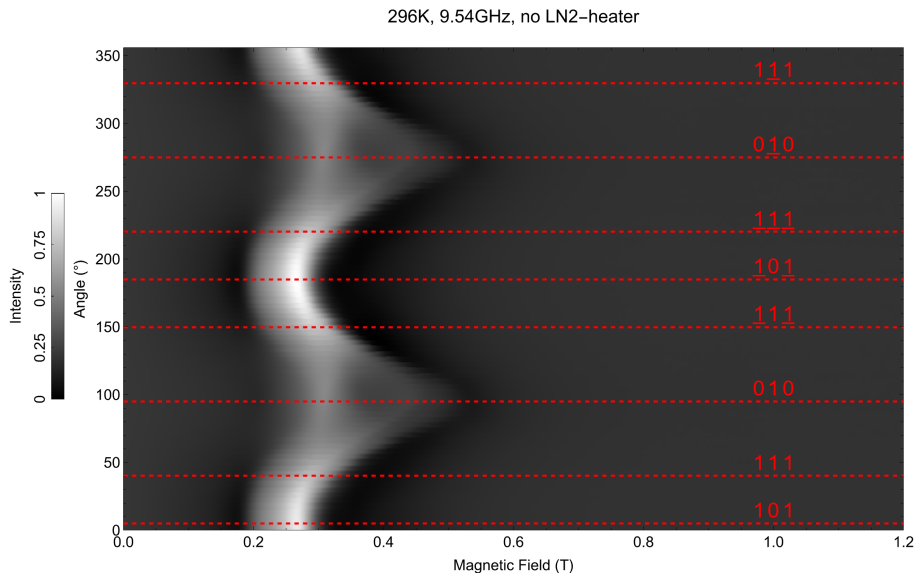


Abb. 3.5.: Winkelabhängige FMR-Spektrum von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, bei 296K und 9.54GHz, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Amplitude der Spektren in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an.

Abbildung 3.6 zeigt die Messung bei $271.1\text{K}\pm 1.2\text{K}$, unter einer Nutzung von 2 Prozent des LN2-Heizers. Die Frequenz der Mikrowelle beträgt 9.54GHz . Hierbei wird eine Aufspaltung der Resonanzlinie sichtbar. So erscheint eine weitere scharfe Resonanzlinie, welche der gleichen Symmetrie folgt aber in der harten Richtung verschwindet. Das Verschwinden einer Resonanzlinie deutet auf einen metastabilen magnetischen Zustand hin. Dabei verläuft sie knapp unter der normalen Resonanzkurve. Außerdem zeichnet sich ein Loop im Peak der harten Achse ab, welcher auf der Höhe von 0.35T sein Zentrum hat bzw. bei 90° und einen Durchmesser von etwa 0.05T zeigt.

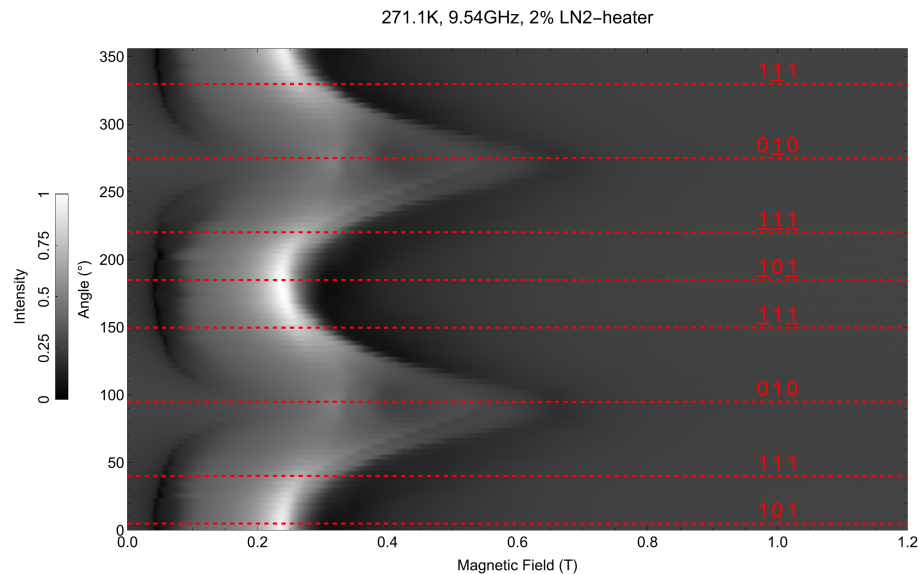


Abb. 3.6.: Winkelabhängiges FMR-Spektrum von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, bei $271\text{K}\pm 1.2\text{K}$ und 9.54GHz .

Abbildung 7.2 zeigt die winkelabhängige Messung bei $251\text{K}\pm 1.2\text{K}$ (5 Prozent des LN2-Heizers) und beträgt 9.54GHz . In diesem Plot nehmen beide vorher genannten Auffälligkeiten zu. Der "Loop" verschiebt sein Zentrum auf 0.4T und hat dieselbe Proportion bezüglich des Durchmessers. Unterhalb des Kreises ist ein leichter Halbkreis zu erkennen, was eine not-Aligned Mode ist [4]. Zusätzlich dazu bildet sich in der Höhe von 0.08T eine sehr scharfe FMR-Resonanzlinie unterhalb der leichten Richtung. Im Kapitel Diskussion wird auf diese Auffälligkeiten genauer eingegangen.

Abbildung 7.3 zeigt die Messung bei $232.8\text{K}\pm 1.3\text{K}$ (5 Prozent des LN2-Heizers) und 9.54GHz . Im Plot sind die not-Aligned Moden schlechter zu erkennen. Die Resonanzlinien unterhalb der leichten Achse kann man nun deutlicher erkennen.

Abbildung 3.7 zeigt die Messung bei $215\text{K}\pm 1.2\text{K}$, unter einer Nutzung von 10 Prozent des LN2-Heizers. Die Frequenz der Mikrowellen beträgt 9.54GHz . Im Plot verschärfen sich die Auffälligkeiten aus der vorherigen Messung.

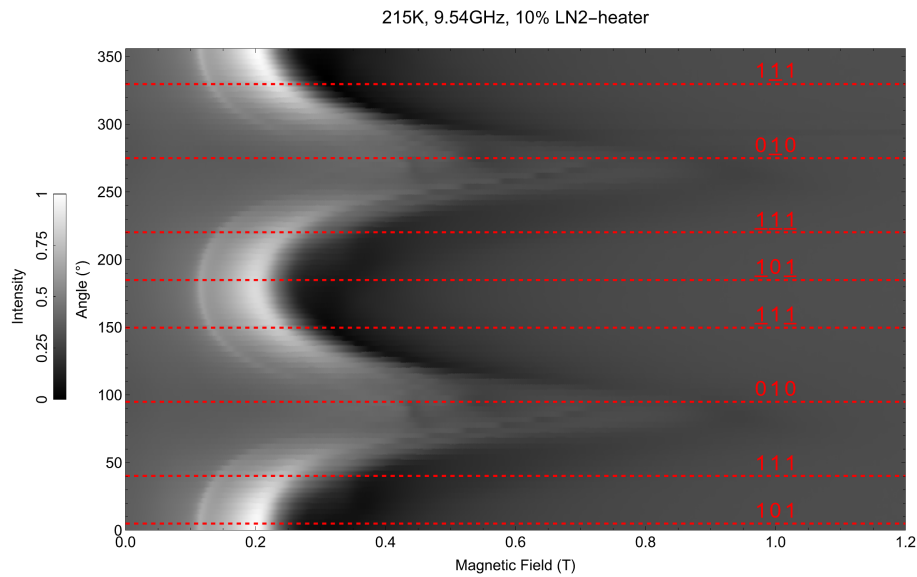


Abb. 3.7.: Winkelabhängige FMR-Spektrum von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, bei $215\text{K} \pm 1.2\text{K}$ und 9.54GHz .

3.6. ” Out-of-plane ” Winkelabhängigkeit im Martensit

Abbildung 3.8 zeigt die Messung bei $192\text{K} \pm 1.1\text{K}$ (10 Prozent des LN2-Heizers) und 9.54GHz . Das Material ist in der martensitischen Phase. Dabei ist eine Umstrukturierung im Plot erkennbar. Das Material zeigt nun 4 Peaks. Die Peaks, um die vorherigen harten Achsen, sind zu den Kristallachsen um 15° verschoben. Die harte Richtung der neuen Resonanzlinie liegt nun in der 101 und $\bar{1}01$ Richtung. Zudem ist keine not-Aligned Mode vorhanden oder FMR-Signal unterhalb der weichen Achse vorhanden. Die parallel zur Resonanzkurve verlaufende Linie ist ebenfalls nicht mehr vorhanden.

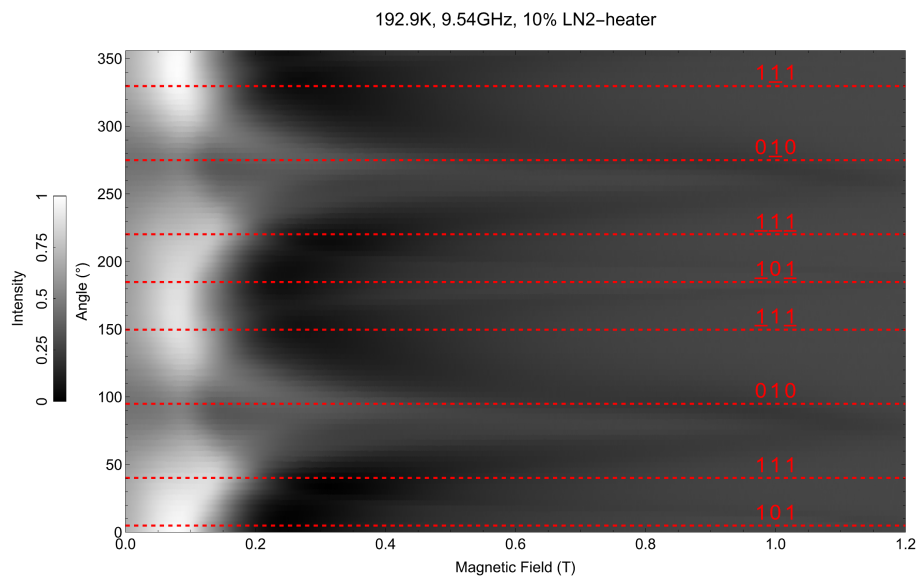


Abb. 3.8.: Winkelabhängige FMR-Spektrum von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, bei $192.9\text{K} \pm 1.1\text{K}$ und 9.54GHz .

Abbildung 7.4 zeigt die winkelabhängige Messung bei $148\text{K}\pm 0.7\text{K}$ (10 Prozent des LN2-Heizers) und 9.54GHz. Der Plot zeigt zwei Peaks, welche um 25° zur vorherigen harten Achse verschoben sind. Dennoch ist die Richtung der Verschiebung dieselbe wie bei Abbildung 10. Zum vorherigen Plot ändert sich, dass die schwachen Peaks verschwunden sind. Anzumerken ist, dass von Abbildung 3.5 bis Abbildung 7.4 die Intensität in den Plots mit willkürlichen Einheiten angegeben ist. Dennoch ist am Kontrast erkennbar, dass die Intensität des gemessenen Signals stetig abnimmt. Dies lässt darauf schließen, dass eine geringere Menge magnetischer Momente an der Resonanz beteiligt ist. Außerdem war für Messungen bei der niedrigsten Temperatur eine Verringerung der Mikrowellenleistung notwendig, weil die steigende Leitfähigkeit der Probe das Abstimmen des Resonators erschwert.

3.7. "In-plane" Winkelabhängigkeit im Austenit

In der zweiten Messreihe ist genauer um den Phasenübergang herum gemessen worden, sowie bei Raumtemperatur und bei 141K.

Die zweite Messreihe zeigt eine "in-plane" Messung. Dazu wird die Probe am unteren Ende des Probenstabs erneut mit Wasserglas befestigt und behutsam in den Resonator gelassen und richtig ausgerichtet, dass die [010] Richtung nach oben zeigt und die [101] senkrecht zum Magnetfeld.

Die Messungen sind bei konstanter Temperatur. Die Winkelabhängigkeit wird in 4 Grad Schritten gefahren. Dabei wird das Feld vor jedem Messpunkt auf 1.2 Tesla gefahren, so dass die Resonanzmessung in sweep down Richtung verläuft.

Die Messung aus Abbildung 7.5 zeigt die winkelabhängige "in-plane" Messung bei 296K und 9.539GHz. Dabei ist der LN2-Heizer ausgeschaltet, da die Messung bei Raumtemperatur durchgeführt wird. Es ist erneut eine uniaxiale Anisotropie sichtbar. Zu sehen sind jedoch zwei zueinander verschobene Linien mit gleicher genereller Anisotropie. Die Verschiebung beträgt 60° . Die Peaks liegen dabei bei 0° und 180° bzw. 120° und 300° . Einzelmessungen wie bei 88° oder 224° zeigen Fehlmessungen, bei denen die Abstimmung verloren gegangen ist.

Abbildung 3.9 zeigt die winkelabhängige Messung bei $232\text{K}\pm 1.2\text{K}$ (LN2-Heizer auf 5 Prozent) und 9.54GHz. Die vorher klar erkennbaren Peaks sind nicht mehr vorhanden. Die Resonanzlinien sind stark aufgeteilt und weisen darauf hin, dass es sich nicht mehr um einen Einkristall handelt. Auch hier gibt es Messpunkte, welche nicht nutzbar sind, dennoch ist der Verlauf der Resonanzkurven nachvollziehbar. Wenn man die Resonanzpeaklage mit der aus Abbildung 7.5 vergleicht, sind die Maxima am selben Winkel aufzufinden. Wie in der "out-of-plane" Messung sind hier FMR-Signale unterhalb der leichten Achse zwischen 0.6 und 1.4 erkennbar, welche sich analog zu den aufgespalteten Resonanzpeaks verhalten. Auffällig bei den Zwillingspeaks ist, dass die Resonanzkurven anfangen, aber vor dem Maximum verschwinden, wie bei 104° oder 284° . Außerdem sieht man den Zwillingsverlauf in der Überlagerung mit den vordergründigen Peaks, bei denen man auch die Anfänge erkennen kann. Dabei verlaufen alle Kurven uniaxial.

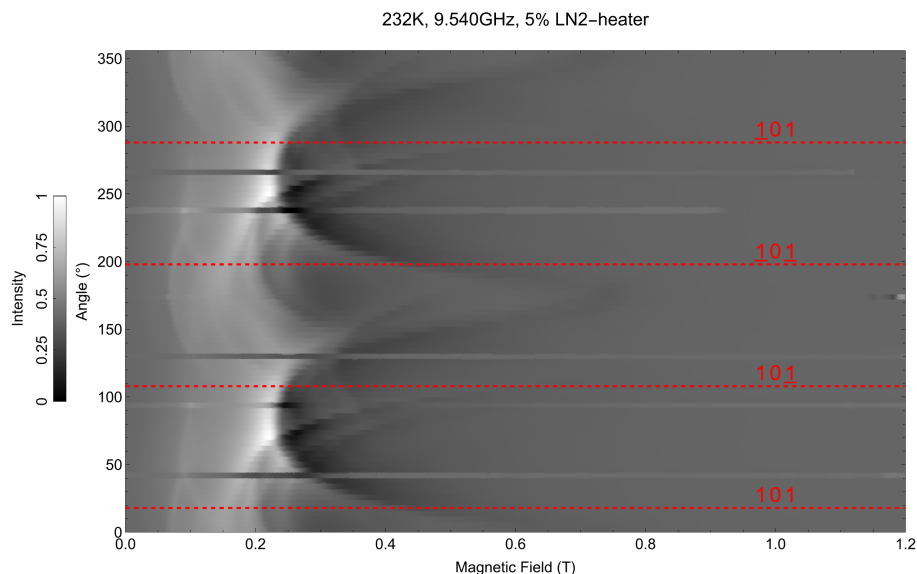


Abb. 3.9.: Winkelabhängige FMR-Spektrum von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, bei $232\pm 1.2\text{K}$ und 9.54GHz .

Abbildung 7.6 zeigt die Messung bei $220\text{K}\pm 1\text{K}$ (LN2-Heizer bei 5 Prozent) und 9.54GHz . Die Verläufe der Resonanzkurven sind gleich positioniert, bieten aber einen besseren Kontrast. Dabei sind die Zwillingsspeaks in drei Kurven aufgespalten, wobei die Hauptpeaks keine Aufspaltung aufweisen, bis auf einen Linienverlauf, welcher bis zur Mitte des Peaks verläuft ausgehend von der leichten Achse.

Abbildung 7.7 zeigt die Messung bei $207\text{K}\pm 1.1\text{K}$ (LN2-Heizer ist bei 5 Prozent) und 9.541GHz . In dem Plot gibt es keine weiteren Auffälligkeiten.

Abbildung 7.8 zeigt die Messung bei $200\text{K}\pm 1.1\text{K}$ (LN2-Heizer ist bei 5 Prozent) und 9.542GHz . In dem Plot ist derselbe Resonanzkurvenverlauf, wie in Abbildung 3.9, Abbildung 7.6 und Abbildungen 7.7 zu sehen, nur dass dieser sich wieder von der Intensität unterscheidet.

3.8. "In-plane" Winkelabhängigkeit im Martensit

In Abbildung 7.9 ist der Plot bei 194K und 9.541GHz zu sehen. Der LN2-Heizer ist unverändert. Der Plot zeigt von 0° bis 32° denselben Verlauf wie in den Abbildungen 3.9 bis Abbildungen 7.8. In der 36° Messung sieht man den Phasenübergang von der Austenit Phase in die martensitische Phase. Die Intensität nimmt drastisch ab, was am Kontrast ersichtlich ist. Zudem ändert sich die Peakposition. Die Peaks befinden sich nun bei 90° und 270° . Außerdem gibt es kein FMR-Signal unterhalb der leichten Achse.

Abbildung 3.10 zeigt die Messung bei $186\text{K}\pm 1\text{K}$ (LN2-Heizer ist bei 5 Prozent) und 9.541GHz . Der Kontrast nimmt weiterhin ab und zeigt die martensitische Phase mit zwei uniaxialen Peaks.

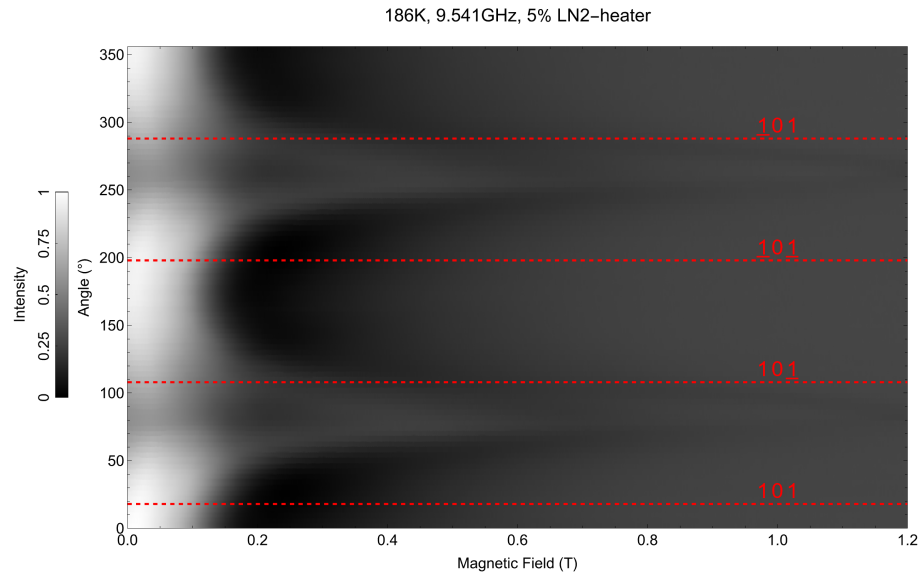


Abb. 3.10.: Winkelabhängige FMR-Spektrum von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, bei $186\text{K} \pm 1\text{K}$ und 9.54GHz .

Bei Abbildung 7.10 sind alle Auffälligkeiten bis auf eine Fehlmessung und der anliegenden Temperatur gleich zur Abbildung 7.9.

Abbildung 7.11 zeigt die Messung bei $141\text{K} \pm 0.6\text{K}$ (LN2-Heizer ist auf 12 Prozent) und 9.544GHz . Auffällig im Plot ist ein unidirektionaler Peak, welcher bei 80° sein Maximum hat.

4. Auswertung

4.1. Vergleich der Messreihen

Die Austenit Phase ist ferromagnetisch, wobei eine klare harte Achse bei 70° und 250° , sowie eine leichte Achse bei 160° und 340° auffällig sind. In den folgenden Tabellen 4.1 und 4.2 sind die Resonanzfelder der harten und leichten Richtung aus den winkelabhängigen FMR-Messungen entnommen. Deren Positionen sind in Abbildung 7.12 und Abbildung 7.13 gegen die Temperatur geplottet. Dabei ist ein ähnlicher Verlauf in den Plots erkennbar. In Abbildung 4.1 ist dann die Differenz beider Messungen in einem Plot zusammengefasst.

Tab. 4.1.: Resonanzfelder der leichten und harten Achse der Temperaturabhängigen "out-of-plane" FMR-Messungen.

Temperatur [K]	Leichte Achse [T]	Harte Achse [T]
293.5	0.31	0.47
271.1 ± 1.2	0.28	0.65
251 ± 1.2	0.25	0.8
232.8 ± 1.3	0.25	0.85
215 ± 1.2	0.25	0.9

Tab. 4.2.: Resonanzfelder der leichten und harten Achse der Temperaturabhängigen "in-plane" FMR-Messungen.

Temperatur [K]	Leichte Achse [T]	Harte Achse [T]
296	0.3	0.45
232 ± 1.2	0.23	0.72
220 ± 1	0.23	0.78
207 ± 1.1	0.23	0.8
200 ± 1.1	0.24	0.82

Die oben ausgewerteten Werte kann man nun grafisch auftragen (Abbildung 7.12 und Abbildung 7.13). Aus den Differenzen der beiden Grafen entsteht ein Kurvenverlauf der proportional zur Magnetisierungskurve ist. Dies deutet auf Formanisotropie als größten Beitrag zur Anisotropie hin. Die Geometrie der Probe, die kein dünner Film, sondern eine ausgedehnte Bulkprobe ist, erlaubt Formanisotropie auch in "in-plane" Messungen. Abbildung 4.1 zeigt die Verläufe der Differenzen zwischen leichter und harter Achse der "in-plane" und "out-of-plane" Messungen. Abbildung 4.2 beinhaltet in rot den Verlauf der Magnetisierungskurve.

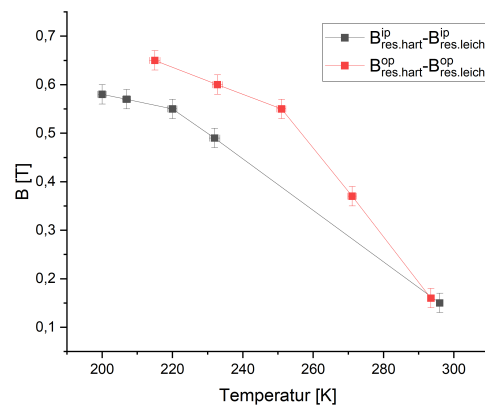


Abb. 4.1.: Die Differenz der harten Achse und leichten Achse der beiden Messreihen aufgetragen gegen die Temperatur und das anliegende Feld.

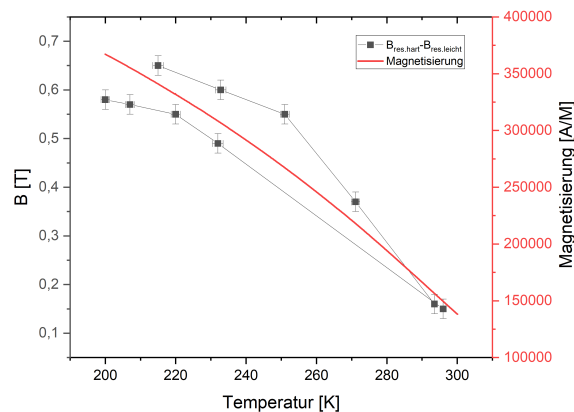


Abb. 4.2.: Die Differenz der harten Achse und leichten Achse der beiden Messreihen aufgetragen gegen die Temperatur und das anliegende Feld geplottet mit der Magnetisierungskurve aus Abbildung 3.3 um den Verlauf abzugleichen.

4.1.1. "Not-aligned Mode"

In der Abbildung 7.2 ist eine not-Aligned Mode deutlich zu erkennen. Diese hat die Werte wie in Tabelle 4.3 zu sehen. Die not-aligned Mode hat dabei die Form eines Loops. Diese ist in der Abbildung 7.2 dunkler, da sie mehr Mikrowellen emittiert. Die not-aligned Mode zeigt das Verhalten, dass sie entgegengesetzt der aligned Mode nach oben geöffnet ist. Dabei ergibt sich ein Kreis wie hier, wenn sich aligned Mode und not-aligned Mode treffen. Genauere Definition der not-aligned Mode gibt es unter Quelle [4].

Tab. 4.3.: Werte der not-aligned Mode aus Abbildung 7.2 aus der out-of plane Messung bei 251K.

Position [Grad]	Magnetisches Feld [T]	Temperatur [K]	Breite [T]
90	0.4	251	0.05
270	0.4	251	0.05

4.2. Berechnung der Winkelabhängigkeit

Um die gemessenen winkelabhängigsten Resonanzlinien zu verstehen werden sie nun mit Rechnungen verglichen. Dabei werden freie Energiedichten (siehe Seite 7) angenommen, die der Kristallsymmetrie des Einkristalls entsprechen. Es handelt sich hier nicht um einen Fit der Messdaten, sondern um einen Vergleich mit theoretischen Berechnungen. Basierend auf der Gitterstruktur des $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ -Heusler-Einkristalls ist bei der Reproduzierung der Resonanzkurve ein kubisches Kristallgitter intuitiv. Dies gilt solange der Kristall in der Austenit Phase ist.

4.2.1. Kubisches Kristallgitter

In Abbildung 7.14 und Abbildung 7.15 sind die Resonanzkurven "out-of-plane", für ein kubisches Kristallgitter errechnet. Zum berechnen wird das Programm Wolfram Mathematica 13 von Wolfram Research benutzt. Dafür wird folgenden Formel für die freie Energiedichte eingesetzt.

$$\begin{aligned}
 F = & \underbrace{K_4(\alpha^2\beta^2 + \alpha^2\gamma^2 + \beta^2\gamma^2)}_{\text{magnetokristaline Anisotropie}} + \underbrace{\frac{1}{2}\mu_0 M^2 \cos^2(\Theta)}_{\text{Formanisotropie}} \\
 & - \underbrace{MB(\cos(\Theta) \cos(\Theta B) + \cos(\Phi - \Phi B) \sin(\Theta) \sin(\Theta B))}_{\text{Zeemanterm}}
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

Dabei sind α , β und γ aus Gleichung 2.8 bekannt. Der Vorfaktor inkludiert N.

Der Wert der Magnetisierung $M = 2.8\text{T}$ ist der Magnetisierungskurve (Abbildung 2.3) bei 250°C entnommen. Die erste nicht verschwinden Anisotropiekonstante K_1 beträgt in Abbildung 7.14 $10000\text{J}/\text{m}^3$ und in Abbildung 7.15 $100\text{J}/\text{m}^3$. Der g Faktor beträgt 2.09.

Die Berechnung errechnet pro Gradschritt einen Resonanzpunkt. Dabei ist einstellbar, in welcher Ebene man fährt. Die Startparameter, sowie die Schrittparameter sind frei einstellbar. Dabei sind Θ und Φ die einstellbaren Parameter für die Messebene. Die Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder ist durch g-Faktor, Magnetisierung und Anisotropiekonstante bestimmt. Der Verlauf ähnelt nicht den winkelabhängigkeiten der Resonanzfelder aus den Plots, da Abbildung 7.14 und Abbildung 7.15 eine Vierzähligkeit über 360° aufweisen. Somit kann in dem Model trotz Änderung der Parameter, bis auf die Änderung der Form keine Zweizähligkeit erreicht werden. Die Form des Körpers spiegelt sich im Vorfaktor der Formanisotropie wieder. Zudem fehlt die not-align-Mode. Die Darstellung der "in-plane" Messung ist bei niedrigeren Temperaturen als Raumtemperatur nicht möglich ohne tiefgreifende Modelle zur Berechnung der Zwillingsbildungen. Die Raumtemperaturmessung hingegen schon, wenn man von den Zwilligen absieht.

Die "in-plane" Berechnung ist in Abbildung 7.16 zu sehen. Die Höhe der berechneten Resonanzkurve stimmt mit der der gemessenen Resonanzkurvenhöhe überein. Dennoch ist eine Vierzähligkeit vorhanden und keine Zweizähligkeit.

Somit kann man von der groben Form und Größe davon ausgehen, dass die Anisotropiekonstante kleiner sein muss im kubischen System. Die Größenordnung für K_1 liegt somit bei 10^2 .

4.2.2. Orthorhombisches Kristallgitter

Da die Berechnung mit dem kubischen Kristallgitter nicht zum Material passt, gilt es ein neues Modell anzupassen. Es bietet sich ein orthorhombisches System an. Dafür gilt es, die Formel der freien Energiedichte anzupassen. Wobei sich nicht die Formanisotropie oder der Zeemanterm ändert, sondern lediglich die magnetokristalline Anisotropie. Dafür ergibt sich die folgende Formel für die freie Energiedichte:

$$\begin{aligned}
 F = & \underbrace{K_1 \cos^2(\Phi) + K_2 \sin^2(\Phi) + K_3 \cos^2(\Theta)}_{\text{magnetokristalline Anisotropie}} + \underbrace{\frac{1}{2} \mu_0 M^2 \cos^2(\Theta)}_{\text{Formanisotropie}} \\
 & - \underbrace{MB(\cos(\Theta) \cos(\Theta B) + \cos(\Phi - \Phi B) \sin(\Theta) \sin(\Theta B))}_{\text{Zeemanterm}}
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

Sie hat drei nicht verschwindende Terme. Dabei treten drei Terme mit unterschiedlichen Anisotropiekonstanten K_1 , K_2 sowie K_3 auf.

Der Demagnetisierungsfaktor ist in dem Model als ein halb angenommen und ist als Vorfaktor in der Formanisotropie. Der Richtungskosinus ist dabei pro Variable nur auf jeweils einen Raumwinkel bezogen. Das hat in der Berechnung zur Folge, dass je nach Drehrichtung ein Term konstant bleibt.

Das hat in der Berechnung zur Folge, dass je nach Drehrichtung ein Term konstant bleibt. In Abbildung 4.3 sieht man die "out-of-plane" Berechnung. Diese passt zur "out-of-plane" Messung, da sich hier bei einer Magnetisierung von 0.28T ebenfalls not-aligned Moden bilden. Zudem stimmen die harte Achse und weiche Achse mit der Messung überein.

Aus der Berechnung, welche bei $\Theta = 0$ und $\Phi = \frac{\pi}{2}$ startet und dann Θ entlangläuft, erhält man Werte für die Anisotropiekonstanten, welche wie folgt aussehen:

$$\begin{aligned}
 K_1 &= 0 \text{ J/m}^3 \\
 K_2 &= 250 \text{ J/m}^3 \\
 K_3 &= 600 \text{ J/m}^3
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Die "in-plane" Messung hingegen ergibt mit denselben Werten eine kaum auffällige Resonanzkurve, da Θ gleich $\frac{\pi}{2}$ ist und somit die Formanisotropie Null ergibt. Diesbezüglich bleibt bei der freien Energiedichte nur noch der Term der magnetokristallinen Anisotropie und der Zeemanterm übrig. Dabei kürzt sich der magnetokristalline Anisotropieterm bis auf das K_2 weg und der Zeemanterm reduziert sich auch auf $MB \cos(\Phi - \Phi B) \sin(\Theta)$.

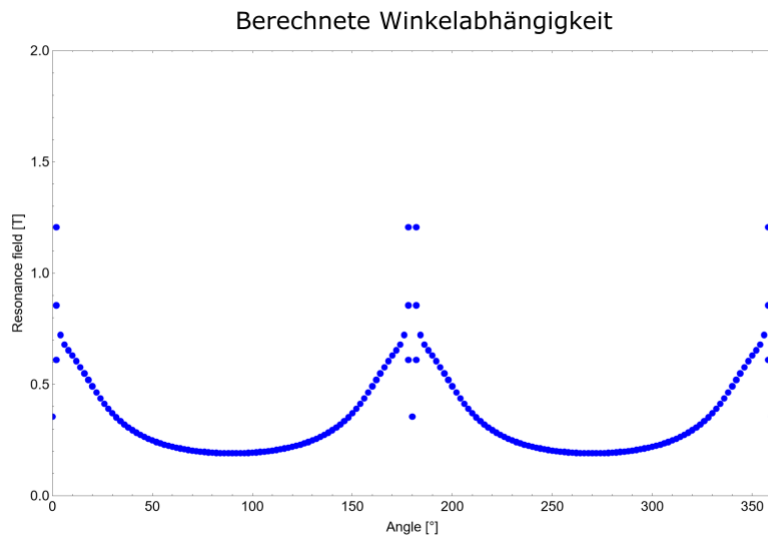


Abb. 4.3.: Berechnete Winkelabhängigkeit im orthorhombischen System in Mathematica mit den Wert $\Theta = 0, \Phi = \pi/2$ für die Startwinkel und $\Theta = \pi/90, \Phi = 0$ für die Messschritte. Dabei wurden folgende Parameter verwendet: $g = 2.09, M = 2.8T, K_1 = 0J/m^3, K_2 = 250J/m^3$ und $K_3 = 600J/m^3$

5. Diskussion/Resultate

Aufgrund der Laue Beugung von allen Seiten sollte ein Einkristall vorliegen (private Information D. Koch). Durch die "in-plane" Messungen wurde gezeigt, dass die Situation aufgrund der mehrmals durchfahrenen Phasenübergänge komplizierter ist. Es lässt sich nicht mehr nachvollziehen, inwieweit sich die Kristallstruktur durch den martensitischen Übergang bei der "out-of-plane" Messung verändert hat und dies Auswirkungen auf die "in-plane" Messung hatte.

5.1. Kubisch oder Orthorombisch

In den winkelabhängigen Resonanzspektren ist keine offensichtliche kubische Symmetrie sichtbar. Stattdessen ist eine uniaxiale Anisotropie sichtbar. In der "out-of-plane" Messung wäre dies durch Formanisotropie erklärbar. Dafür spricht, dass sowohl in der "out-of-plane", als auch in der "in-plane" Messung die Resonanzfeldaufspaltung zwischen harter und weicher Achse proportional zur Magnetisierung ist. Dagegen spricht die Sichtbarkeit der Anisotropie in der "in-plane" Messung und das Auftreten einer, später als Zwillings identifizierten, zweiten Resonanzlinie. In der "in-plane" Messung wird keine Formanisotropie erwartet, da $N_X \approx N_Y$ ist. Dies führt zur Annahme einer orthorhombischen Symmetrie. Die Berechnung zeigt dabei eine not-aligned Mode, welche auch in der Messung (Abbildung 7.2) klar erkennbar ist. Dabei sind die Anisotropiekonstanten klein im Verhältnis zur Formanisotropie. Dies spricht für eine klare Dominanz der Formanisotropie. Dennoch muss auch hier zur Erklärung der "in-plane" Messung Formanisotropie angenommen werden

Die Magnetisierung liegt bei $28000 \frac{A}{M}$ und die Anisotropiekonstante $K_1 = 0 J/m^3$, $K_2 = 250 J/m^3$ und $K_3 = 600 J/m^3$.

Da in der Formanisotropie ein $\cos^2(\Theta)$ steht, wird K_2 interessant, da es nur von $\sin^2(\Phi)$ abhängt und somit nicht von Θ . Wenn somit um die Theta Achse rotiert wird, ist K_2 bei den Winkeln $\Theta = 0, \pi$ und 2π bedeutend.

K_3 hingegen wird mit $\cos^2(\Theta)$ multipliziert. Das bedeutet, dass hier die Maxima bei $\Theta = \frac{\pi}{2}$ und $\frac{3\pi}{2}$ bemerkbar macht. Die Winkelabhängigkeit startet mit $\Theta = 0$ und $\Phi = \frac{\pi}{2}$ und läuft dann um die Θ -Achse für die "out-of-plane" Messung.

Die "in-plane" Berechnung hingegen ist schwierig zu beurteilen, wie in der Auswertung erwähnt. Dennoch ist auffällig, dass die Formel für die freie Energiedichte im orthorhombischen System nicht zutrifft. Dies ist in Abbildung 7.17 sichtbar, da hier eine "in-plane" Resonanzkurve keine harte Achse und keine weiche Achse aufweist. Die "in-plane" Berechnung des kubischen Gitters hingegen zeigt einen klaren Resonanzverlauf, welcher dem Abstand der harten Achse und weichen Achse entspricht.

Eine Vermutung, woran das liegen kann, ist dass der $Ni_{37}Co_{13}Mn_{33}Ti_{17}$ -Heusler-Einkristall endlich viele Zyklen zwischen den Phasendurchlaufen hat und somit zum Polykristall mutiert. Das heißt, dass manche Bereiche in der Austenitphase des Gitters nicht ganz die Form des Grundzustands wieder einnehmen. Dabei muss man auf den Phasenübergang in den martensitischen Zustand verweisen, wo wir eine Scherung des Kristallgitters haben. Das könnte der Grund sein, weshalb Verkantungen im Kristall auftreten, was den Einkristall zerstört.

Fraglich dabei ist, ob man nach einem Übergang überhaupt noch von Einkristallen reden

kann, da er unter Umständen bei dieser Messprozedur (Winkelabhängig) nicht reproduzierbar reversibel ist.

Die hier verwendete Probe ist vor der "in-plane" Messung drei mal in der martensitischen Phase gewesen. Zweimal für die Magnetisierungsmessung und einmal während der "out-of-plane" Messung.

Zudem ist die FMR-Messung sehr oberflächensensitiv und durchdringt nicht den ganzen Festkörper. Hier handelt es sich um $< \mu\text{m}$ Eindringtiefe der 9.56GHz Mikrowelle, bei einem mm dicken Körper. Es ist möglich, dass die oben genannten Verkantungen primär an der Oberfläche des Kristalls auftreten und erst nach späteren Übergängen im Körper selbst. Dies kann anhand der Unregelmäßigen Form des Kristalls in Abbildung 3.2 sehen.

5.2. Antiferromagnetisch in der martensitischen Phase

In der "out-of-plane" Messreihe gibt es keine Besonderheit in der martensitischen Phase. Die Abbildung 3.8 und Abbildung 7.4 zeigen eine uniaxiale Symmetrie der Peaks mit Zwillingen, welche um 60° verschoben sind.

Auffällig wird dann, bei Abbildung 7.11, dass bei sehr niedrigen Temperaturen der uniaxiale Peak verschwindet und ein unidirektionaler Peak übrig bleibt. Dieser ist schärfer als die uniaxialen Peaks und liegt um die 90° . Dabei ist keine Andeutung vom Peak um die 270° . Ein Grund für die unidirektionale Resonanzkurve könnte die Kopplung zwischen Resten des Austenit und des antiferromagnetischen Martensit sein [18].

5.3. FMR-Signal unterhalb der leichten Achse in der Austenitphase

Bei der sehr scharfen Resonanzlinie unterhalb der Hauptmode in der leichten Richtung, bei 0.11T von 120° und 300° etwa über 130° , im Austenit könnte es sich um eine Spinwelle handeln. Für eine solche Spinwelle müssen aber bestimmte Randbedingungen gelten, da es sich um eine stehende Welle handelt. Der hier gemessene Kristall ist für eine solche Randbedingung eigentlich zu groß. Selbst wenn die Kohärenzlänge groß genug wäre, stellt sich die Frage, warum nur eine Mode und keine höheren harmonischen zu sehen sind. Ein weiterer Punkt ist, dass die Resonanz unterhalb der leichten Achse liegt und somit energetisch höher ist als die Hauptresonanz. Bei solchen Phänomenen würde es sich dann um eine longitudinale Spinwelle handeln, es könnte sich um eine Elektronen-Paramagnetisch Resonanz handeln, dies ist recht unwahrscheinlich. Weiter Analysen wären notwendig um den Ursprung dieser Resonanz zu ergründen. Andere Erklärungen wären Oberflächenmoden wie stehende Damon-Eshbach Moden, welche jedoch noch nicht in metallischen Systemen gefunden wurden, da auch hierfür die Kohärenzlänge nicht groß genug ist. Bei einem Einkristall wären noch Rand-Moden eine Option, welche normalerweise durch das Entmagnetisierungsfeld oberhalb der Hauptresonanz liegen, was hier nicht der Fall ist. Abschließend ist keine Gewissheit über die Resonanz ohne Rechnungen möglich.

5.4. Zwillingsbildung im Kristall

In vielen Abbildungen sind neben der Hauptmode weitere Resonanzkurven sichtbar. Diese koppeln nicht mit der Hauptmode, kommen also von einem weitgehend entkoppelten Bereich

der Probe. Ein gutes Beispiel dafür ist Abbildung 7.5. Die Hauptmaxima beider uniaxialen Peaks sind um 180° verschoben. Dabei sind die beiden Paare um 60° versetzt.

Dafür gibt es zwei Gründe, wobei der eine den anderen nicht ausschließt.

Der erste Grund könnte sein, dass sich der Kristall nach einem martensitischen Phasenübergang noch nicht vollständig in den Martensit umgewandelt hat. Dabei lagen zwischen den beiden Messreihen sieben Tage. Übrig bleiben einzelne voneinander getrennte Austenit-Kristallite in einer Martensit-Matrix. Dies passt auch zu der beobachteten unidirektionalen Anisotropie.

Ein zweiter Grund was typisch in dieser Materialklasse ist, dass sich Bereiche im Kristall um einen gewissen Winkel zueinander positionieren. Diese Paare nennen sich Zwillinge. Dabei wäre es hier in der Probe wie in dem ähnlichen Heusler Material NiCoTi [17]. Die Abbildung 5.1 zeigt ein Beispiel, welches Gefügebilder von NiCoTi im Martensit zeigt. Dabei zeigt die linienartige Form die Orientierungen an.

Interessant ist, in der " out-of-plane " Messung (Abbildung 3.8 und Abbildung 7.4) sind Zwillinge sichtbar, welche um 90° versetzt sind. Das kann dieselben Gründe haben.

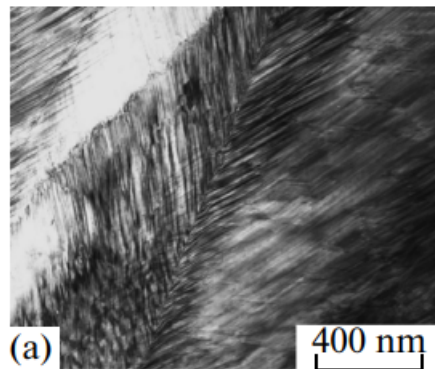


Abb. 5.1.: Eine Lichtmikroskopaufnahme von *NiCoTi* mit Domänen, welche 60° zueinander versetzt stehen. [17]

5.5. Inhomogenität der Probe und Eindringtiefe der Mikrowellen

Die Probe ist nicht wie in den Berechnungen angenommen eine dünne Schicht, sondern ähnelt eher einem unregelmäßigen Ellipsoid bzw. einem Prisma, welches keine simple Formbeschreibung zulässt. Aus Zeitgründen wurde die dünne Schicht als Näherung genutzt, um die Berechnungen nicht zu komplex werden zu lassen. Wie in Abbildung 3.2 zu erkennen ist, sind die Oberflächen nicht glatt. Daraus müsste man in der Berechnung die Werte der Demagnetisierung mittels Werten der Tabelle 5.2 anpassen. Dennoch muss die Entmagnetisierung aller Komponenten N_X Eins sein bezüglich der Form der Probe.

Somit sind in den Messungen die Orientierungen der Oberflächen, sowie deren Beiträge in den Resonanzen inkludiert. Das gemessene Volumen der Probe ist auf die Eindringtiefe der Mikrowellen multipliziert mit der Oberfläche zurückzuführen. Die Eindringtiefe im pulverförmigen Zustand in Transmission beläuft sich auf 50-100 Mikrometer (private Information D. Koch). Zur Bestimmung der tatsächlichen Oberfläche fehlen hier Lichtmikroskopaufnahmen. Eine grobe Abschätzung bezüglich der Eindringtiefe ist, dass je nach Ausrichtung der kristallographischen Richtung die Mikrowellen ein halb bis ein zwölftel des Kristalls durchdrungen haben. Wechselwirkende Aspekte sind dabei nicht berücksichtigt.

Abb. 5.2.: Tabbelarische Aufführung der Entmagnetisierungswerte für entsprechende Formen. Wobei gilt: $\gamma = c/a$ mit a, b und c als Halbachsen [19].

EXACT FLUXMETRIC AND MAGNETOMETRIC DEMAGNETIZING FACTORS N_f
AND N_m FOR $\chi = 0^\circ$

γ	$N_m(0)$	$N_f(0)$	N
0.00001	0.9999	0.9999	1.0000
0.0001	0.9994	0.9993	0.9998
0.001	0.9950	0.9949	0.9984
0.01	0.9650	0.9638	0.9845
0.02	0.9389	0.9364	0.9694
0.03	0.9161	0.9124	0.9546
0.04	0.8954	0.8905	0.9402
0.05	0.8764	0.8703	0.9262
0.06	0.8586	0.8513	0.9125
0.07	0.8419	0.8333	0.8991
0.08	0.8261	0.8163	0.8860
0.09	0.8110	0.8001	0.8733

6. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde, eine winkelabhängige und temperaturabhängige FMR an $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ vorgenommen. Die Ergebnisse liefern einen eindeutigen Phasenübergang bei $194\text{K} \pm 1\text{K}$, welcher zwischen einer Martensit Phase und Austenit Phase verläuft.

Aufgrund der gemessenen Daten konnten erste Anisotropiekonstanten abgeschätzt werden, indem die winkelabhängigen Resonanzfelder in Mathematica nachgebildet wurden. Dabei ergeben sich folgende Parameter:

$$\begin{aligned}
 K_1 &= 0\text{J}/\text{m}^3 \\
 K_2 &= 250\text{J}/\text{m}^3 \\
 K_3 &= 600\text{J}/\text{m}^3
 \end{aligned}
 \tag{6.1}$$

Weitere Effekte wurden zudem Diskutiert, wie die Berechnung möglicher Spinwellen im Austenit oder Zwillingsbildungen aufgrund der Verschiebung im Kristallgitter. Außerdem wurde Bezug auf ein FMR-Signal unterhalb der leichten Achse in der Austenitphase genommen, sowie die Zwillingsbildung im Kristall. Abschließend wurde kurz Aussicht auf mögliche Entmagnetisierungswerte für ein orthorombisches System gegeben.

Schlussendlich sind noch viele Fragen ungeklärt, an denen man weitere Arbeiten anschließen kann um detailliertere Auskünfte über das Material zu bekommen.

7. Anhang

7.1. 1. Messreihe: ” Out-of-plane ”

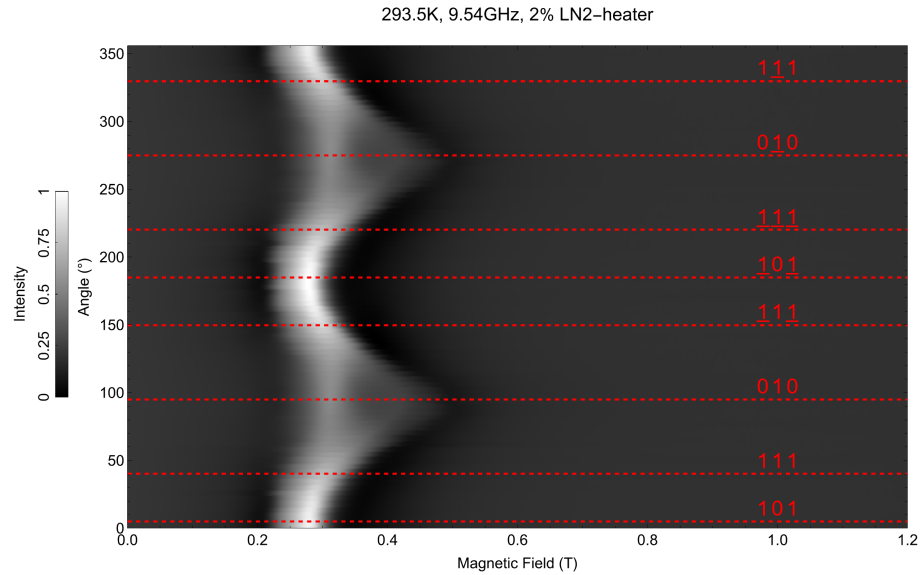


Abb. 7.1.: Die Resonanzkurve von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Dabei ist die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung 293.5K.

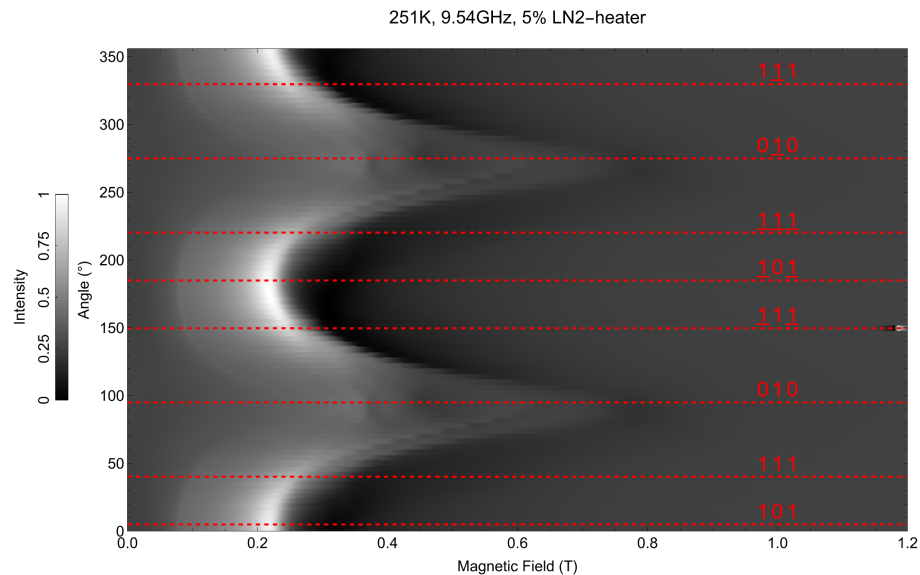


Abb. 7.2.: Die Resonanzkurve von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Dabei ist die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung 251K.

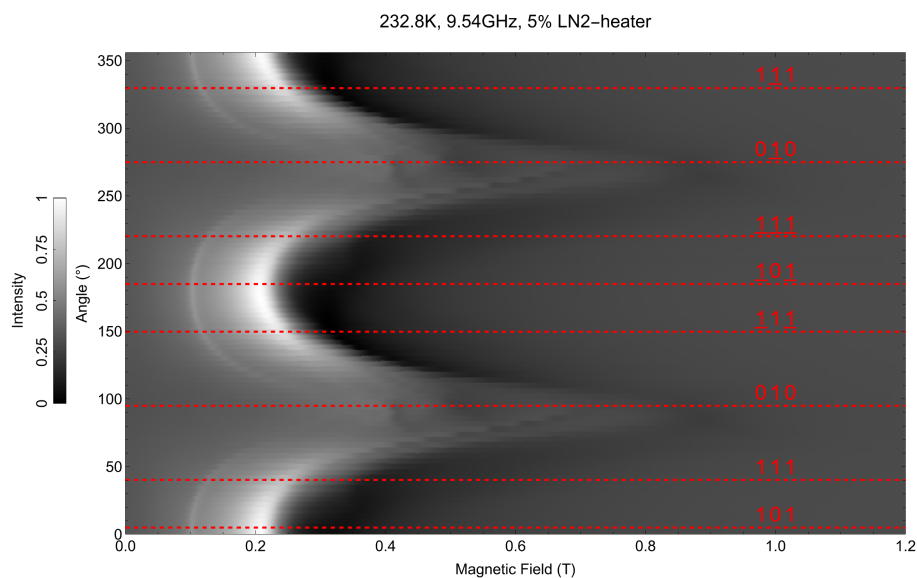


Abb. 7.3.: Die Resonanzkurve von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Dabei ist die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung 232.8K.

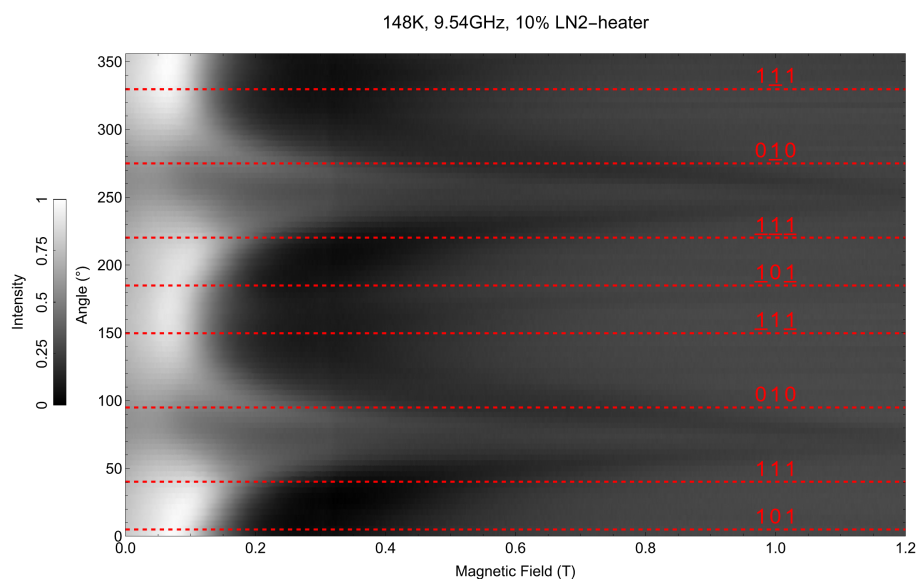


Abb. 7.4.: Die Resonanzkurve von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Dabei ist die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung 148K.

7.2. 2. Messreihe: ”In-plane”

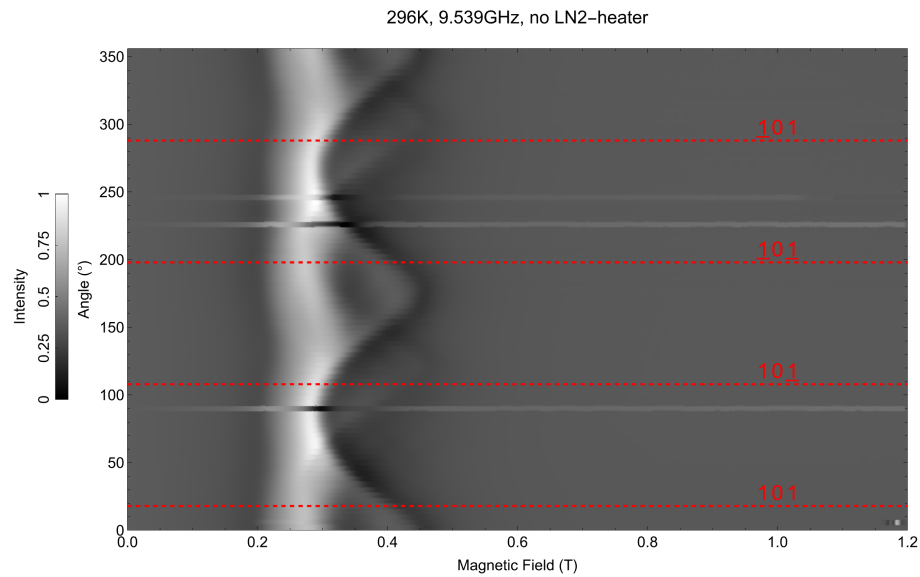


Abb. 7.5.: Die Resonanzkurve von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung beträgt 296K.

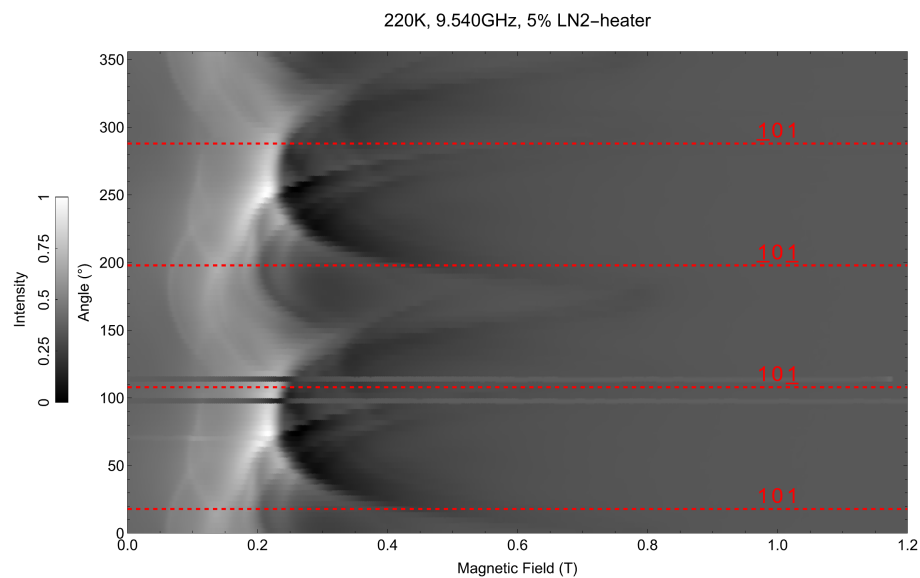


Abb. 7.6.: Die Resonanzkurve von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung beträgt 220K.

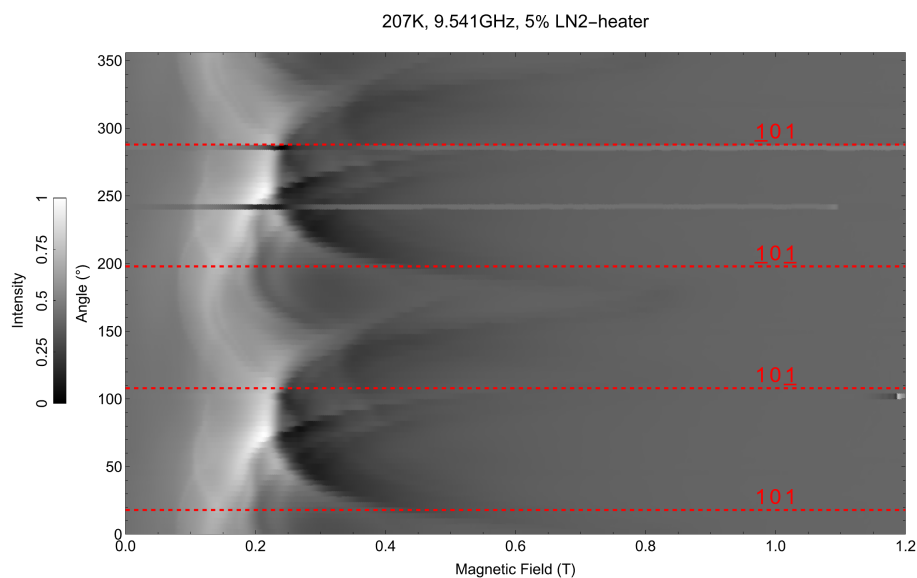


Abb. 7.7.: Die Resonanzkurve von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung beträgt 207K.

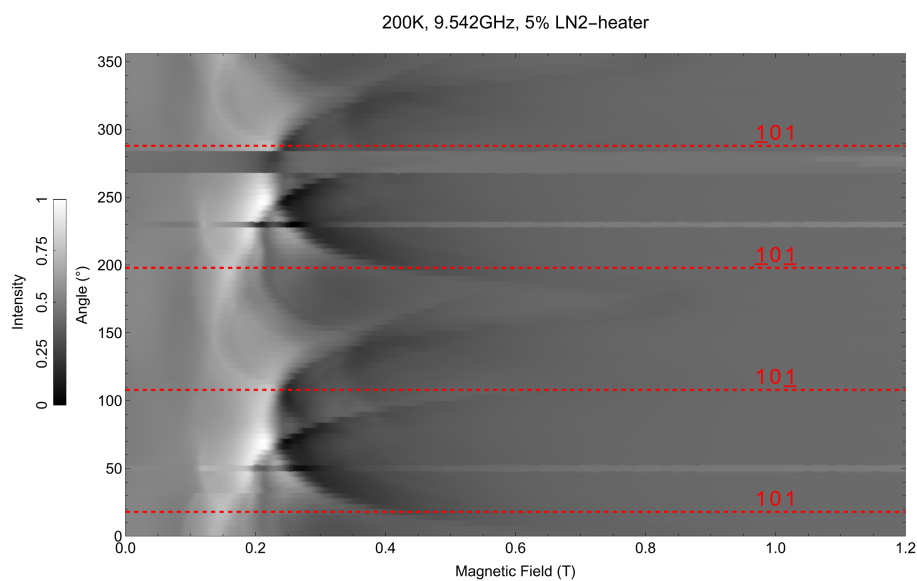


Abb. 7.8.: Die Resonanzkurve von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung beträgt 200K.

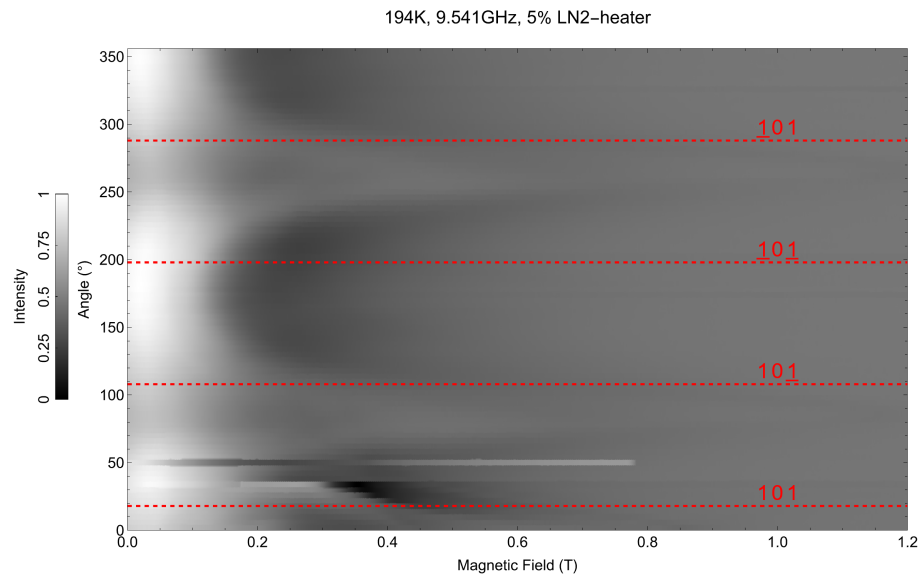


Abb. 7.9.: Die Resonanzkurve von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung beträgt 194K.

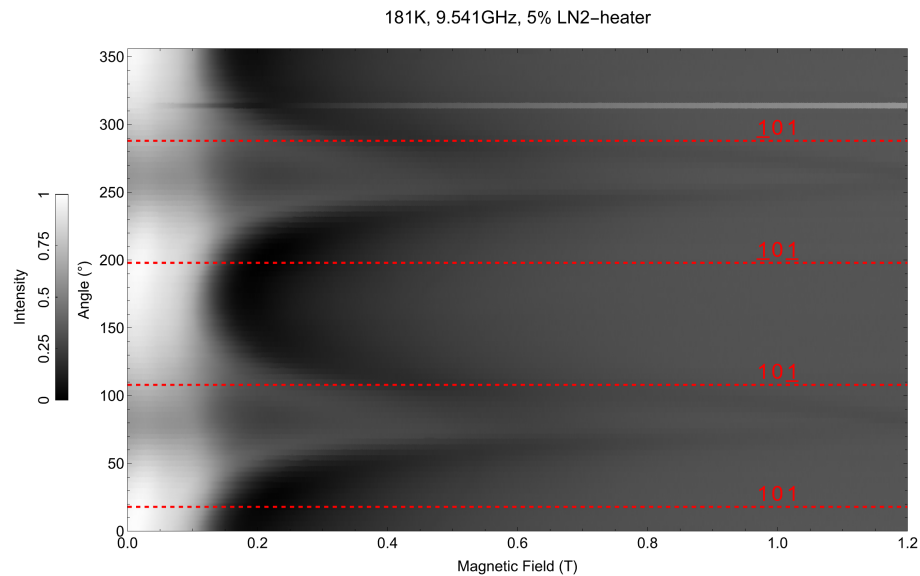


Abb. 7.10.: Die Resonanzkurve von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung beträgt 181K.

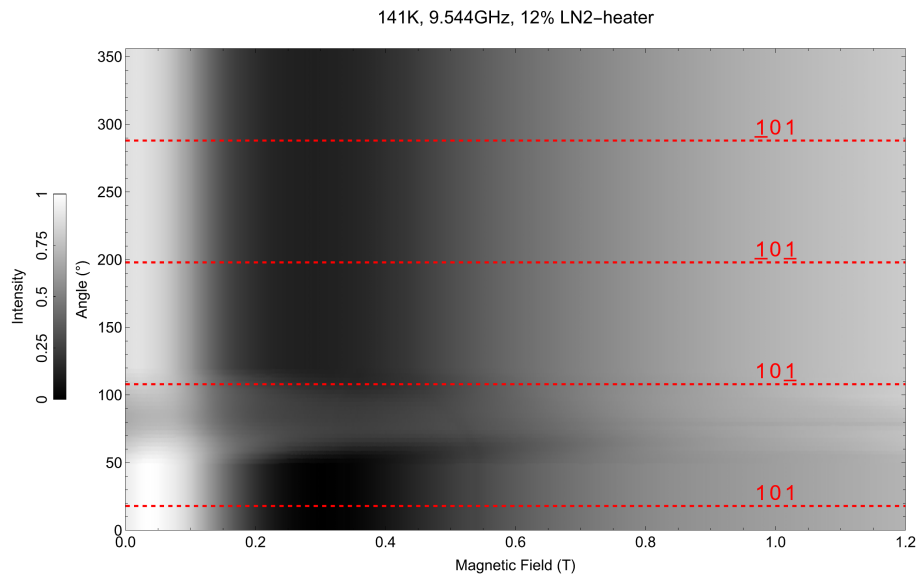


Abb. 7.11.: Die Resonanzkurve von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung beträgt 141K.

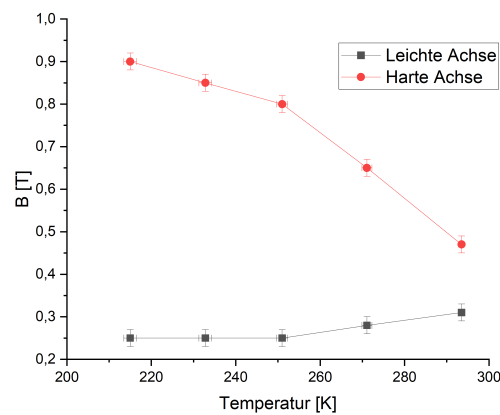


Abb. 7.12.: Auftragung der Temperaturabhängigen Resonanzkurvenpunkte. Dabei sind die Punkte der leichten Achse und harten Achse gegeneinander aufgezeichnet. Die Messdaten wurden der " out-of-plane " Messreihe entnommen.

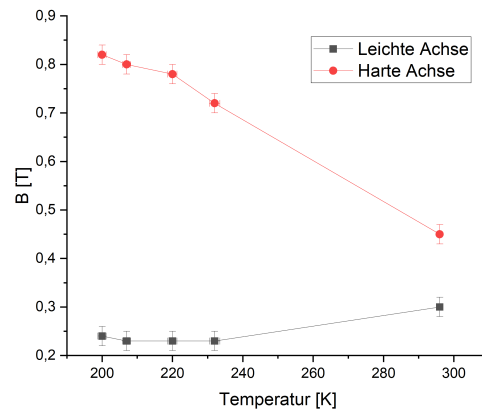


Abb. 7.13.: Auftragung der Temperaturabhängigen Resonanzkurvenpunkte. Dabei sind die Punkte der leichten Achse und harten Achse gegeneinander aufgezeichnet. Die Messdaten wurden der "in-plane" Messreihe entnommen.

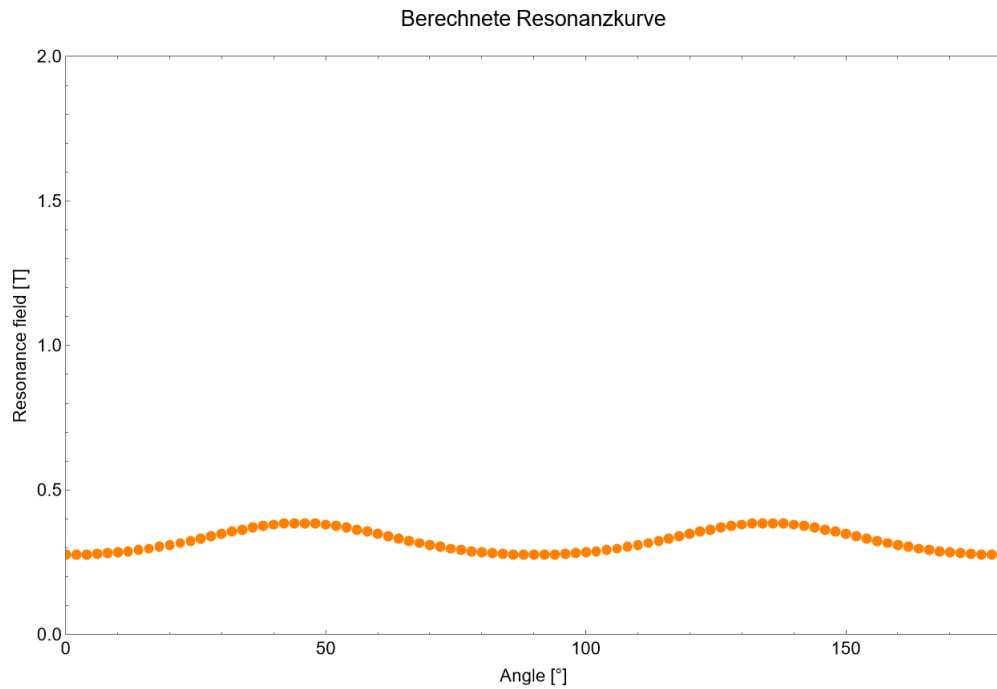


Abb. 7.14.: Berechnung der Resonanzkurve im kubischen System in Mathematica mit den Wert $\Theta = 0, \Phi = \pi/2$ für die Startwinkel und $\Theta = \pi/90, \Phi = 0$ für die Messschritte. Dabei wurden folgende Parameter verwendet: $g = 2.09$, $M = 280000$ und $K = 10000$

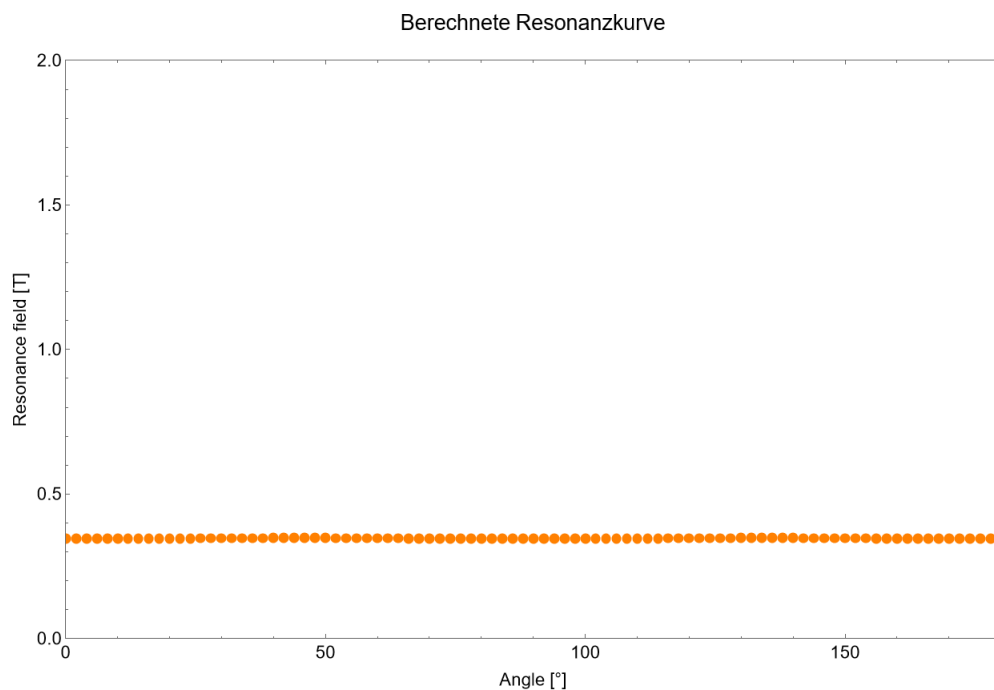


Abb. 7.15.: Berechnung der Resonanzkurve im kubischen System in Mathematica mit den Wert $\Theta = 0, \Phi = \pi/2$ für die Startwinkel und $\Theta = \pi/90, \Phi = 0$ für die Messschritte. Dabei wurden folgende Parameter verwendet: $g = 2.09, M = 280000$ und $K = 100$

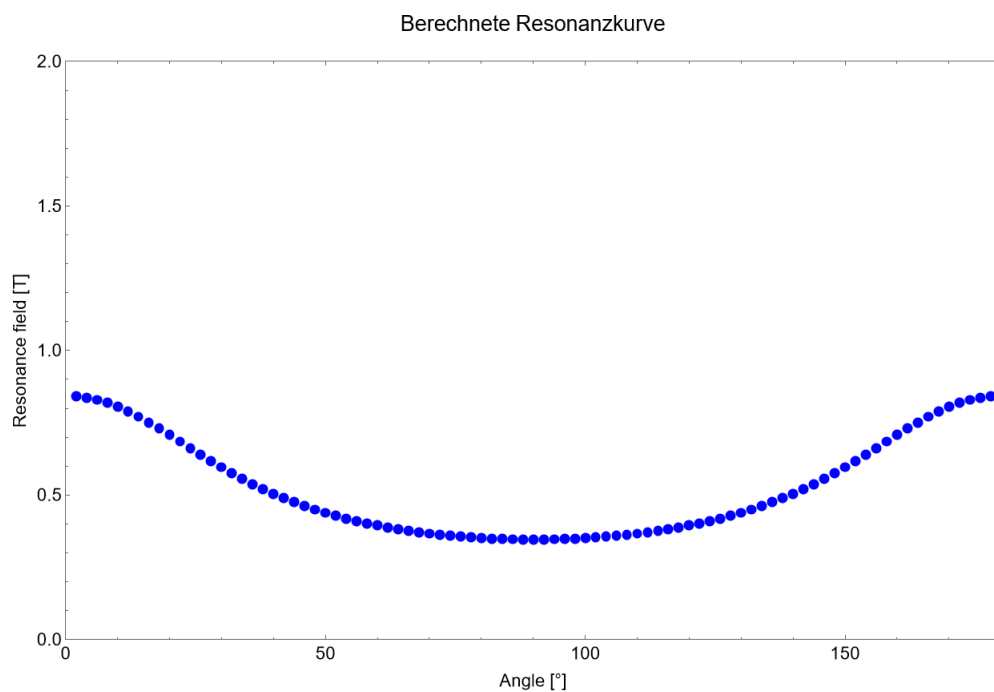


Abb. 7.16.: Berechnung der Resonanzkurve im kubischen System in Mathematica mit den Wert $\Theta = \pi/2, \Phi = 0$ für die Startwinkel und $\Theta = 0, \Phi = \pi/90$ für die Messschritte. Dabei wurden folgende Parameter verwendet: $g = 2.09, M = 280000$ und $K = 100$

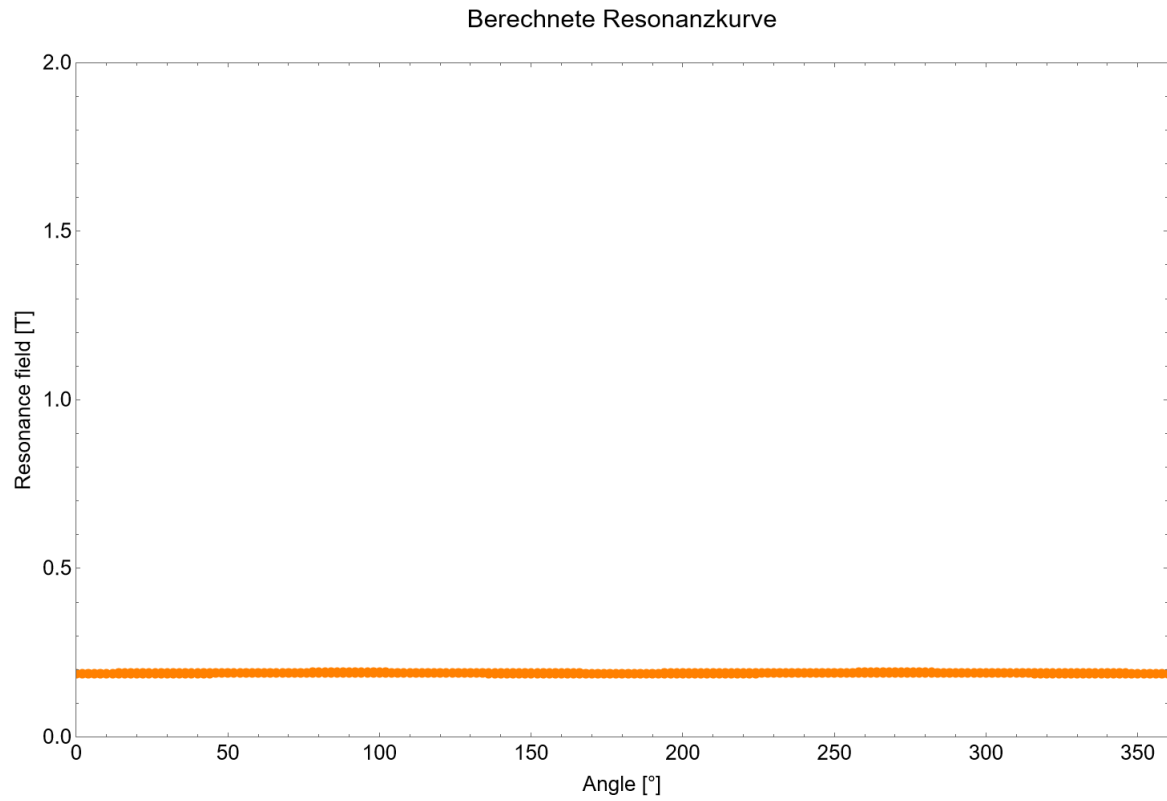


Abb. 7.17.: Berechnung der Resonanzkurve im orthorombischen System in Mathematica mit den Wert $\Theta = \pi/2, \Phi = 0$ für die Startwinkel und $\Theta = 0, \Phi = \pi/90$ für die Messschritte. Dabei wurden folgende Parameter verwendet: $g = 2.09, M = 280000$ und $K_1 = 0, K_2 = 250$ und $K_3 = 600$

Abbildungsverzeichnis

2.1.	B2 Kristallstruktur von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$	3
2.2.	Curie Temperatur und totales magnetisches Moment von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ in Abhängigkeit von der Verteilung der Co Atomen auf Mn/Ti Plätzen aus [2].	3
2.3.	Die temperaturabhängigen Magnetisierungskurven von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ in unterschiedlichem Magnetisierungsfeldern. Hierbei geben die blauen Pfeile den Runterkühlenden Graphen und die roten den Aufheizenden Verlauf an. Zudem sind die Temperaturen für den martensitschen Übergang eingezeichnet und in rot markiert.	4
2.4.	Bestimmung der Curietemperatur bei einem 10 mT angelegten Feld an einem $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ -Einkristall.	5
2.5.	Schematische Darstellung der Winkel Θ und Φ in sphärischen Koordinaten.	6
3.1.	Messaufbau der FMR, bestehend aus Magneten, Resonator und Probe. Die Probe ist mittig eingesetzt, damit die Magnetisierungsvektoren \vec{M} um die Ausrichtung im Magnetfeld \vec{B} präzedieren. Zudem trifft das Mikrowellenfeld die Probe maximal, wenn sie mittig platziert ist.	11
3.2.	Der $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ Heusler Einkristall auf dem Probenstab platziert für die " out-of-plane " Messung. Zudem geben die Pfeile die Kristallrichtungen an. Dabei ist gelb die [101], rot die [010] und blau die [10 $\bar{1}$] Richtung.	13
3.3.	Dämpfungsabhängige Messung vom $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ Heusler Einkristall, in der die Intensität in willkürlichen Einheiten und das anliegende Magnetfeld in Tesla angegeben sind.	15
3.4.	Die Auftragung der Maximalwerte der Amplitude des "peaks" bei 0.3 T der dämpfungsabhängigen Messung gegen die Wurzel der Mikrowellenleistung. Zur Vergewisserung ob es sich um ein FMR-Signal handelt.	15
3.5.	Winkelabhängige FMR-Spektrum von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, bei 296K und 9.54GHz, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Amplitude der Spektren in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an.	16
3.6.	Winkelabhängige FMR-Spektrum von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, bei $271\text{K}\pm 1.2\text{K}$ und 9.54GHz.	17
3.7.	Winkelabhängige FMR-Spektrum von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, bei $215\text{K}\pm 1.2\text{K}$ und 9.54GHz.	18
3.8.	Winkelabhängige FMR-Spektrum von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, bei $192.9\text{K}\pm 1.1\text{K}$ und 9.54GHz.	18
3.9.	Winkelabhängige FMR-Spektrum von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, bei $232\pm 1.2\text{K}$ und 9.54GHz.	20
3.10.	Winkelabhängige FMR-Spektrum von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, bei $186\text{K}\pm 1\text{K}$ und 9.54GHz.	21
4.1.	Die Differenz der harten Achse und leichten Achse der beiden Messreihen aufgetragen gegen die Temperatur und das anliegende Feld.	23
4.2.	Die Differenz der harten Achse und leichten Achse der beiden Messreihen aufgetragen gegen die Temperatur und das anliegende Feld geplottet mit der Magnetisierungskurve aus Abbildung 3.3 um den Verlauf abzugleichen.	23

4.3.	Berechnete Winkelabhängigkeit im orthorombischen System in Mathematica mit den Wert $\Theta = 0, \Phi = \pi/2$ für die Startwinkel und $\Theta = \pi/90, \Phi = 0$ für die Messschritte. Dabei wurden folgende Parameter verwendet: $g = 2.09, M = 2.8T, K_1 = 0J/m^3, K_2 = 250J/m^3$ und $K_3 = 600J/m^3$	26
5.1.	Eine Lichtmikroskopaufnahme von <i>NiCoTi</i> mit Domänen, welche 60 Grad zueinander versetzt stehen. [17]	29
5.2.	Tabellarische Aufführung der Entmagnetisierungswerte für entsprechende Formen. Wobei gilt: $\gamma = c/a$ mit a, b und c als Halbachsen [19].	30
7.1.	Die Resonanzkurve von $Ni_{37}Co_{13}Mn_{33}Ti_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Dabei ist die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung 293.5K.	31
7.2.	Die Resonanzkurve von $Ni_{37}Co_{13}Mn_{33}Ti_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Dabei ist die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung 251K.	31
7.3.	Die Resonanzkurve von $Ni_{37}Co_{13}Mn_{33}Ti_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Dabei ist die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung 232.8K.	32
7.4.	Die Resonanzkurve von $Ni_{37}Co_{13}Mn_{33}Ti_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Dabei ist die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung 148K.	32
7.5.	Die Resonanzkurve von $Ni_{37}Co_{13}Mn_{33}Ti_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung beträgt 296K.	33
7.6.	Die Resonanzkurve von $Ni_{37}Co_{13}Mn_{33}Ti_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung beträgt 220K.	33
7.7.	Die Resonanzkurve von $Ni_{37}Co_{13}Mn_{33}Ti_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung beträgt 207K.	34
7.8.	Die Resonanzkurve von $Ni_{37}Co_{13}Mn_{33}Ti_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung beträgt 200K.	34

7.9.	Die Resonanzkurve von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung beträgt 194K.	35
7.10.	Die Resonanzkurve von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung beträgt 181K.	35
7.11.	Die Resonanzkurve von $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$, in der das anliegende magnetische Feld in Tesla gegen die Winkel in Grad aufgetragen ist. Die Grauskala gibt dabei die Intensität in willkürlichen Zahlen an. Die rot eingezeichneten Linien geben die kristallografischen Richtungen des Einkristalls an. Die Umgebungstemperatur des Kristalls während der Messung beträgt 141K.	36
7.12.	Auftragung der Temperaturabhängigen Resonanzkurvenpunkte. Dabei sind die Punkte der leichten Achse und harten Achse gegeneinander aufgezeichnet. Die Messdaten wurden der " out-of-plane " Messreihe entnommen.	36
7.13.	Auftragung der Temperaturabhängigen Resonanzkurvenpunkte. Dabei sind die Punkte der leichten Achse und harten Achse gegeneinander aufgezeichnet. Die Messdaten wurden der "in-plane" Messreihe entnommen.	37
7.14.	Berechnung der Resonanzkurve im kubischen System in Mathematica mit den Wert $\Theta = 0, \Phi = \pi/2$ für die Startwinkel und $\Theta = \pi/90, \Phi = 0$ für die Messschritte. Dabei wurden folgende Parameter verwendet: $g = 2.09, M = 280000$ und $K = 10000$	37
7.15.	Berechnung der Resonanzkurve im kubischen System in Mathematica mit den Wert $\Theta = 0, \Phi = \pi/2$ für die Startwinkel und $\Theta = \pi/90, \Phi = 0$ für die Messschritte. Dabei wurden folgende Parameter verwendet: $g = 2.09, M = 280000$ und $K = 100$	38
7.16.	Berechnung der Resonanzkurve im kubischen System in Mathematica mit den Wert $\Theta = \pi/2, \Phi = 0$ für die Startwinkel und $\Theta = 0, \Phi = \pi/90$ für die Messschritte. Dabei wurden folgende Parameter verwendet: $g = 2.09, M = 280000$ und $K = 100$	38
7.17.	Berechnung der Resonanzkurve im orthorombischen System in Mathematica mit den Wert $\Theta = \pi/2, \Phi = 0$ für die Startwinkel und $\Theta = 0, \Phi = \pi/90$ für die Messschritte. Dabei wurden folgende Parameter verwendet: $g = 2.09, M = 280000$ und $K_1 = 0, K_2 = 250$ und $K_3 = 600$	39

Tabellenverzeichnis

2.1. Ausrichtung der Magnetisierungsachsen im kubischen System für die Fälle $K_4 > 0$ und $K_4 < 0$	7
3.1. In der Tabelle sind die Werte der Mikrowellenleistung in Milliwatt(mW) für eine anliegende Dämpfung in Dezibel(db) aufgelistet.	14
4.1. Resonanzfelder der leichten und harten Achse der Temperaturabhängigen "out-of-plane" FMR-Messungen.	22
4.2. Resonanzfelder der leichten und harten Achse der Temperaturabhängigen "in-plane" FMR-Messungen.	22
4.3. Werte der not-aligned Mode aus Abbildung 7.2 aus der out-of plane Messung bei 251K.	23

Literaturverzeichnis

- [1] Wei, Z. Y., et al. "Realization of multifunctional shape-memory ferromagnets in all-d-metal Heusler phases." *Applied Physics Letters* 107.2 (2015): 022406.
 - [2] Koch, David, et al. "Chemical long range ordering in all-d-metal Heusler alloys." *Journal of Applied Physics* 131.7 (2022): 073903.
 - [3] L. D. Landau und J. M. Lifschitz: Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. In: *Phys. Z. Sowjetunion*. Band 8, 1935, S. 153. ISSN 2071-0194
 - [4] R. Meckenstock. Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von Fe/Ag-Schichtsystemen mit der konventionellen und der orts aufgelösten ferromagnetischen Resonanz. PhD thesis, Fakultät für Physik und Astronomie der Ruhr-Universität Bochum, 1997.
 - [5] A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC press, 1996
 - [6] Zeeman, P. (1897). "Doublets and triplets in the spectrum produced by external magnetic forces". *Philosophical Magazine*. 5th series. 44 (266)
 - [7] Landau, Lifshitz Pitaevski 2004, ISBN: 9780750626347
 - [8] Cullity, Bernard Dennis (1972). *Introduction to Magnetic Materials*. Addison-Wesley Publishing Company. S. 214, ISBN: 978-0471477419
 - [9] Amikam Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Second Edition, 2000, ISBN: 9780198508090
 - [10] Malcolm H. Levitt, *Spin Dynamics: Basics of Nuclear Magnetic Resonance*. ISBN: 978-0-470-51117-6
 - [11] Pieter Zeeman: On the influence of Magnetism on the Nature of the Light emitted by a Substance. In: *Philosophical Magazine*. Band 43, 1897, S. 226. DOI: 10.1080
 - [12] Viktor Gružinskis, Jian H. Zhao, P. Shiktorov, E. Starikov: Gunn Effect and THz Frequency Power Generation in n+- n - n+ GaN Structures. In: *Materials Science Forum*. Band 297–298, 1999, S. 341–344, ISBN 02555476
 - [13] Chait, H. N.; Curry, T. R. (1959), "Y-Circulator", *Journal of Applied Physics*, 30 (4): S152–S153, DOI:10.1063
 - [14] W. H. Meiklejohn, C. H. Bean New Magnetic Anisotropy, *Physical Review*, Band 105, 1957, S. 904–913
 - [15] *Verh. Deutsche Physikalische Gesellschaft* 5 (1903), S. 219 ff.
 - [16] Thomas Feggeler. Mikromagnetische Simulationen zur statischen und dynamischen Charakterisierung von Nano- partikeln, Arbeitsgruppe Farle, Fakultät für Physik Universität, Duisburg-Essen, 2016.
-

- [17] Y. S. Chen, Martensite-austenite transition correlated twinning and symmetry breaking in single crystalline Ni 50 Mn 35 In 15, *Physical Review Materials* 5, March 2021, DOI:10.1103
 - [18] H. A. Kramers, *Physica* 1 (1934), S. 182
 - [19] C.R.H. Bahl, Estimating the demagnetization factors for regular permanent magnet pieces *AIP Advances* 11, 075028 (2021), DOI: 10.1063
 - [20] A. Aharoni, “Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms,” *J. Appl. Phys.* 83, 3432–3434 (1998), DOI: 10.1063
-

Selbstständigkeitserklärung

Ich, Moritz Vanselow, versichere hiermit, dass ich diese Bachelorarbeit mit dem Titel „Ferromagnetische Resonanz an einem $\text{Ni}_{37}\text{Co}_{13}\text{Mn}_{33}\text{Ti}_{17}$ -Heusler-Einkristall“ selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Ort, Datum

Unterschrift