

Bachelorarbeit

Dynamische Eigenschaften des chiralen Magnetiten $\text{Fe}_{50}\text{Ge}_{50}$ in eingeschränkter Geometrie

Vorgelegt von:

Nicolas Josten aus Essen

Universität:

Duisburg-Essen

Betreuer:

Professor Dr.rer. nat. Michael Farle

Fach:

Physik

Datum der Abgabe:

12.10.2017

Zusammenfassung

Im Verlauf dieser Bachelorarbeit wurden zwei kubische B20 Eisen-Germanium-Mikrostrukturen in einem R-Typ Mikroresonator mit der ferromagnetischen Resonanz vermessen. Die erste Probe, die bei $294\text{ K} \pm 0.75\text{ K}$ über einen Winkelbereich von 180° untersucht wurde, zeigt fünf Resonanzlinien. Beim Abkühlen dieser Probe um $20\text{ K} \pm 2.75\text{ K}$ verändern sich die Resonanzlinienlagen nicht signifikant. Die Intensität der Resonanzen nimmt jedoch zu. Die zweite Probe wurde über einen Winkelbereich von 192° gemessen. Deutlich rauschärmer als die erste Probe, zeigen sich hier bei hohen magnetischen Feldern ausgeprägte Resonanzlinien, die einer Anisotropie folgen und als Spinwellen identifiziert wurden. Eine bidirektionale Messung bestätigt dabei die Reproduzierbarkeit der Messung und offenbart eine Asymmetrie zwischen negativen und positiven Feldern. Schließlich wird noch ein Ausblick auf die Veränderung des Resonanzspektrums für hohe Temperaturen gegeben, in dessen Verlauf bei $318\text{ mT} \pm 1\text{ mT}$ eine ESR-Linie entsteht.

Abstract

In this bachelor-thesis, two cubic B20 iron monogermanide microstructures were measured in an R-type microresonator by ferromagnetic resonance. The first sample, observed at a temperature of $294\text{ K} \pm 0.75\text{ K}$ over an angular variation of 180° , reveals five resonances. Cooling the specimen down by $20\text{ K} \pm 2.75\text{ K}$ has no significant influence on the position of the resonances, but increases the intensity. The second sample, measured over an angular variation of 192° with a drastically improved signal to noise ratio, exhibits low amplitude resonances at high magnetic fields, which are identified as spinwaves. A bidirectional measurement confirms the reproducibility and reveals an asymmetry between negative and positive fields. Finally, an outlook is given on measurements at elevated temperatures, including an ESR-line arising at $318\text{ mT} \pm 1\text{ mT}$.

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation	1
2. Theoretischer Hintergrund	2
2.1. Magnetische Ordnung	2
2.1.1. Austauschwechselwirkung	2
2.1.2. Dipol-Dipol-Wechselwirkung	4
2.2. Magnetodynamik	4
2.2.1. Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung	4
2.3. Freie Energiedichte	5
2.4. Spindynamik	5
2.4.1. Spinwellen	5
2.5. Peltier- und Seebeck-Effekt	6
3. Messmethode	7
3.1. Ferromagnetische Resonanz	7
3.1.1. Theoretischer Hintergrund	7
3.2. Messaufbau	8
3.2.1. Genereller Messaufbau	8
3.2.2. Mikroresonator	10
3.2.3. Kühlung und Heizung	10
3.3. Messung	11
4. Probe	12
4.1. Material FeGe	12
4.2. Präparation der Probe	12
4.2.1. Herstellung	12
4.2.2. Präparation	12
4.3. Abscheidungen	15
5. Auswertung	16
5.1. Die rampenförmige FeGe-Probe	16
5.1.1. Winkelabhängige Messung	16
5.1.2. Temperaturabhängige Messung	18
5.2. Die prismaförmige FeGe-Probe	19
5.2.1. Winkelabhängige Messung	20
5.2.2. Bidirektionale Messungen	22
5.2.3. Temperaturabhängige Messung	24
5.3. Diskussion und Ausblick	27
6. Anhang	28
6.1. Herleitungen	28
6.2. Anleitung zur Abstimmung des Mikroresonators	31
6.2.1. Signal Generator	31
6.2.2. Mikrowellenbrücke	33
6.2.3. Lock-In-Verstärker	35
6.3. Darstellungen der Messgeräte	36
6.4. Messungen	39

Abkürzungsverzeichnis

AFC	Automatic Frequency Control (Automatische Frequenzkontrolle)
DMI	Dzyaloshinskii-Moriya-Interaction (Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung)
EBID	Electron-Beam-Induced-Deposition (Elektronenstrahlgestützte Ablagerung)
ESR	Elektronenspinresonanz
FIB	Focused-Ion-Beam (Ionenfeinstrahlanlage)
FMR	Ferromagnetische Resonanz
LL	Landau-Lifschitz-Gleichung
LLG	Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung
LIA	Lock-In Amplifier (Lock-In-Verstärker)
SEM	Scanning Electron Microscope (Rasterelektronenmikroskop)
SG	Signal Generator
SST	Slide-Screw-Tuner (Gleitschraubenabstimmer)

1. Motivation

Chiralität spielt sowohl in der Biologie und Chemie, als auch in der Physik eine große Rolle und so mag es verwundern, dass ein allgemein akzeptierter Begriff dieser geometrischen Eigenschaft erst vor etwas mehr als 100 Jahren von William Thomson 1. Baron Kelvin eingeführt wurde.

„I call any geometrical figure, or group of points chiral, and say that it has chirality if its image in a plane mirror, ideally realized, cannot be brought to coincide with itself.“

-Lord Kelvin [1, S. 619]

Vor allem in den letzten Jahrzehnten hat das Konzept Chiralität auch Einzug in das Fachgebiet Magnetismus gefunden. Eine der dafür verantwortlichen physikalischen Erscheinungen heißt Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung. Sie sorgt mit ihrem antisymmetrischen Energiebeitrag zur Austauschwechselwirkung für das Auftreten neuartiger Spinstrukturen. Unter anderem war es einer Forschergruppe aus München 2009 möglich, in kubischem B20 MnSi Skyrmionen nachzuweisen [2]. Mit Skyrmionen sind in diesem Fall magnetische Solitonen-Wirbel gemeint, die durch ihre Struktur topologisch geschützt sind. Die Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung ist auch für einen schwachen Ferromagnetismus in Antiferromagneten [3, 4] und für eine Nicht-Reziprozität von Spinwellen an Grenzflächen [5] verantwortlich. Letzteres sorgt für eine richtungsabhängige Dispersion in chiralen Magneten. Ziel dieser Bachelorarbeit ist es, mit einem etablierten und zuverlässigen magnetischen Messverfahren, der Ferromagnetischen Resonanz, die dynamischen Effekte der chiraler Wechselwirkung in einem kubischen B20 FeGe-Kristall zu untersuchen.

2. Theoretischer Hintergrund

2.1. Magnetische Ordnung

Unter einer magnetischen Ordnung versteht man die Ausrichtung einzelner magnetischer Momente zueinander, die durch verschiedene Wechselwirkungen, darunter die Austauschwechselwirkung (Kap. 2.1.1), die Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung (Kap. 2.1.1), die Dipol-Dipol-Wechselwirkung (Kap. 2.1.2) und die Superaustauschwechselwirkung, hervorgerufen werden kann. Mit diesen Effekten setzen sich [6–8] und besonders [9] auseinander.

2.1.1. Austauschwechselwirkung

Wenn von Austauschwechselwirkung gesprochen wird, ist meistens die symmetrische Spin-Spin-Wechselwirkung gemeint, die sich alleine aus den Regeln der Spinaddition, den Hundschen Regeln und dem Pauliprinzip ergibt. Im folgenden werden sowohl die symmetrische Austauschwechselwirkung, als auch die Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung eingeführt und letztendlich zusammen als Austauschensor vereinheitlicht dargestellt.

Heisenbergmodell

Betrachtet man zwei Elektronen, deren Ortswellenfunktionen sich überschneiden, so kann die Gesamtspinwellenfunktion nur die Eigenwerte $S = 1$ oder $S = 0$ annehmen [10, S. 227], woraus sich verschiedene Möglichkeiten für die magnetische Gesamtspinzahl und Gesamtspinwellenfunktion ergeben, die in Tab. 2.1 dargestellt sind.

Tab. 2.1.: Übersicht über die Spinaddition zweier Elektronenspins und der daraus folgenden Triplet- und Singulett-Zustände mit deren Gesamtspinwellenfunktion. Gesamtspin und mag. Gesamtspin stehen dabei abgekürzt für die jeweilige Gesamtspinzahl.

Gesamtspin	S=0	S=1		
mag. Gesamtspin	$m_s=0$	$m_s=1$	$m_s=0$	$m_s=-1$
χ	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\rangle - \downarrow\uparrow\rangle)$	$ \uparrow\uparrow\rangle$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\rangle + \downarrow\uparrow\rangle)$	$ \downarrow\downarrow\rangle$

Ist der Gesamtspin $S = 1$, so ergibt sich ein dreifach entartetes System, ein sogenannter Triplet-Zustand mit symmetrischer Spinwellenfunktion, im Falle eines Gesamtspins $S = 0$ ein nicht entarteter Singulett-Zustand mit antisymmetrischer Spinwellenfunktion. Die Spinwellenfunktion enthält alle Informationen über den quantenmechanischen Spinzustand und kann wie in Tab. 2.1 als Linearkombination der möglichen Spinzustände geschrieben werden. Die Gesamtwellenfunktion ergibt sich aus der Multiplikation von Gesamtortswellenfunktion und Gesamtspinwellenfunktion und muss immer antisymmetrisch sein, da Elektronen Fermionen sind. Dadurch legt die Symmetrie der Gesamtspinwellenfunktion auch die Symmetrie der Gesamtortswellenfunktion fest, sodass sich jeweils eine Gesamtwellenfunktion Ψ_T

des Triplett-Zustands und Ψ_S des Singulett-Zustands ergibt [11, S. 86 - S. 92]. Die Energiedifferenz dieser beiden Zustände wird als Austauschkonstante J_A bezeichnet und in Gl. 2.1 berechnet. E_S und E_T sind dabei jeweils die Energien des Singulett- und Triplett-Zustandes und werden als Erwartungswert mit dem Hamiltonoperator \hat{H} berechnet.

$$J_A = E_S - E_T = \int \Psi_S^* \hat{H} \Psi_S d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 - \int \Psi_T^* \hat{H} \Psi_T d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (2.1)$$

Dabei muss mit zwei verschiedenen Variablen \vec{r}_1 und \vec{r}_2 über den gesamten Raum integriert werden. Ist $J_A > 0$, so ist es energetisch günstiger, dass sich die Spins parallel zueinander ausrichten, woraus ein ferromagnetisches Verhalten folgt, ist $J_A < 0$, dann ist die antiparallele Ausrichtung günstiger und es folgt Antiferromagnetismus. Im Heisenbergmodell kann man aus der Betrachtung der erwarteten Energieeigenwerte einen Hamiltonoperator \hat{H} wählen, der die verschiedenen Energieniveaus beschreibt [8, S. 221].

$$\hat{H} = -\frac{J_A}{2} \hat{s}_1 \cdot \hat{s}_2 \quad (2.2)$$

Da es sich bei Gl. 2.2 um eine Spin-Spin-Wechselwirkung handelt, kann die Gesamtwechselwirkung von N unterschiedlichen Spins, wie in Gl. 2.3, als Summe über alle Wechselwirkungen beschrieben werden. J_A^{ij} ist dabei die Austauschkonstante zwischen dem i -ten und j -ten Spin.

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^N \frac{J_A^{ij}}{2} \hat{s}_i \cdot \hat{s}_j \quad (2.3)$$

Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung

Die Dzyaloshinskii-Moriya-Interaction (DMI) ist eine Spin-Spin-Wechselwirkung, die über das Kreuzprodukt vermittelt wird und somit, im Gegensatz zur Austauschwechselwirkung, antisymmetrisch ist. Sie wurde von Dzyaloshinskii [3] und Moriya [4] eingeführt, um den schwachen Ferromagnetismus in Antiferromagneten zu erklären. Gl. 2.4 zeigt den Hamiltonoperator, der von dem Skalarprodukt eines Vektors \vec{D} mit dem Kreuzprodukt der beiden Spinvektoren abhängt. Wieder ergibt die Summe über alle Spins den Hamiltonoperator eines Systems mit mehreren Spins.

$$H_{DM} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \vec{D}_{ij} (\vec{s}_i \times \vec{s}_j) \quad (2.4)$$

Gäbe es ein Inversionszentrum zwischen zwei Spins, die über die DMI miteinander wechselwirken, so könnte man die Indizes i und j vertauschen. Dadurch würde Gl. 2.4, durch die Antisymmetrie des Kreuzprodukts, ein negatives Vorzeichen erhalten, obwohl sich nur die Betrachtung, nicht etwa das System geändert hat. Dementsprechend kann die DMI nur bei gebrochener Inversionssymmetrie wirken.

Der Austauschensor

Es ist möglich die Austauschwechselwirkung und die DMI einheitlich im gleichen Modell über einen Austauschensor $\underline{\underline{J}}$ zu beschreiben, bei dem die Diagonalelemente der Austauschkonstanten J_A und die Nebendiagonalelemente den jeweiligen Komponenten D_x, D_y und D_z

des Vektors \vec{D} entsprechen. Gl. 2.5 zeigt den Austauschoperator in Matrixform und den zugehörigen vereinfachten Hamiltonoperator.

$$\underline{\underline{J}} = \begin{pmatrix} J_A & D_x & -D_y \\ -D_x & J_A & D_z \\ D_y & -D_z & J_A \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

$$\hat{H} = \vec{s}_i \cdot \underline{\underline{J}}_{ij} \cdot \vec{s}_j$$

2.1.2. Dipol-Dipol-Wechselwirkung

Die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung wirkt zwischen zwei Spins und lässt sich analog zur elektrischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung berechnen, die in [12, S. 34] erklärt wird. Die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung wird allgemein in [9, S. 695] aufgegriffen. In Gl. 2.6 findet sich der Hamiltonoperator der magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung in Abhängigkeit zum Abstandsvektor \vec{R}_{ij} zwischen dem i-ten und j-ten Spin [13, S. 16].

$$\hat{H} = 2\mu_0^2 \sum_{i \neq j} \frac{(\hat{s}_i \cdot \hat{s}_j) \vec{R}_{ij}^2 - 3(\hat{s}_i \cdot \vec{R}_{ij})(\hat{s}_j \cdot \vec{R}_{ij})}{\vec{R}_{ij}^5} \quad (2.6)$$

2.2. Magnetodynamik

2.2.1. Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung

Landau-Lifschitz-Gleichung

Zur Beschreibung der zeitabhängigen Magnetisierung, die sich nicht nur aus dem Spin, sondern auch aus dem orbitalen Moment mit der Spin-Bahn-Kopplung ergibt, wurde 1935 von Landau und Lifschitz [14] die Differenzialgleichung Gl. 2.7 vorgestellt, die Landau-Lifschitz-Gleichung (LL) genannt wird. Sie beschreibt die Präzession der Gesamtmagnetisierung eines Ferromagneten mit der Sättigungsmagnetisierung M_S in einem effektiven magnetischen Feld \vec{B}_{eff} [15, S. 695]. λ ist dabei ein phänomenologischer Dämpfungsparameter und γ der gyromagnetische Faktor $\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar}$, der vom Landé-Faktor g , dem Bohrschen Magnetron μ_B und dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum \hbar abhängt. Im Anhang wird diese Gleichung in Herleitung 6.1 auf Basis von [9, S. 748f] hergeleitet.

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} - \frac{\lambda}{M_S} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) \quad (2.7)$$

Gilbert Dämpfungsterm

1955 führte T. L. Gilbert einen neuen Ansatz für den Dämpfungsterm der LL in [16] ein, um starke Dämpfungen besser beschreiben zu können [15, S. 56]. Gl. 2.8 zeigt sowohl den neuen Dämpfungsterm \vec{G} mit der Dämpfungskonstanten α , als auch die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (LLG), die durch Einsetzen des neuen Dämpfungsterms in die LL folgt.

$$\vec{G} = \frac{\alpha}{M_S} \cdot \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \cdot \vec{M} \times \vec{B}_{eff} - \frac{\gamma \alpha}{(1 + \alpha^2) M_S} \cdot \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff})$$

Die Herleitung 6.2 im Anhang zeigt auf Grundlage von [9, S. 749] wie sich aus dem Einsetzen des Dämpfungsterms in die LL und Umformung die LLG ergibt.

2.3. Freie Energiedichte

Gl. 2.9 zeigt die Helmholtzsche freie Energie A , die als die Differenz zwischen der inneren Energie U und dem Produkt aus Temperatur T und Entropie S definiert ist. Man kann sie als die negative maximale Arbeit verstehen, die ein thermodynamisches System leisten kann [17, S. 32].

$$A = U - TS \quad (2.9)$$

Wenn keine Arbeit geleistet wird $W = 0$, so ist der Gleichgewichtszustand das Minimum der freien Energie. Die Einführung der freien Energie bietet mit Gl. 2.10 die Möglichkeit einer Definition der Magnetisierung [8, S. 195].

$$dA = -\frac{\vec{M}}{\mu} d\vec{B}_{ext} \quad (2.10)$$

Dabei ist $d\vec{B}_{ext}$ die isotherme Änderung des externen Magnetfeldes und μ die magnetische Permeabilität. Es macht Sinn statt der freien Energie mit der freien Energiedichte F , also mit der freien Energie pro Volumen V zu arbeiten [8, S. 196].

$$F = \frac{A}{V} \quad (2.11)$$

Aus ihr kann man mit Gl. 2.12 das effektive magnetische Feld bestimmen [15, S. 21], wenn sich die Magnetisierung im Minimum der freien Energiedichte befindet.

$$B_{eff} = -\frac{\partial F}{\partial M} \quad (2.12)$$

Es gibt verschiedene Beiträge zur freien Energiedichte, von denen in dieser Arbeit nur die, nach bisherigem Kenntnisstand, für Eisen-Germanium relevanten aufgelistet werden. Dabei setzt sich in Gl. 2.13 die freie Energiedichte aus der Summe der Energiebeiträge zusammen [15, S. 22]. F_A ist der Beitrag der Heisenbergschen Austauschwechselwirkung, F_D der DMI, F_{Ent} der des durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung hervorgerufenen Entmagnetisierungsfeldes und F_{Zee} der Zeeman-Energiebeitrag.

$$F = F_A + F_D + F_{Ent} + F_{Zee} \quad (2.13)$$

2.4. Spindynamik

2.4.1. Spinwellen

Die Änderung des gesamten magnetischen Moments durch eine kollektive Anregung wird Spin-Welle genannt [9, S. 751f.]. Da die Magnetisierung als gesättigt angenommen wird, hat die Welle nur zwei Freiheitsgrade. Wenn alle magnetischen Momente gleichförmig schwingen, kann dies als eine Welle mit Wellenvektor $|\vec{k}|$ interpretiert werden. Diese wird auch die uniforme Mode genannt. Spinwellen können auch als quantenmechanische Quasiteilchen beschrieben werden, die Magnonen genannt werden. Weiterführend setzt sich Keffer [18] mit der quantenmechanischen Beschreibung auseinander.

Zuordnung von Wechselwirkungen

Eine semi-klassisch phänomenologische Herangehensweise zur Beschreibung von Spinwellen erfolgt über die LL bzw. LLG als Wellengleichung. Für verschiedene Wellenlängen kann man dabei eine Zuordnung der maßgeblich verantwortlichen Wechselwirkung vornehmen. Dies ist bei großen Wellenzahlen, also bei kleinen Wellenlängen, vor allem die Austauschwechselwirkung, da nebeneinanderliegende Makrospins stark zueinander verkantet sind. Betrachtet man nur die Austauschwechselwirkung und den Zeeman-Effekt, so führt dies zu einer quadratischen Dispersionsrelation, die in 6.3 hergeleitet wurde [8, S. 258ff.]. Bei kleinen Wellenzahlen überwiegt die Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Damon und Eshbach konnten ihr auch spezielle Typen von Spinwellen zuordnen [19], so z.B. die Oberflächenmode und vorwärts und rückwärts Volumenmode, die sich alle in ihrer Position und Laufrichtung bezogen auf das externe Magnetfeld unterscheiden [9, S. 760]. An Grenzflächen sorgt die DMI für eine Nicht-Reziprozität der Spinwellen, das bedeutet, dass bei gleichem Wellenvektorbetrag, aber anderem Vorzeichen, die Spinwellen eine unterschiedliche Phasengeschwindigkeit haben [5].

2.5. Peltier- und Seebeck-Effekt

Der Peltier-Effekt [12, S. 80f.] und der Seebeck-Effekt [12, S. 78] sind zwei verwandte Erscheinungen, die die physikalischen Effekte Wärme und Elektrizität miteinander verbinden. Benötigt werden dazu zwei Leiter A und B aus unterschiedlichen Materialien, die in der Kombination ABA aneinander gefügt werden. Fließt nun ein Strom, so wirkt der Peltier-Effekt, und es entsteht zwischen den beiden Kontaktstellen der Leiter eine Temperaturdifferenz. Die Wärmeleistung P_T an einer Kontaktstelle ist dabei proportional zum Strom I und zur Differenz der Peltier-Koeffizienten $(\Pi_A - \Pi_B)$.

$$P_T = (\Pi_A - \Pi_B) \cdot I \quad (2.14)$$

Liegt jedoch bereits eine Temperaturdifferenz zwischen den Kontakten vor, so kommt es zum Seebeck-Effekt. Dabei entsteht zwischen den beiden Leiterkontakten eine Thermospannung U_T , die Proportional zur Temperaturdifferenz $(T_1 - T_2)$ und der Differenz der Seebeck-Koeffizienten $(S_A - S_B)$ ist.

$$U_T = (S_A - S_B)(T_1 - T_2) \quad (2.15)$$

Den Peltier-Effekt kann man in einem Peltier-Element zur Temperaturregulierung benutzen. Mit dem Seebeck-Effekt in Form eines Thermoelements kann die Temperatur an einem bestimmten Ort gemessen werden.

3. Messmethode

3.1. Ferromagnetische Resonanz

3.1.1. Theoretischer Hintergrund

Regt man einen Ferromagneten in einem externen homogenen Magnetfeld mit einem hochfrequenten elektromagnetischen Feld an, so kommt es bei der Wahl der richtigen Anregungsfrequenz zu einer resonanten Absorption, der sogenannten ferromagnetischen Resonanz (FMR). Die Resonanzfrequenz liegt dabei typischerweise im Mikrowellenband zwischen 1 GHz und 100 GHz [20, S. 1]. Die erste erfolgreiche FMR Messung wurde im Jahre 1946 von J. H. E. Griffiths publiziert [21].

Bestimmung der Resonanzfrequenz über die freie Energiedichte

In einem gesättigten Ferromagneten kann eine makroskopische Magnetisierung als Summe mikroskopischer Momente definiert werden. Anders als bei einem Paramagneten, ist das Magnetfeld in der Probe nicht mit einem extern angelegten Magnetfeld gleichzusetzen, sondern entspricht einem effektiven Magnetfeld, dessen Ursprung schon in Kap. 2.3 behandelt wurde. Nichtsdestotrotz präzediert die Magnetisierung mit der in Gl. 3.1 dargestellten Larmorfrequenz ω_L um die Magnetfeldrichtung, dessen Stärke dem Betrag eines verallgemeinerten effektiven Magnetfeldes \tilde{B}_{eff} entspricht [15, S. 12ff.], da sich die Magnetisierung nicht im Minimum der freien Energiedichte befinden, kann das effektive Magnetfeld nicht mehr über Gl. 2.12 berechnet werden.

$$\omega_L = \gamma \cdot \tilde{B}_{eff} \quad (3.1)$$

Der zirkular polarisierte Anteil einer elektromagnetischen Welle, die mit der Larmorfrequenz schwingt, kann vom ferromagnetischen System absorbiert werden. Es ist sinnvoll, die Abhängigkeit der Resonanzbedingung vom Betrag \tilde{B}_{eff} des verallgemeinerten effektiven Feldes zugunsten einer Beschreibung über die freie Energiedichte aufzugeben. Wie auch bei anderen resonanten Schwingungen, muss die Resonanzfrequenz dabei über die Wurzel der Determinante der Hessematrix der Energielandschaft bestimmt werden. Dies wurde von Zingsem [22, S. 15] allgemein durchgeführt. Vonsovskii [15, S. 20ff] stellt die Herleitung der Gleichung speziell für einen Ferromagneten mit Blick auf die FMR dar. Gl. 3.2 zeigt die neue Abhängigkeit, wobei die Magnetisierung in Kugelkoordinaten ausgedrückt wird. Dabei ist θ_M der Polarwinkel, ϕ_M der Azimutalwinkel und M der Betrag der Magnetisierung.

$$\omega_R = \gamma \cdot \tilde{B}_{eff} = \pm \frac{\gamma}{M \sin(\theta_M)} \cdot \sqrt{\left(\frac{d^2}{d\theta_M^2} F\right) \left(\frac{d^2}{d\phi_M^2} F\right) - \left(\frac{d^2}{d\theta_M d\phi_M} F\right)^2} \quad (3.2)$$

Messtechnisch lässt sich ein FMR-Experiment bei konstantem externen Magnetfeld realisieren, indem die Frequenz der eingestrahlten Mikrowelle variiert und die absorbierte Leistung gemessen wird. In dieser Arbeit wird jedoch, zur Erhöhung der Genauigkeit, mit einem Mikrowellenresonator gemessen, der durch seine feste Resonanzfrequenz das Variieren eben dieser verhindert. Durch die Änderung des externen Magnetfeldes und damit auch der freien Energiedichte, kann die Resonanzfrequenz geändert werden, bis sie der Resonanzfrequenz des Mikrowellenresonators entspricht. Es werden also keine Resonanzfrequenzen sondern Resonanzfelder gemessen.

3.2. Messaufbau

3.2.1. Genereller Messaufbau

Abbildung 3.2 zeigt eine Explosionszeichnung des verwendeten Messaufbaus und Abb. 3.3 eine Schaltskizze. Das externe Magnetfeld wird dabei von einem *Bruker B-E 30* Elektromagneten (Abb. 3.2 1) erzeugt, der von einem *Bruker B-MC 1* Netzteil mit Strom versorgt wird und maximal 1.1 T erreichen kann. Die im Magneten zusätzlich eingebauten Spulen (Abb. 3.2 2) zur Stabilisierung des Magnetfeldes werden für die Messung als Modulationsspulen umfunktioniert. Ihre Modulationsfrequenz wird von einem *Stanford Research Systems Model SR830 DSP Lock-In Amplifier* als Referenzsignal benutzt. Eine Hall-Sonde misst die Stärke des Magnetfeldes. Zur Einkopplung der Mikrowelle in den Mikroresonator wird ein Semi-Rigid Koaxialkabel (Abb. 3.2 3) verwendet, das mit einem Probenhalter ausgestattet wurde. Standardmäßig mündet es in einer Mikrowellenantenne, die mit einen Slide-Screw-Tuner (SST) (Abb. 3.1) verbunden ist, der es als Impedanzanpasser ermöglicht, die Mikrowellenleistung, die aus dem Semi-Rigid-Kabel reflektiert wird, zu regeln. Dieser wiederum ist zur Abstimmung mit einer Mikrowellenantenne an einen *Rhode & Schwarz SMR 20 Microwave Signal Generator* oder zur Messung an einer *Varian E102 Microwave Bridge* angeschlossen. Die vom Resonator reflektierte Leistung des Signal Generator (SG) wird mit einem *Rhode & Schwarz HMO722 Digital Oscilloscope* sichtbar gemacht. Im Tune-Modus der Mikrowellenbrücke wird das Signal mit einem *Hameg HM507 Oscilloscope* dargestellt. Weiterhin ist der Magnet über eine Drehplattform (Abb. 3.2 4), mit seiner Drehachse in der Ebene des Resonators, um 192° drehbar und kann damit durch bidirektionale Messungen den kompletten 360° Bereich abdecken. Alle Elemente lassen sich über ein LabView Programm ansteuern.

Umbauten im Laufe der Arbeit

Bisher musste, beim Wechsel zwischen SG und Mikrowellenbrücke, der Probenstab samt SST abgeschraubt und beim jeweils anderen Gerät wieder angeschraubt werden. Dieses Problem wurde durch den Anbau eines *Mini-Circuits MSP2TA-18XL* Antennenumschalters behoben, bei dem, durch Beschaltung mit 24 V Spannung, zwischen den Signalquellen gewechselt werden kann.

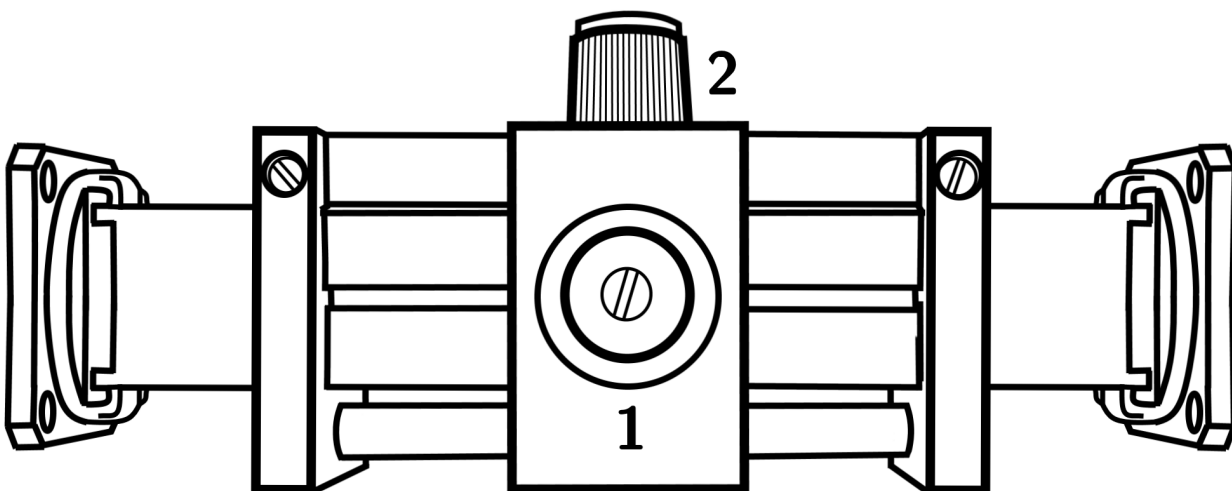


Abb. 3.1.: Schematische Darstellung des SST mit der Koppelschraube (1) und dem Phasenschieber (2).

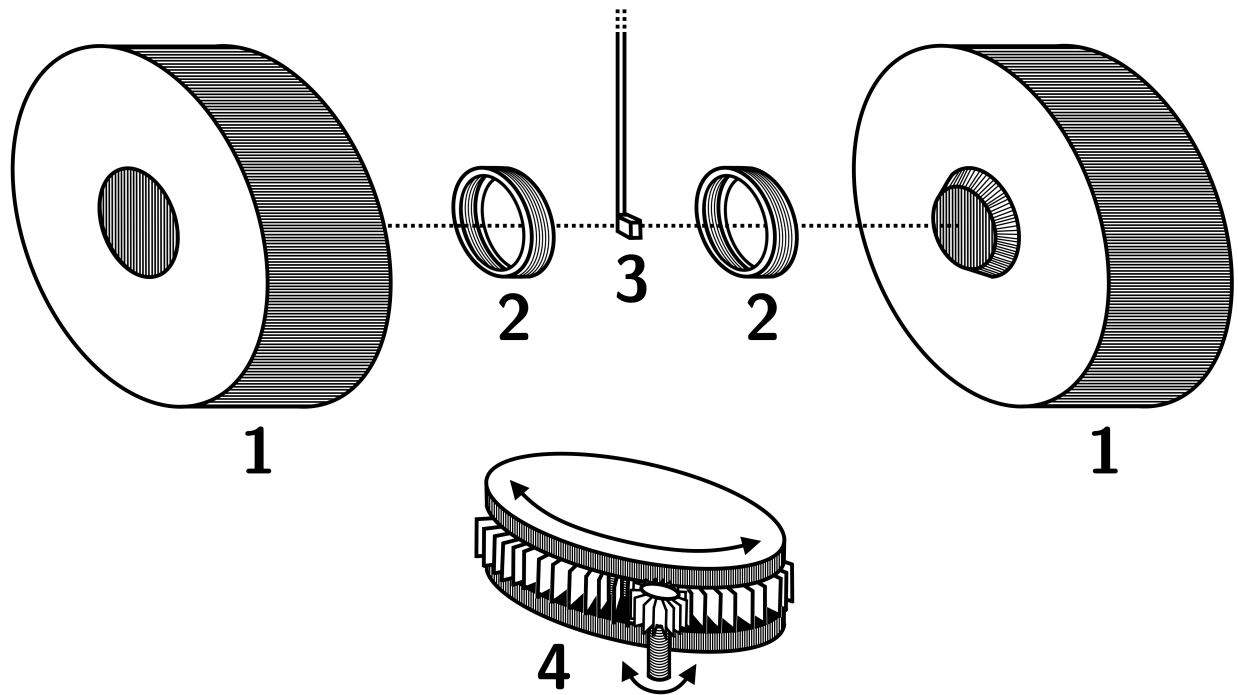


Abb. 3.2.: Schematische Darstellung des Messaufbaus mit den Magnetspulen 1, den Modulationsspulen 2, dem Probenhalter 3 und der Drehplattform 4.

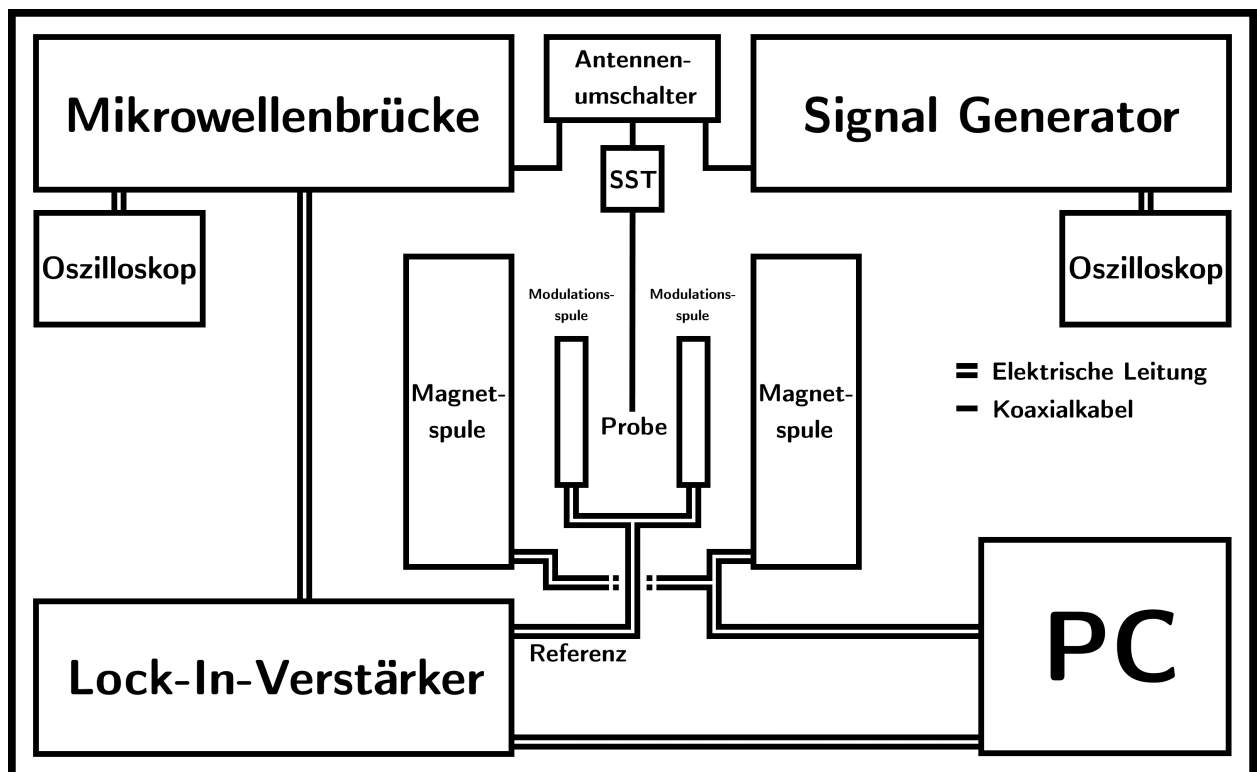


Abb. 3.3.: Schematische Schaltskizze der wichtigsten Komponenten des Messaufbaus und ihrer Verbindungen.

3.2.2. Mikroresonator

Für alle in dieser Arbeit durchgeführten FMR-Experimente wurde ein R-Typ Mikroresonator verwendet, der erstmals von Narkowicz in [23,24] vorgestellt wurde. Auch von Banholzer [25, 26] und Derricks [27] wurden FMR-Messungen an derartigen Mikroresonatoren ausgeführt. Im Verlauf beider Arbeiten konnten Spin-Wellen detektiert werden, außerdem wird auf die Güte, Feldverteilung und generelle Signalqualität der Mikroresonatoren eingegangen.

3.2.3. Kühlung und Heizung

Für die temperaturabhängige Messung wird ein Peltier-Element unbekanntes Modells verwendet. Da es im Verlauf der Arbeit zerstört wurde, konnte keine Temperatureichung erfolgen, wodurch diese Arbeit nur einen Ausblick auf das temperaturabhängige Verhalten der gemessenen Proben liefern kann. Der Messaufbau besteht dabei aus dem genannten Peltier-Element, das auf einer Seite mit Epoxidharz an einem Aluminium Kühlkörper befestigt ist. Das Epoxidharz enthält auch Leitsilber. Auf der anderen Seite ist der Probenhalter des Mikroresonators befestigt. Dieser Aufbau ermöglicht das Heizen und Kühlen. Wird die Probe gekühlt, so sorgt eine nach oben geöffnete Polystyroleinfassung, die von oben mit gasförmigen Stickstoff beströmt wird, dafür, dass sich auf dem Mikroresonator kein Kondenswasser bildet. Dafür wird die Einfassung von unten über das gesamte Probensystem gestülpt und zwischen die Polsterung geklemmt. Dabei findet kein Kontakt zwischen dem Probensystem und der Einfassung statt, die sich mit dem Magneten dreht.

Temperatureichung

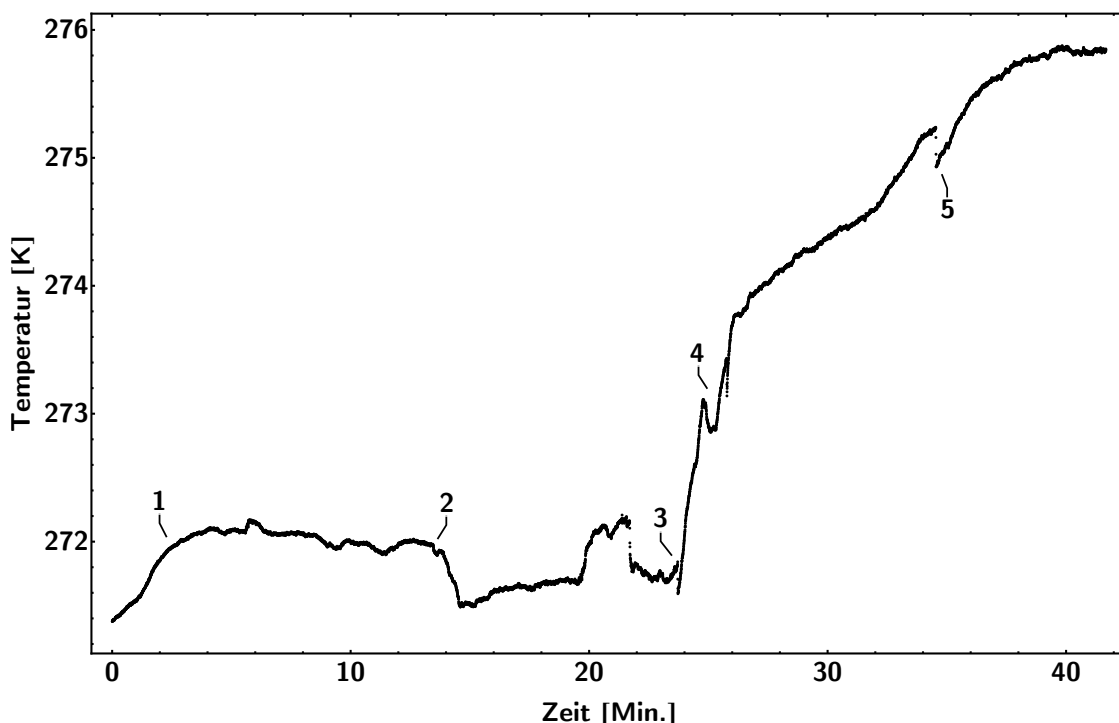


Abb. 3.4.: Temperaturmessung als Funktion der Zeit mit einem Thermoelement angebracht auf dem Mikroresonatorsubstrat bei gleichbleibenden 1.6 A Strom durch das Peltier-Element. Dabei wurden wechselnde Mikrowellenleistungen verwendet.

In Abb. 3.4 sieht man den Temperaturverlauf an einem leeren Mikroresonator, der mit dem genannten Peltierelement mit 1.6 A gekühlt wurde. Gemessen wurde die Temperatur mit einem Thermoelement. Der statistische Fehler eines Messpunktes beträgt dabei ± 0.0065 K. Wichtiger sind bei einem Thermoelement jedoch die systematischen Fehler, so wurde eine Eichung bereits durchgeführt, die jedoch mit der Zeit ihre Gültigkeit verliert. Mit dem SG wurde zwischen Abb. 3.4 1 und Abb. 3.4 3 35 mW Mikrowellenleistung eingestellt. Wie man am Abfall von ungefähr 0.5 K bei Position Abb. 3.4 2 erkennen kann, kommt es selbst nach 10 min noch zu Temperatursprüngen. Diese können nur als systematische Fehler gedeutet werden, wie das verrutschen des Thermoelementes auf dem Substrat. Berechnet man aus dem Bereich mit 35 mW über 23 Min und 8 Sek, bei dem sich die Temperatur nicht mehr ändern sollte, den Mittelwert mit Standardabweichung, so ergibt dies $271.9 \text{ K} \pm 0.2 \text{ K}$. Bei Position Abb. 3.4 3 wurde ein Mikrowellenverstärker eingeschaltet, um die Mikrowellenleistung auf 300 mW zu verstärken. Die Einstellung wurde bei Abb. 3.4 4 fertiggestellt. Die Störung an Position Abb. 3.4 5 wurde durch wackeln an der Polystyroleinfassung hervorgerufen und zeigt, wie instabil das Temperaturgleichgewicht ist, wenn durch Bewegung der Einfassung, z.B. beim winkelabhängigen Messen, ein Temperaturunterschied von etwa 0.4 K entsteht. Da das Thermoelement nicht direkt im Mikroresonator lag, sondern etwas entfernt auf dem Substrat, ist es unwahrscheinlich, dass die Erwärmung durch das Mikrowellenfeld im Metall des Thermoelementes selber hervorgerufen wurde. In den entsprechenden Veröffentlichungen [23–27] wird ein schnelles Abklingen des Mikrowellenfeldes außerhalb des Resonators beschrieben. Viel wahrscheinlicher ist die Erwärmung des ganzen Substrates durch die, von den Mikrowellen hervorgerufene, Aufheizung der Leiterbahnen.

3.3. Messung

Bevor eine Messung gestartet werden kann, muss der Mikroresonator in den Probenstab eingebaut werden. Für temperaturabhängige Messungen muss der Probenstab mit dem Peltier-Element verwendet werden. Wurde dann die Probe mit einer Mikrowellenantenne mit dem SST verbunden, muss die Mikrowellenbrücke auf den Mikroresonator abgestimmt werden. Im Anhang Kap. 6.2 findet sich eine detaillierte Anleitung für die Abstimmung. Außerdem wird der korrekte Umgang mit dem Lock-In-Verstärker erklärt. Nun müssen im *LabVIEW* Programm die gewünschten Messeinstellungen eingetragen werden. In Tab. 6.4 sind die Einstellung jeder, für diese Arbeit relevanten, Messung notiert.

4. Probe

4.1. Material FeGe

In dieser Arbeit werden Eisen-Germanium-Mikrostrukturen ($\text{Fe}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$) untersucht. Die kubische B20 Phase von FeGe wurde zuerst von Richardson in [28] und [29] zusammen mit verschiedenen Herstellungsmethoden beschrieben und die Gitterkonstante $a = 4.700\text{\AA} \pm 0.002\text{\AA}$ bei einer Temperatur von $20\text{ K} \pm 2\text{ K}$ bestimmt. Es konnten keine Informationen zu einem thermischen Ausdehnungskoeffizienten gefunden werden. In [30] wird, gemessen über Mößbauerspektroskopie, eine Curie-Temperatur, ohne zugehörige Fehlerangabe, von ungefähr $T_C = 280\text{ K}$ angegeben.

4.2. Präparation der Probe

4.2.1. Herstellung

Die verwendete FeGe-Probe wurde am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg per Hochdruck-Hochtemperatur-Synthese von Dr. Iliya Radulov aus der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Gutfleisch erstellt. Dafür wurde eine Kawai-Typ Multi-Anvil-Pressen [31] mit einem Walker-type Modul [32] verwendet. Im Folgenden wird die Synthese Schritt für Schritt dokumentiert.

- Schritt 1:** Ein FeGe-Block wird über induktive Erwärmung von stöchiometrisch erstelltem FeGe, das heißt aus einem Gemisch in richtigem Massenverhältnis, gefertigt.
- Schritt 2:** Zur Homogenisierung wird dieser Block zwei weitere Male geschmolzen.
- Schritt 3:** Der Block glüht für 130 Stunden bei 730°C .
- Schritt 4:** Aus dem Block wird ein Zylinder mit 4 mm Höhe und 2.5 mm Radius geformt.
- Schritt 5:** Es wird ein Druck von 7 GPa auf den Zylinder angewendet.
- Schritt 6:** Gleichzeitig wird dieser mit einer LaCrO_3 -Heizung auf bis zu 800°C erhitzt.
- Schritt 7:** Nach 120 min. wird die Heizung ausgeschaltet.
- Schritt 8:** Über 360 min. wird der Druck aufgehoben.

Die entstandene Probe war spröde und ist deshalb zerbrochen. Nichtsdestotrotz können die Einzelteile der Probe für Messungen verwendet werden.

4.2.2. Präparation

Die fertige Probe muss nun passend für den Mikroresonator zurecht geschnitten werden. Dafür wird ein *FEI FIB/SEM DualBeam* Mikroskop verwendet. Focused Ion Beam (FIB) benennt dabei die Methode, die Probe mit einem Gallium-Ionen-Strahl zu präparieren. Das

Scanning Electron Microscope (SEM) ermöglicht, die Probe während der Verwendung des Ionen-Strahls zu beobachten. Außerdem kann der Elektronenstrahl als Sekundärstrahl zur Abscheidung von Kohlenstoff aus einem Ausgangsmaterial verwendet werden. Die Methode heißt Electron-Beam-Induced Deposition (EBID) und wird in [33] genauer untersucht. Dabei wurden Wolframcarbide (WC) und Palladiumcarbide (PdC) als Ausgangsstoffe verwendet. Im Falle dieser Arbeit wurde Platincarbide (PtC) benutzt. Die Probenpräparation wurde gemeinsam mit Dr. rer. nat. Detlef Spoddig durchgeführt. Im Folgenden wird die Vorgehensweise für das Zuschneiden der Probe erläutert. Abb. 4.1 zeigt eine schematische Darstellung der einzelnen Schritte und Abb. 4.2 die spätere Positionierung der Probe im Mikroresonator.

Schritt 1: Abbildung 4.1 1 zeigt die Oberfläche, aus der die Probe geschnitten werden soll, aus der Draufsicht. Mit dem Gallium-Ionen-Strahl werden nun zwei Gräben Abb. 4.1 2 ausgehoben. Diese Gräben bilden die laterale Begrenzung der Probe.

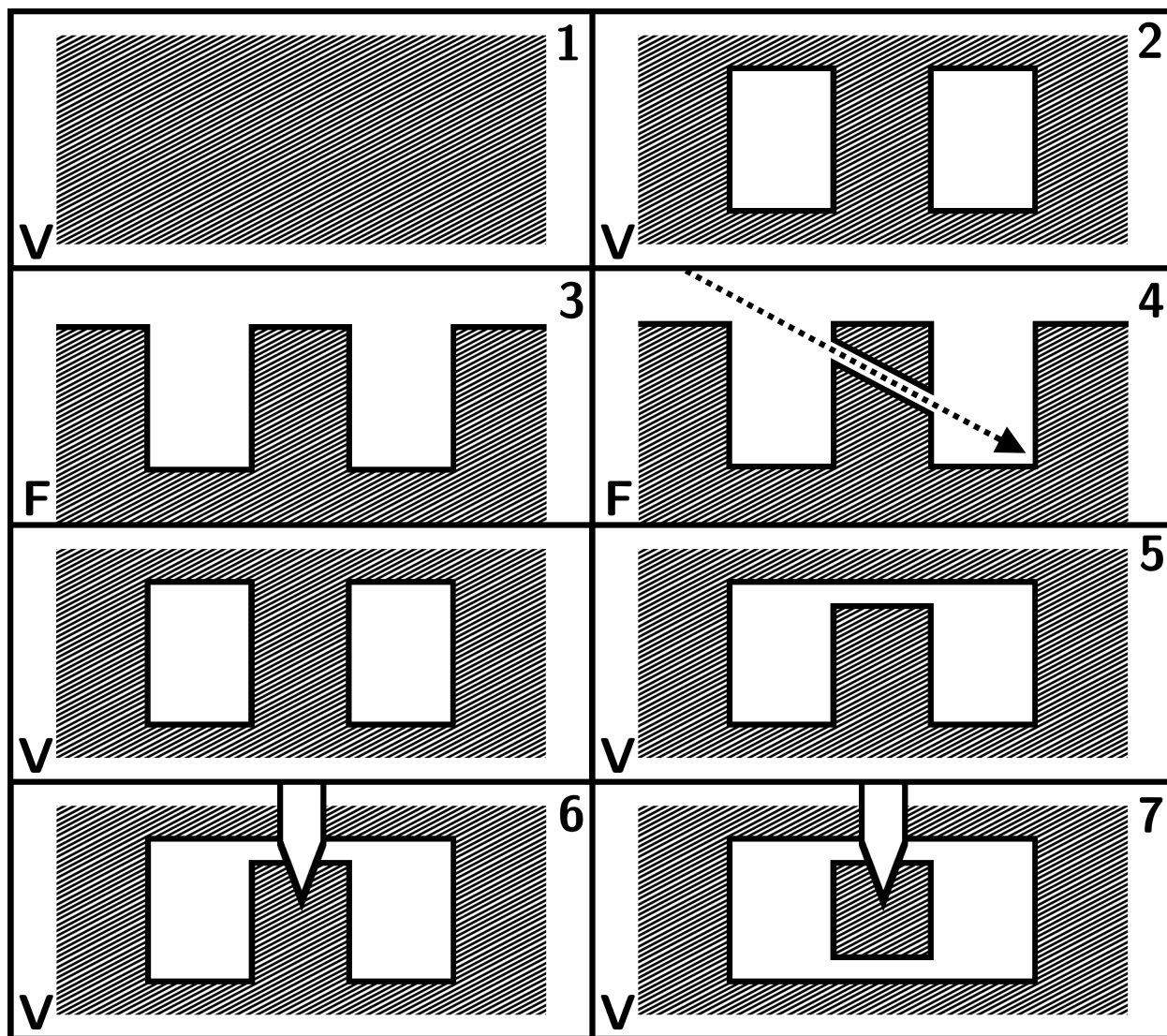


Abb. 4.1.: Schematische Darstellung des Prozesses der Probenpräparation. Die Markierung V/F zeigen an ob es um eine Draufsicht/Querschnitt handelt.

- Schritt 2:** Der Ionenstrahl wird nun senkrecht auf die laterale Begrenzung der Brücke gerichtet, um die Randfläche einzuebnen.
- Schritt 3:** Abbildung 4.1 3 zeigt den entstanden Graben mit der Brücke aus dem Querschnitt. Um die Verbindung der Brücke mit dem darunterliegenden Material zu kappen, wird mit dem Ionenstrahl schräg in den Graben gezielt. Dies ist in Abb. 4.1 4 dargestellt.
- Schritt 4:** Nun wird einseitig die Verbindung zwischen der Brücke und dem restlichen Material durchgeschnitten Abb. 4.1 5.
- Schritt 5:** Damit die Probe nicht in den Graben fällt, sobald die zweite Verbindung durchtrennt wurde, wird nun eine Kohlenstoffnadel herangeführt und mit dem EBID-Verfahren an der Probe befestigt Abb. 4.1 6.
- Schritt 6:** Nun kann die letzte Verbindung gelöst und die Probe herausgehoben werden Abb. 4.1 7. Sie wird daraufhin in den Mikroresonator gelegt Abb. 4.2 8.
- Schritt 7:** Der vordere Teil der Kohlenstoffspitze wird nun mit dem Gallium-Ionen-Strahl abgeschnitten und verbleibt auf der Probe Abb. 4.2 9. Weiterhin wird die Probe mit Kohlenstoffabscheidungen im EBID-Verfahren im Mikroresonator befestigt.

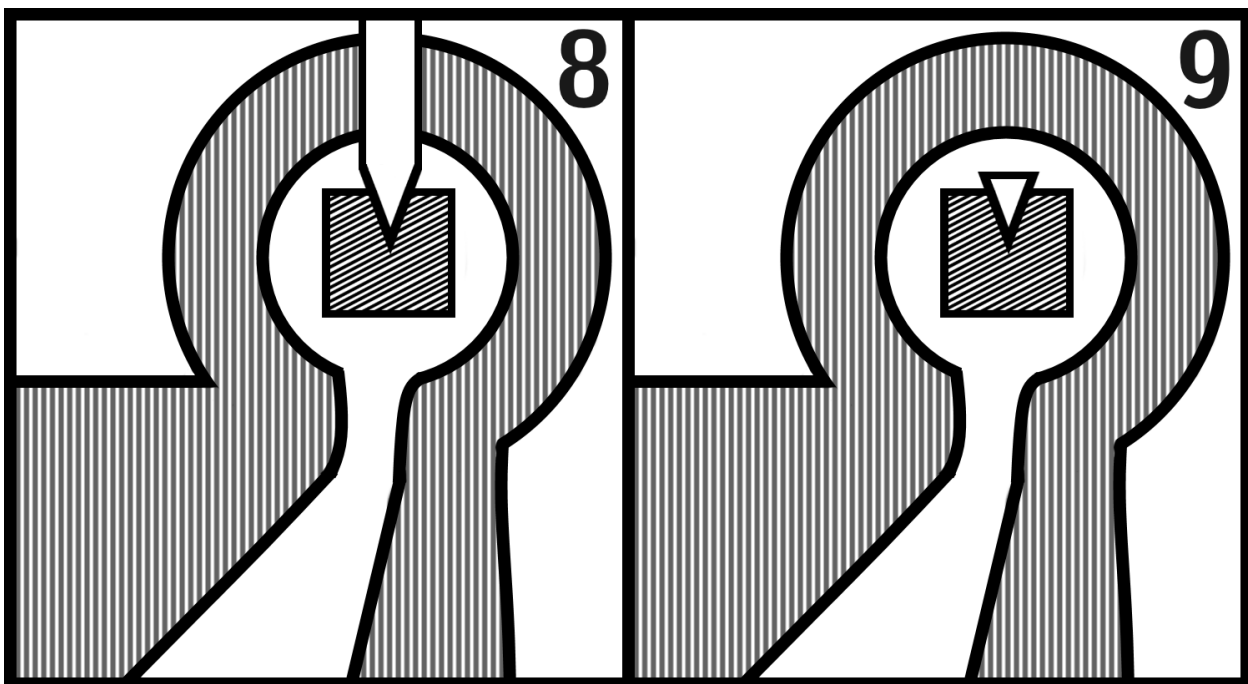


Abb. 4.2.: Schematische Darstellung der Platzierung der Probe im Mikroresonator gezeigt aus der Draufsicht.

4.3. Abscheidungen

Im Laufe der Präparation kam es zu starken Abscheidungen auf der Probenoberfläche, was dazu führte, dass einige von ihnen nicht verwendet werden konnten. Ein Beispiel dafür gibt der Vorher-Nachher-Vergleich zwischen Abb. 4.3 und Abb. 4.4. Diese Abscheidungen entstanden, während an einer anderen Stelle geschnitten wurde. Es ist also anzunehmen, dass sich das abgeschnittene Material an anderer Stelle wieder zusammensetzt und eine amorphe Masse aus Kohlenstoff und den Resten der Eisen- und Germanium-Ionen bildet. Die Stärke dieses Effektes deutet auf einen lokalen Qualitätsverlust des Vakuums hin, jedoch muss angenommen werden, dass auch bei später und früher erstellten Proben diese Abscheidungen in abgeschwächter Form auftraten, obwohl versucht wurde, dies durch Pausen zwischen den Arbeitsschritten zu minimieren. So zeigt eine kurze Überschlagsrechnung mit der Probe aus Kap. 5.2, dass, wenn man die Probenecke am Seitenrand mit der stärksten Abscheidung an jeder Ecke des Seitenrandes annehmen würde und als Geometrie der Grundstruktur einen Quader und der Abscheidung eine Rampe annimmt, auf insgesamt $124.7 \mu\text{m}^3$ Probenvolumen $18.7 \mu\text{m}^3$, also ungefähr 15 %, Abscheidungen kommen. Eine Messung mit energiedispersiver Röntgenspektroskopie kann dabei Aufschluss über die tatsächliche Zusammensetzung der Probe geben. Bei 15 % Anteil ist aber anzunehmen, dass vom Fremdmaterial ein Resonanzsignal ausgehen kann. Dementsprechend wäre es sinnvoll, Möglichkeiten zu suchen, das Fremdmaterial zu entfernen oder die Abscheidung auf der Probe zu verhindern.

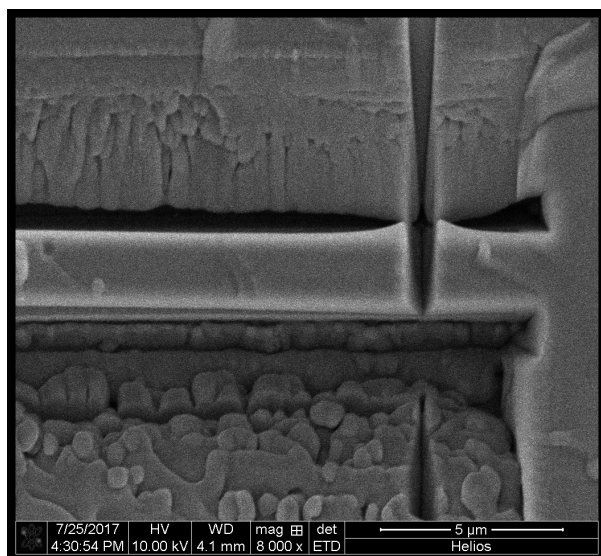


Abb. 4.3.: Abbildung einer ungenutzten Probe während der Präparation, erstellt mit SEM vor den Abscheidungen.

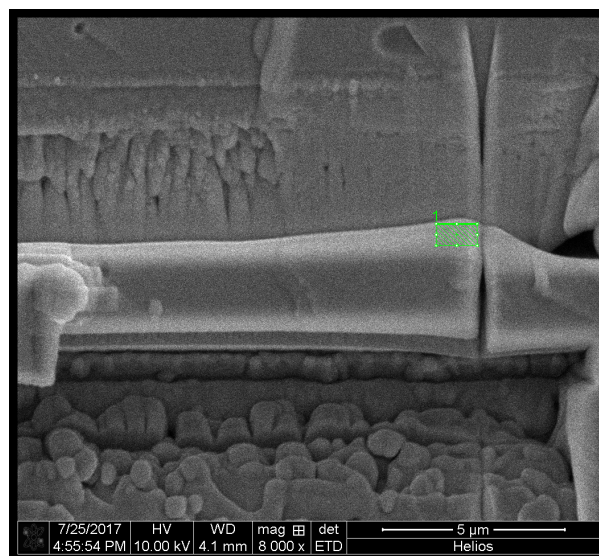


Abb. 4.4.: Abbildung einer ungenutzten Probe während der Präparation, erstellt mit SEM nach den Abscheidungen.

5. Auswertung

5.1. Die rampenförmige FeGe-Probe

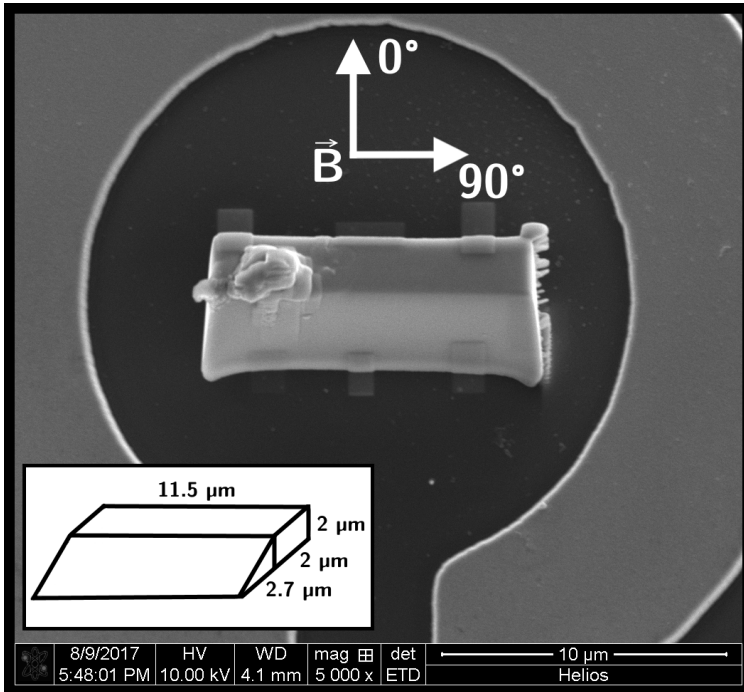


Abb. 5.1.: Abbildung der rampenförmigen Probe im Mikroresonator, erstellt mit SEM. Zu erkennen sind die abgeschnittene Kohlenstoffspitze und die mit dem EBID-Verfahren erzeugten Verankerungen. Außerdem sind die Richtungen des äußeren Magnetfeldes \vec{B} bei winkelabhängigen Messungen und eine vereinfachte Darstellung der Probengeometrie dargestellt.

Die rampenförmige Eisen-Germanium-Mikrostruktur kann in einen Quader mit $11.5 \mu\text{m}$ Länge, $2 \mu\text{m}$ Breite und $2 \mu\text{m}$ Höhe, dessen Längsseite in ein dreiseitiges Prisma mit $2.7 \mu\text{m}$ Breite mündet, zerlegt werden. Eine SEM-Aufnahme der Probe im Mikroresonator sieht man in Abb. 5.1. Der Mikroresonator hat einen Innendurchmesser von $20 \mu\text{m}$ und ist damit etwa doppelt so groß wie die längste Seite der Probe. Wegen ihrer Ausmaße liegt ein Teil der Probe nicht mehr im von Banholzer [25] simulierten homogenen Magnetfeldbereich. Die Ebene des dreiseitigen Prismas entsteht durch das Schnittverfahren aus Kap. 4.2.2 und führt zu komplizierten Randbedingungen für Spinwellen in der Probe. Über die genaue Zusammensetzung der einzelnen B20 FeGe-Kristallite in der polykristallinen Probe ist nichts bekannt.

5.1.1. Winkelabhängige Messung

Das FMR-Spektrum der Probe wurde über einen Winkelbereich von 180° in 2° Schritten von 300 mT bis 0 mT bei einer Frequenz von 8.919 GHz gemessen. Mit Intensität ist dabei das Signal aus dem X-Kanal des Lock-In-Amplifier (LIA) gemeint, nachdem die Phasendifferenz zwischen Referenzsignal und Messsignal vorher auf null gestellt wurde. Ein Farbplot der Messdaten findet sich in Abb. 5.2. Dabei handelt es sich um ein Voronoidiagramm, also ein zweidimensionales Polygongitter, bei dem die Flächen so definiert werden, dass ihre Grenzen zu jeweils zwei nebeneinanderliegenden Messpunkten den gleichen Abstand haben. Dementsprechend liegt in der Mitte jeder Fläche ein Messpunkt, dessen Messwert die Farbe der Fläche bestimmt. Dies war nötig, da sich bei jedem Spektrum die tatsächlich gemessenen Magnetfelder unterscheiden und auf diese Weise, ohne Interpolation, jeder Messpunkt seine maximale Aussagekraft erhält. Alle gemessenen Spektren von der rampenförmigen Probe enthalten starkes Rauschen. Hervorgerufen wurde es durch die magnetische Induktion des

Kühlkörpers aus Aluminium. In Verbindung mit der Modulation mit einer Frequenz von 192.62 Hz hat das ganze Probensystem angefangen stark zu vibrieren. Erst bei Probe 2 wurde dieses Problem durch eine stärkere Befestigung und richtige Positionierung des Kühlkörpers beseitigt. Dementsprechend fallen die Spektren um 111° durch ihre überhöhte Amplitude auf. Man erkennt im Diagramm fünf Resonanzlinien, die sich winkelabhängig verhalten. Die Hauptlinie Abb. 5.2 **1** hat ihr maximales Resonanzfeld bei $0^\circ \pm 2^\circ$ und $230 \text{ mT} \pm 1 \text{ mT}$ und ihr minimales bei $94^\circ \pm 2^\circ$ und $96 \text{ mT} \pm 1 \text{ mT}$. Im weiteren Verlauf wird anhand der Hauptlinie der Winkel des maximalen Resonanzfeldes als *schwere* Richtung und der Winkel des minimalen als *leichte* Richtung bezeichnet.

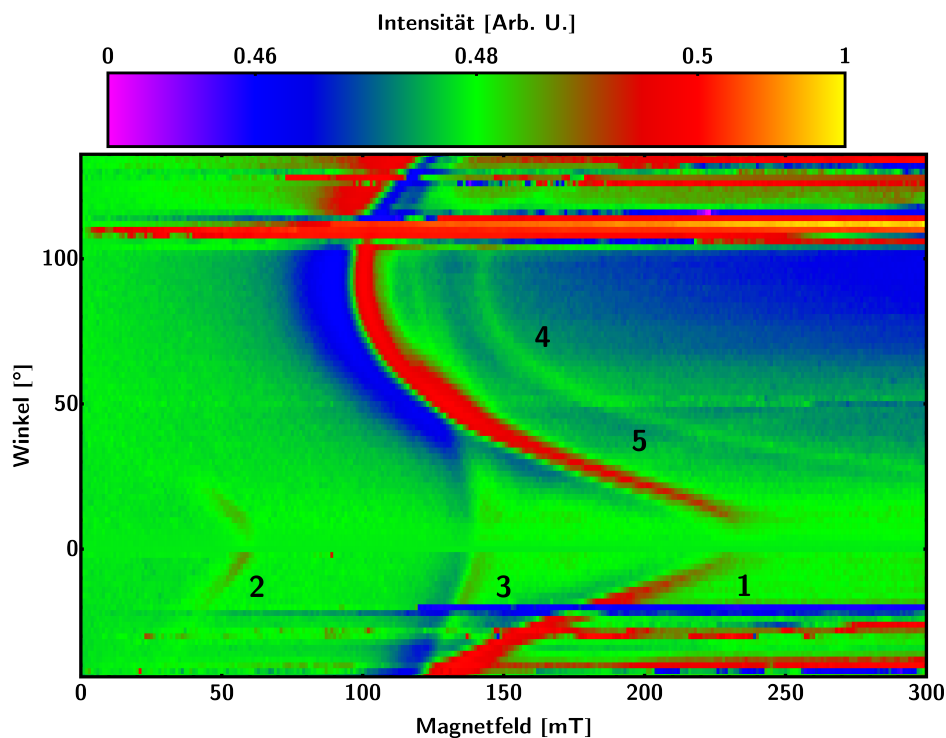


Abb. 5.2.: Farbplot der winkelabhängigen Messung der rampenförmigen Probe. Über das Magnetfeld auf der x-Achse und dem Winkel auf der y-Achse ist die Intensität der reflektierten Mikrowelle farbcodiert aufgetragen. Es ist darauf zu achten, dass die Farbskala nicht linear dargestellt wurde, sondern lediglich der Bereich zwischen den einzelnen Achsenmarkierungen linear ist. Die exakten Messeinstellungen finden sich in Tab. 6.4 unter der Bezeichnung „Probe 1 Winkelabhängig RT“.

Eine weitere Resonanzlinie Abb. 5.2 **2** mit gleicher Symmetrie hat ihr Maximum bei $60 \text{ mT} \pm 1 \text{ mT}$ und verliert beim verlassen der *schweren* Richtung an Intensität, bis sie nicht mehr sichtbar ist. Da sie unter der Hauptlinie liegt, kann man sie als austauschgekoppelte Spinwellenmode interpretieren. Gleichzeitig gibt es eine weitere Resonanzlinie Abb. 5.2 **4** mit gleicher Symmetrie über der Hauptlinie Abb. 5.2 **1**, die ihr Minimum in der *leichten* Richtung bei $165 \text{ mT} \pm 1 \text{ mT}$ hat. Eine Resonanzlinie Abb. 5.2 **3** mit anderer Symmetrie hat ihr maximales Resonanzfeld bei $10^\circ \pm 2^\circ$ und $140 \text{ mT} \pm 1 \text{ mT}$. Da ihre Symmetrie in der Winkelabhängigkeit nicht zu den restlichen Linien passt, die in ihrer Symmetrie zur Geometrie der Probe passen, ist anzunehmen, dass es sich dabei entweder um ein Fremdmaterial oder einen Bereich der Probe mit anderer Geometrie handelt. Eine letzte Linie Abb. 5.2 **5** hat eine um 90° verschobene Symmetrie und damit ihr Minimum in der *schweren* Richtung

bei $165 \text{ mT} \pm 1 \text{ mT}$. Sie ist die intensitätsschwächste Linie und am besten am Schnittpunkt mit Linie Abb. 5.2 4 bei $40^\circ \pm 2^\circ$ und $210 \text{ mT} \pm 1 \text{ mT}$ zu erkennen.

5.1.2. Temperaturabhängige Messung

In Abb. 5.3 sieht man den Farbplot einer Messung über einen Winkelbereich von 40° in 2° Schritten von 600 mT bis 0 mT bei einer Frequenz von 8.911 GHz gemessen. Dabei floss durch das Peltier-Element ein Strom von 1.60 A , was nach Abb. 3.4 einer Temperatur von $274 \text{ K} \pm 2 \text{ K}$ entspricht. Alle Linien, deren Nummerierungen von Abb. 5.2 übernommen wurden, konnten erneut, und durch höhere Intensität, deutlicher gemessen werden. Der rote Bereich im hohen Feld zeigt eine stark überhöhte Amplitude und lässt sich mit der Vibration des Probenstabes erklären. Mit höherem Feld steigt auch die Induktion im Aluminium Kühlkörper, und damit auch die, durch die Modulation hervorgerufene, Vibration.

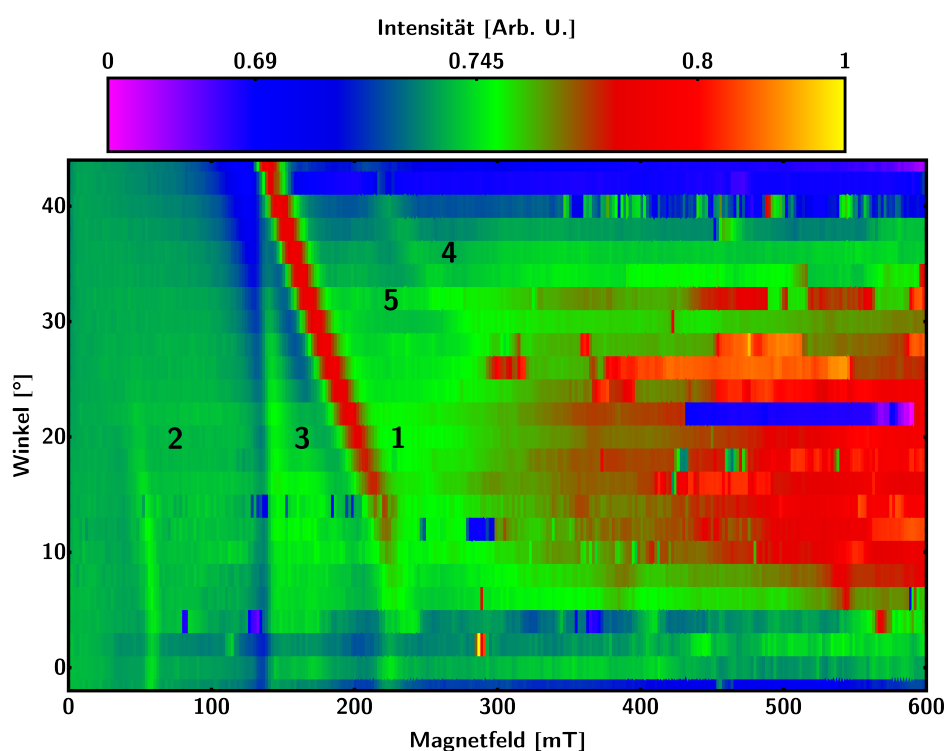


Abb. 5.3.: Farbplot der winkelabhängigen Messung der rampenförmigen Probe bei einer Temperatur von $274 \text{ K} \pm 2 \text{ K}$. Es ist darauf zu achten, dass die Farbskala nicht linear dargestellt wurde, sondern lediglich der Bereich zwischen den einzelnen Achsenmarkierungen linear ist. Die exakten Messeinstellungen finden sich in Tab. 6.4 unter der Bezeichnung „Probe 1 Winkelabhängig K“.

5.2. Die prismaförmige FeGe-Probe

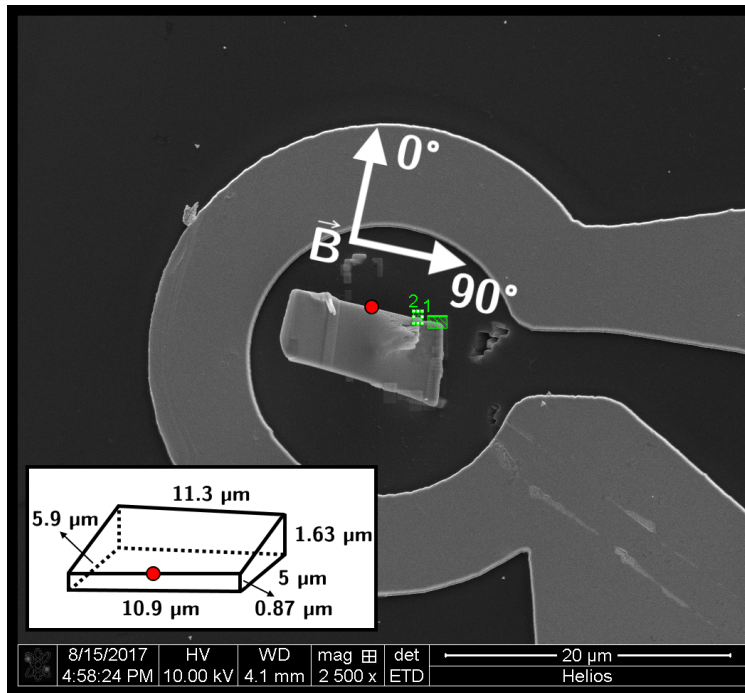


Abb. 5.4.: Abbildung der prismaförmigen Probe im Mikroresonator, erstellt mit SEM. Zu erkennen ist die Abgeschnittene Kohlenstoffspitze und Beschädigungen des Substrats durch den Gallium-Ionen-Strahl. Außerdem sind die Richtungen des äußeren Magnetfeldes \vec{B} bei winkelabhängigen Messungen und eine vereinfachte Darstellung der Probengeometrie dargestellt.

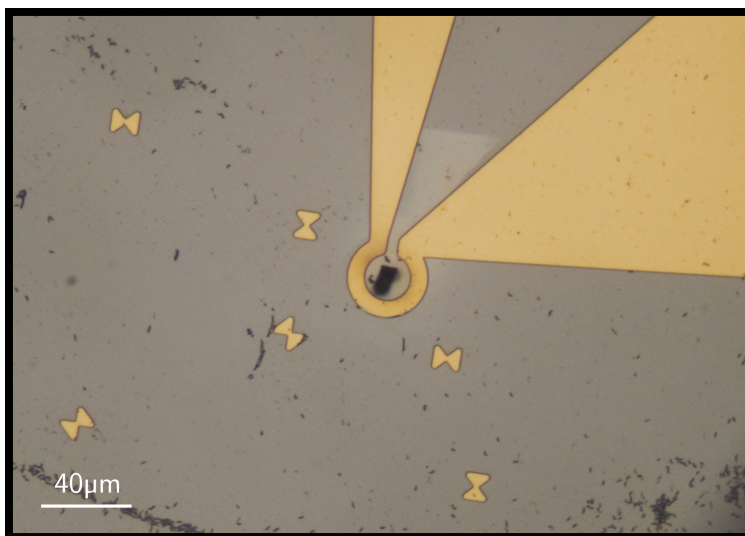


Abb. 5.5.: Abbildung der Probe im Mikroresonator, erstellt mit einem optischen Mikroskop bei 20-facher Vergrößerung.

Die prismaförmige Eisen-Germanium-Mikrostruktur hat die Form eines dreiseitigen Prismas mit abgerundeten Ecken. In Abb. 5.4 kann man eine SEM-Aufnahme der Grundfläche des Prismas im Mikroresonator sehen. Die obere Seite hat eine Länge von $10.9 \mu\text{m}$, die untere von $11.3 \mu\text{m}$. Die linke Seite ist $5 \mu\text{m}$ und die rechte $5.9 \mu\text{m}$ lang. Die schräge Ebene verläuft von ihrer breitesten Stelle mit $1.63 \mu\text{m}$ an der unteren Seite bis zu ihrer dünnsten mit $0.87 \mu\text{m}$ an der oberen Seite entlang. Der rote Kreis verbindet die Positionierung der Probe in der schematischen Zeichnung mit der Ausrichtung im Mikroresonator. Die beiden erkennbaren Strukturen über und neben der Probe im Mikroresonator sind Löcher im Substrat, die durch das Abtrennen der Kohlenstoffnadel mit dem Gallium-Ionen-Strahl entstanden sind. Die Abb. 5.5 zeigt die Probe durch ein optisches Mikroskop im Mikroresonator. Man erkennt auf dem Substrat des Mikroresonators magnetisch nicht aktive Verunreinigungen. Sie sind dort als schwarze Flecken um den Resonator erkennbar. Die dreieckigen Strukturen werden für die Lithographie des Mikroresonators benötigt.

5.2.1. Winkelabhängige Messung

Das FMR-Spektrum der prismaförmigen Probe wurde über einen Winkelbereich von 192° von 600 mT bis 0 mT bei einer Frequenz von 9.152 GHz gemessen. Dabei wurde der Winkelbereich von -93° bis -24° in 1.5° - und der Winkelbereich von -24° bis 99° in 3° -Schritten gemessen. Der Farbplot in Abb. 5.6 zeigt die Messergebnisse. Es fällt auf, dass sich nun nicht mehr einzelne klar voneinander unterscheidbare Linien, sondern ganze Linienbereiche bilden, die kaum trennbar sind.

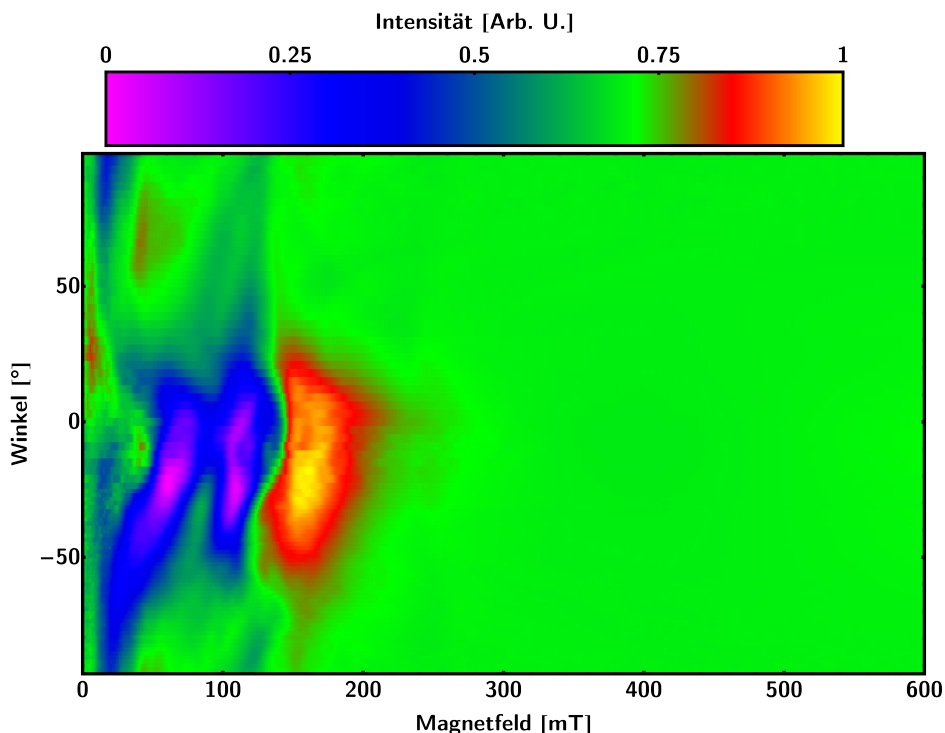


Abb. 5.6.: Farbplot der winkelabhängigen Messung der prismaförmigen Probe. Die Intensität der reflektierten Mikrowelle ist über den Winkel und das Magnetfeld aufgetragen. Es wurde zur besseren Vergleichbarkeit in jedem Spektrum ein linearer Hintergrund abgezogen. Die exakten Messeinstellungen finden sich in Tab. 6.4 unter der Bezeichnung „Probe 2 Winkelabhängig RT“.

Detailansicht

Die Detailansicht der winkelabhängigen Messung der prismaförmigen Probe ist neben einem Plot der Resonatorabstimmung in Abb. 5.7 dargestellt. Die Resonatorabstimmung kann einzelne Bildfragmente erklären, denn eine starke Änderung der Abstimmung zwischen zwei Winkeln ändert auch die gemessene Intensität. Da die Amplituden im niedrigen Feldbereich durch die gewählte Farbcodierung stark verzerrt werden, wird nur der interessante Hochfeldbereich ab 120 mT dargestellt. Dadurch werden einige Resonanzlinien sichtbar, die vorher wegen ihrer niedrigen Intensität nicht erkennbar waren. Als erstes fällt die Resonanzliniengruppe Abb. 5.6 1 auf, die an beiden Seiten des Spektrums winkelabhängig in den hohen Feldbereich läuft. Interpoliert man ihren Verlauf, so haben sie ihr Minimum bei $0^\circ \pm 3^\circ$. Dem Verhalten der Linien nach, kann man vermuten, dass es sich dabei um Spinwellenmoden handelt. Sie kommen in hintereinander liegenden Gruppen vor und ihr winkelabhängiges Verhalten passt zu der Lage der langen und kurzen Seite der Probe im Magnetfeld. Da sich in

höheren Feldern keine Hauptresonanz mit gleicher Symmetrie findet, sind sie wahrscheinlich dipolgekoppelt. Eine weitere Resonanzlinie Abb. 5.6 **2** hat eine dazu um 90° verschobene Symmetrie. Außerdem findet sich eine weitere sehr breite Resonanzlinie Abb. 5.6 **3** mit schwacher Anisotropie bei ungefähr $250 \text{ mT} \pm 1 \text{ mT}$. Erst hier zeigen sich die Parallelen zur rampenförmigen Probe. Identifiziert man Linie Abb. 5.2 **5** von der rampenförmigen Probe als die unterste Linie der Gruppe Abb. 5.6 **1** der prismaförmigen Probe und Linie Abb. 5.2 **4** von der rampenförmigen Probe als Linie Abb. 5.6 **2** der prismaförmigen Probe, so sollte der Schnittpunkt der beiden Linien Abb. 5.6 **4** an der gleichen Feld und Winkelposition liegen. Somit sollte der Schnittpunkt bei $40^\circ \pm 2^\circ$ und $210 \text{ mT} \pm 1 \text{ mT}$ liegen. Tatsächlich liegt der Schnittpunkt, wegen der Breite der Linie, zwischen $48^\circ \pm 2^\circ / 200 \text{ mT} \pm 1 \text{ mT}$ und $43^\circ \pm 2^\circ / 210 \text{ mT} \pm 1 \text{ mT}$. Man erkennt jedoch in Abb. 5.7, dass sich die Linien Kreuzen ohne miteinander zu koppeln, was bei Abb. 5.2 nicht einwandfrei zu erkennen ist. Außerdem entspricht, wie bereits erwähnt, die Symmetrie der Resonanzlinien der Ausrichtung der langen und kurzen Seite der Probe im Mikroresonator. Folgt man der Interpretation, dass es sich hierbei um Spinwellen handelt, so sollten sich die Resonanzlinienlagen aus den Randbedingungen der Probe für stehende Wellen ergeben. Dieselbe Linie bei unterschiedlichen Proben könnte daher nur auf ähnliche Randbedingungen, zum Beispiel Größendifferenzen einer vielfachen der Wellenlänge zwischen den Proben, zurückgeführt werden. Beide Proben haben trotz ihrer unterschiedlichen Form ähnliche Abmessungen. So liegen die Länge und Gesamtbreite der rampenförmigen Probe mit $11.5 \mu\text{m}$ und $5.7 \mu\text{m}$ und der prismaförmigen mit $11.3 \mu\text{m}/10.9 \mu\text{m}$ und $5.9 \mu\text{m}/5 \mu\text{m}$ nahe beieinander.

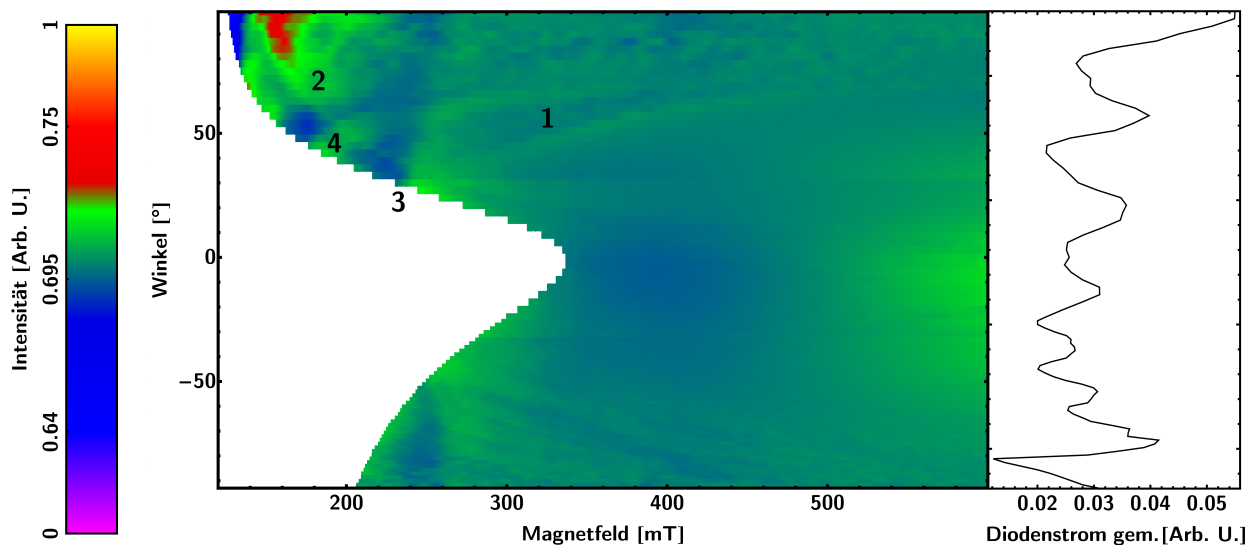


Abb. 5.7.: Farbplot der winkelabhängigen Messung der prismaförmigen Probe oberhalb von 120 mT , zusätzlich des pro Winkel gemittelten Diodenstroms der Mikrowellenbrücke. Die Messeinstellungen finden sich in Tab. 6.4 unter der Bezeichnung „Probe 2 Winkelabhängig RT“. Die Farbskala ist auf die Darstellung der intensitätsschwachen Linien im hohen Feldbereich optimiert. Die in ihrer Amplitude stark verzerrt dargestellten Linien wurde für die Übersichtlichkeit entfernt. Es ist darauf zu Achten, dass die Farbskala nicht linear dargestellt wurde, sondern lediglich der Bereich zwischen den einzelnen Achsenmarkierungen linear ist. Von jedem Spektrum wurde zur besseren Vergleichbarkeit ein linearer Hintergrund abgezogen.

5.2.2. Bidirektionale Messungen

Die bidirektionale Messung, das heißt die Messung vom negativen in den positiven Feldbereich und wieder zurück, soll die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse demonstrieren und mögliche Anisotropien nachweisen. Dabei zeigen Abb. 5.8 und Abb. 5.9 FMR-Spektren, gemessen vom negativen in den positiven Feldbereich, für die *schwere* und *leichte* Richtung, wobei die besondere Aufmerksamkeit den Spinwellengruppen im hohen Feldbereich der *leichten* Richtung gilt.

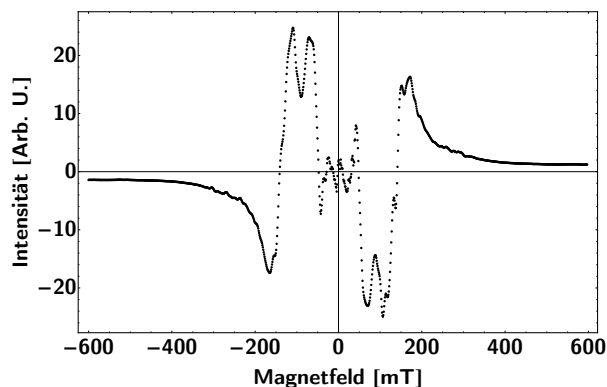


Abb. 5.8.: Resonanzspektrum der bidirektionalen Messung bei -9° von -600 mT nach 600 mT. Es wird nur der im Feld aufsteigende Abschnitt dargestellt. Die exakten Messeinstellungen finden sich in Tab. 6.4 unter der Bezeichnung „Probe 2 bidirektional -9° “.

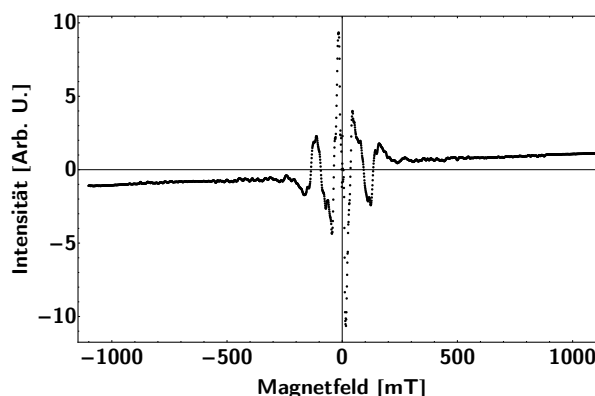


Abb. 5.9.: Resonanzspektrum der bidirektionalen Messung bei 81° von -1100 mT nach 1100 mT. Es wird nur der im Feld aufsteigende Abschnitt dargestellt. Die exakten Messeinstellungen finden sich in Tab. 6.4 unter der Bezeichnung „Probe 2 bidirektional 81° “.

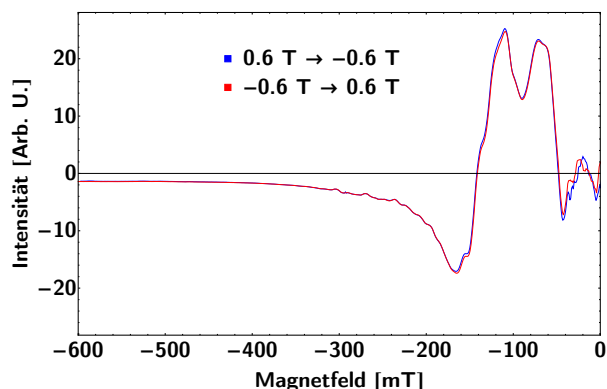


Abb. 5.10.: Vergleich der Resonanzspektren der beiden negativen Felddurchläufe bei der bidirektionalen Messung bei -9° .

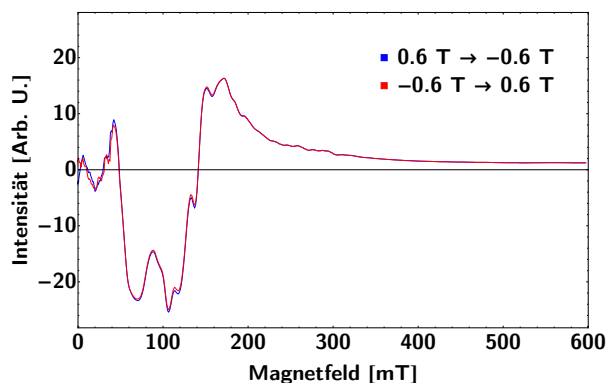


Abb. 5.11.: Vergleich der Resonanzspektren der beiden positiven Felddurchläufe bei der bidirektionalen Messung.

Den Vergleich zwischen den beiden Richtungen der Feldänderung bei -9° zeigen die Abb. 5.10 und Abb. 5.11. Abweichungen zwischen den beiden Spektren, die sich nicht mit einem Hintergrundrauschen erklären lassen, treten nur im niedrigen Feldbereich auf. Diesen Effekt

kann man mit einer magnetischen Hysterese erklären, denn je nachdem, welcher Feldrichtung die Probe vorher ausgesetzt war, existiert bei niedrigem Feld eine entsprechend gerichtete Remanenz. Auch bei 81° in 5.12 und Abb. 5.13 gibt es Abweichungen im niedrigen Feldbereich. Für die Vergleichbarkeit wurde bei den Spektren bei 81° ein linearer Hintergrund entfernt.

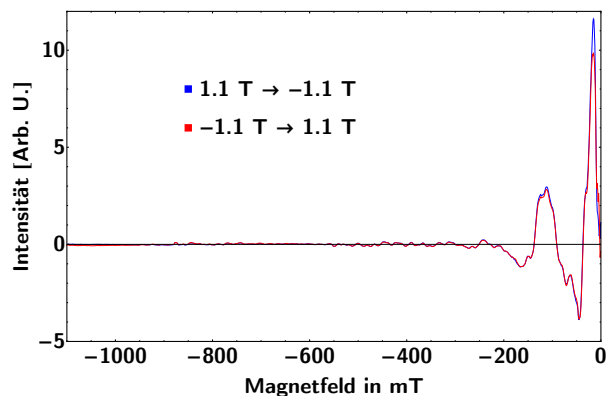


Abb. 5.12.: Vergleich der Resonanzspektren der beiden negativen Felddurchläufe bei der bidirektionalen Messung bei 81° .

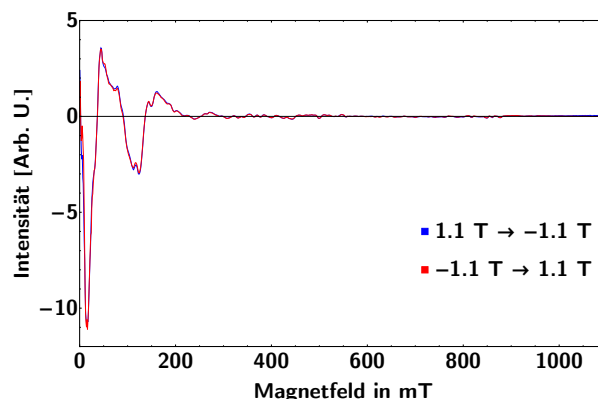


Abb. 5.13.: Vergleich der Resonanzspektren der beiden positiven Felddurchläufe bei der bidirektionalen Messung bei 81° .

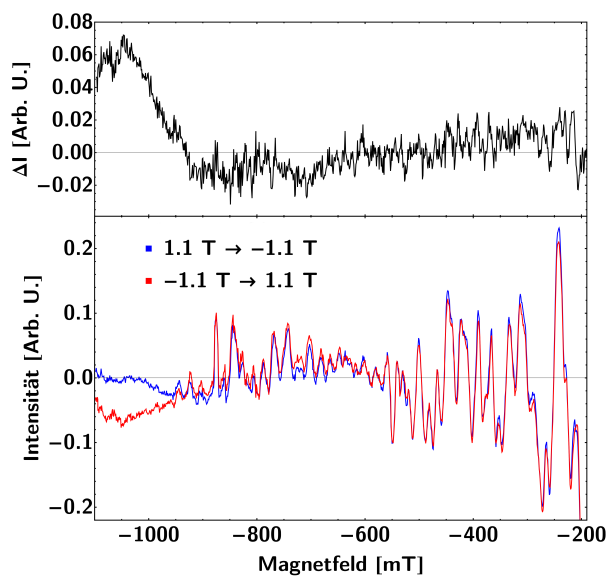


Abb. 5.14.: Vergleich der Resonanzspektren der beiden negativen Felddurchläufe bei der bidirektionalen Messung bei 81° im Detail für Felder unter -200 mT . ΔI ist dabei die Differenz der beiden Resonanzspektren.

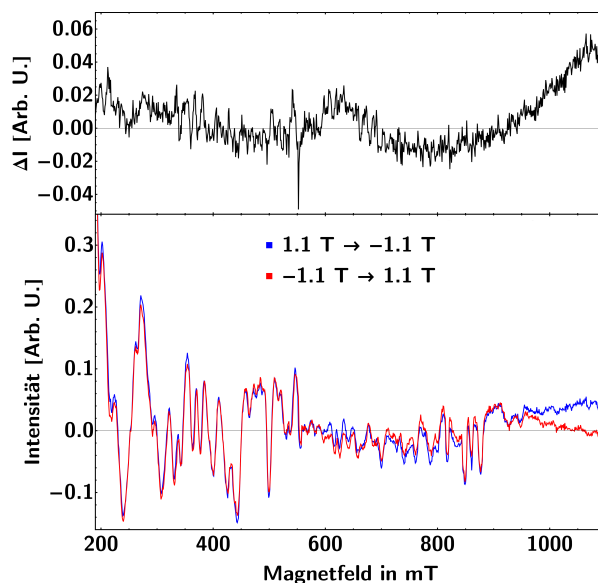


Abb. 5.15.: Vergleich der Resonanzspektren der beiden positiven Felddurchläufe bei der bidirektionalen Messung bei 81° im Detail für Felder über 200 mT . ΔI ist dabei die Differenz der beiden Resonanzspektren.

Der Vergleich der Spinwellengruppe in 5.14 und Abb. 5.15 zeigt, dass sich die Spinwellen in ihrer Form gänzlich reproduzieren lassen. Unterschiede rühren wahrscheinlich von einem nicht linearen Hintergrund, da vor $-600\text{ mT}/600\text{ mT}$ die Differenz der Intensitäten positiv und nach $-600\text{ mT}/600\text{ mT}$ negativ ist. Ab ungefähr $950\text{ mT}/-950\text{ mT}$ sind keine Spinwellen mehr zu erkennen. Außerdem gibt es Bereiche, bei denen die Amplitude der Wellen kleiner ist (-600 mT bis -700 mT) und dann wieder zunimmt (-700 mT bis -900 mT).

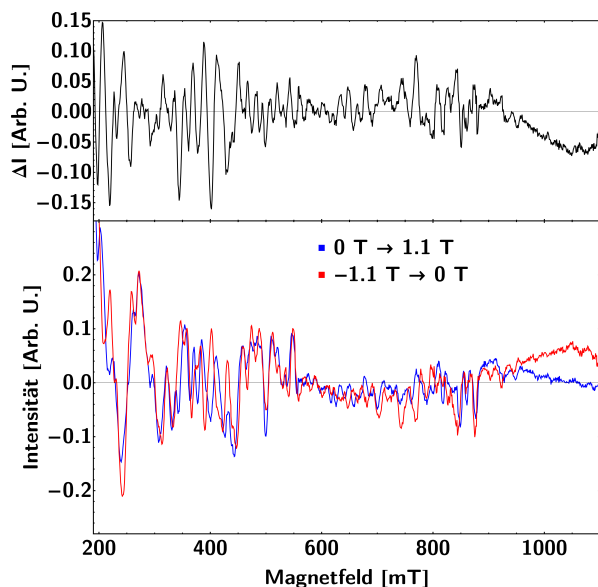


Abb. 5.16.: Vergleich der Resonanzspektren der positiven und negativen hochlaufenden Felddurchläufe bei der bidirektionalen Messung bei 81° im Detail für Felder über 200 mT . Der negative Feldbereich wurde am Ursprung gespiegelt. ΔI ist dabei die Differenz der beiden Resonanzspektren.

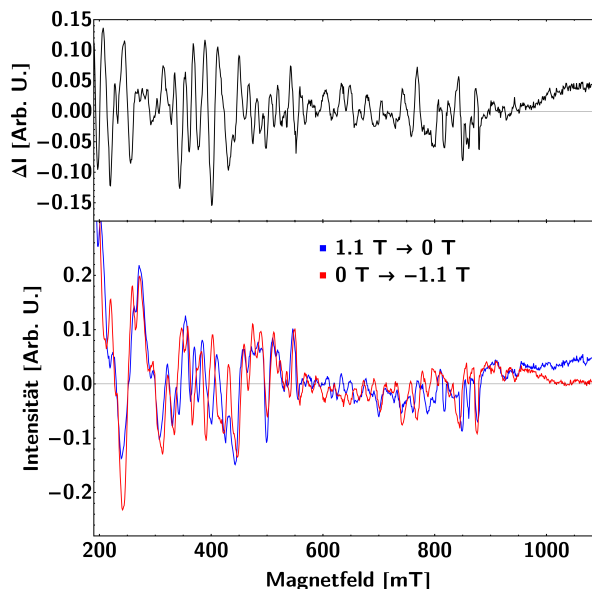


Abb. 5.17.: Vergleich der Resonanzspektren der positiven und negativen runterlaufenden Felddurchläufe bei der bidirektionalen Messung bei 81° im Detail für Felder über 200 mT . Der negative Feldbereich wurde am Ursprung gespiegelt. ΔI ist dabei die Differenz der beiden Resonanzspektren.

Vergleicht man jedoch den negativen mit dem positiven Feldbereich, zu sehen in Abb. 5.17 und 5.16, indem man das Spektrum des negativen Feldbereiches am Ursprung spiegelt, so fällt auf, dass die Spinwellen nicht mehr deckungsgleich sind, also eine Asymmetrie in der Magnetfeldrichtung vorliegt. Wenn man beide Graphen miteinander vergleicht, erkennt man, dass die Abweichung der Spinwellen zueinander reproduzierbar ist. Außerdem erkennt man an der Differenz der Intensitäten, dass es Bereiche mit unterschiedlicher Abweichung gibt, die sich nicht trivial mit der Amplitude der gemessenen Spinwellen erklären lassen. Es gibt also sowohl Spinwellen, die sich in beiden Magnetfeldrichtungen wiederholen, als auch Spinwellen, die spezifisch nur in einer Magnetfeldrichtung existieren.

5.2.3. Temperaturabhängige Messung

Um temperaturabhängig messen zu können, muss der Mikroresonator mit der Probe in den entsprechenden Probenstab eingebaut werden. Um trotzdem Aussagen über den Winkel tref-

fen zu können, wurde mit Abb. 5.18 eine winkelabhängige Messung durchgeführt, um die richtige Winkelposition zuordnen zu können. Besser als bei Abb. 5.6 erkennt man hier, dass die Resonanzlinien im niedrigen Feldbereich aus mehreren Einzellinien bestehen. Die Temperaturabhängigkeit wurde schließlich bei 87° gemessen. Dabei werden Einzelspektren bei verschiedenen Temperaturen miteinander verglichen. So zeigt Abb. 5.19 den Vergleich zwischen einem Strom im Peltier-Element von 0 A und $0.748\text{ A} \pm 0.001\text{ A}$. Zur Vergleichbarkeit wurde ein linearer Hintergrund abgezogen. Da das Peltier-Element während den Messungen zerstört wurde, war eine Temperatureichung nicht mehr möglich, weshalb dieses Kapitel nur einen Ausblick auf das temperaturabhängige Verhalten der Probe geben kann. Jedoch hat ein Infrarot-Temperaturmesser in Probennähe bei 1.4 A etwa 343 K gemessen, womit zumindest eine obere Temperaturgrenze, jedoch ohne Fehlerangabe, abgeschätzt werden kann. In Abb. 5.19 kann man erkennen, dass sich die Resonanzlinie bei ungefähr 25 mT bei höheren Temperaturen in zwei Linien aufteilt. Bei etwa 135 mT erhöht sich die Intensität von der im höheren magnetischen Feld gelegenen Flanke einer aufgespaltenen Linie, während sich die Intensität der Flanke im geringeren Magnetfeld verkleinert. Im hohen Feldbereich können die Resonanzlinien einander nicht mehr zugeordnet werden.

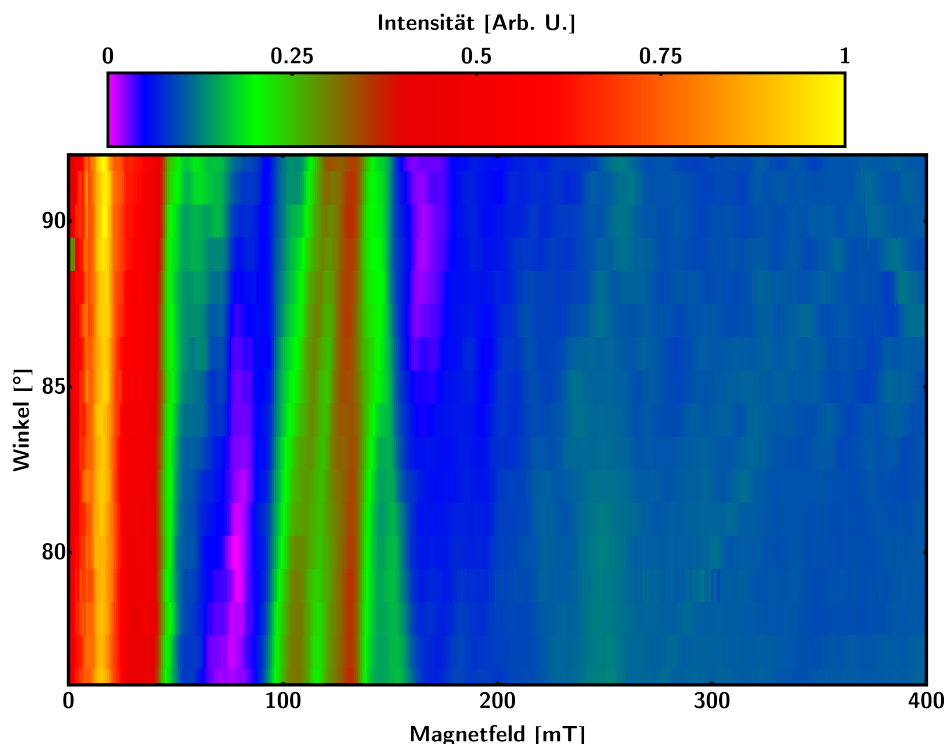


Abb. 5.18.: Farbplot der winkelabhängigen Messung der prismaförmigen Probe bei Raumtemperatur nach dem Umbau in den Probenstab für die Temperaturabhängigkeit. Die genauen Messeinstellungen finden sich in Tab. 6.4 unter der Bezeichnung „Probe 2 Winkelabhängig RT2“.

Abbildung 5.20 zeigt das Resonanzspektrum für $1.012\text{ A} \pm 0.001\text{ A}$ und $1.125\text{ A} \pm 0.001\text{ A}$. Trotz der gleichen Winkelposition werden Abb. 5.19 und Abb. 5.20 nicht miteinander verglichen, da eine andere Abstimmung benutzt wurde. Auch hier wurde ein linearer Hintergrund entfernt. Mit steigender Temperatur sinkt die Intensität aller Resonanzlinien im niedrigen Feldbereich. Außerdem entsteht bei $318\text{ mT} \pm 1\text{ mT}$ eine weitere Resonanzlinie. Dies deutet darauf hin, dass sich die Probe in einer ferro- und paramagnetischen Mischphase befindet, es

handelt sich dabei also um die Linie einer Elektronenspinresonanz (ESR) [34]. Die Heizung der Probe hat kontinuierlich das Rauschen erhöht, sodass man, wenn man in Abb. 5.19 von Resonanzlinien im hohen Feldbereich sprach, dies nun nicht mehr möglich ist.

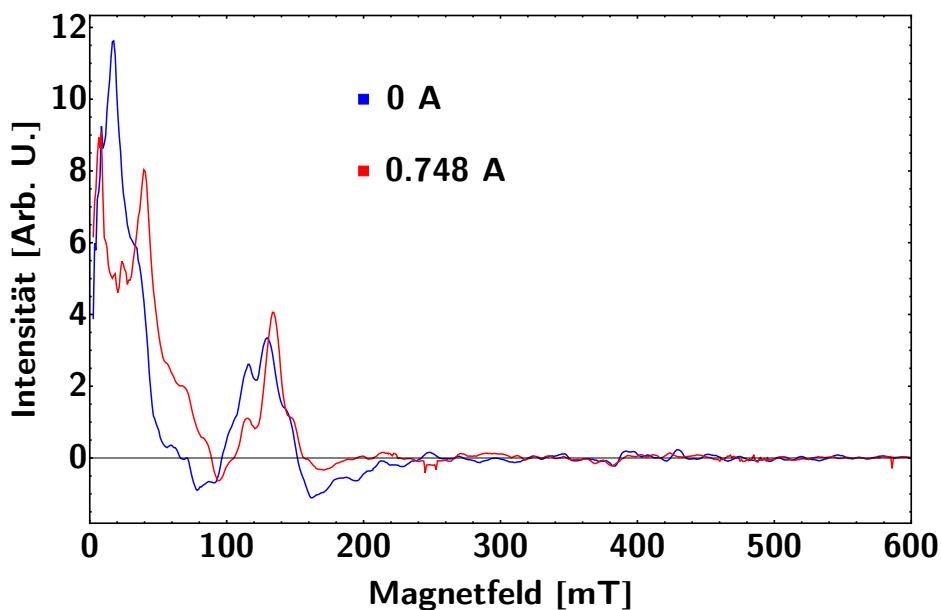


Abb. 5.19.: Vergleich der Resonanzspektren für verschiedene Temperaturen bei 87° . Dabei bedeutet ein höherer Strom im Peltier-Element eine höhere Temperatur. Die genauen Messeinstellungen finden sich in Tab. 6.4 unter der Bezeichnung „Probe 2 87° H2“.

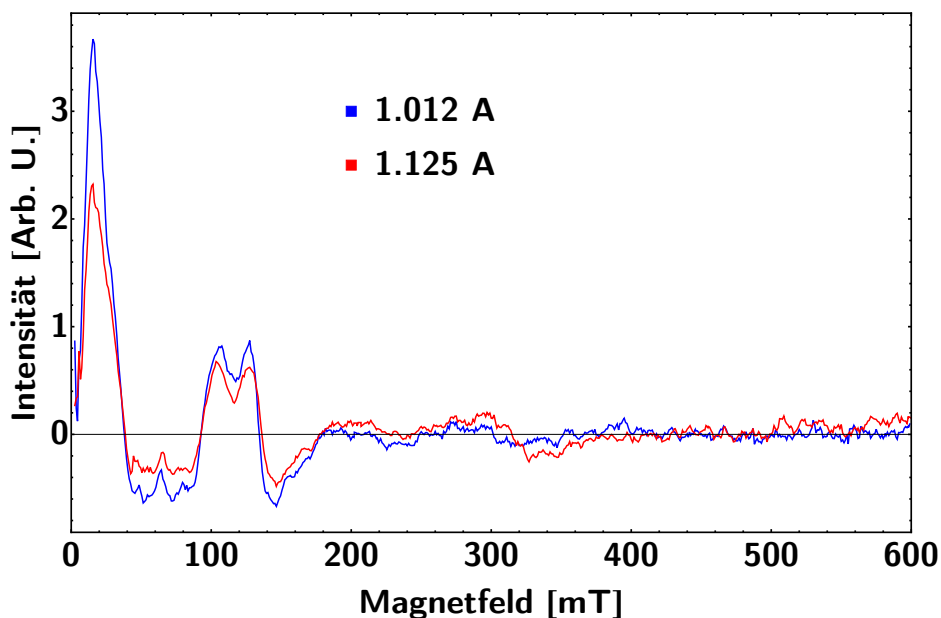


Abb. 5.20.: Vergleich der Resonanzspektren für verschiedene Temperaturen bei 87° . Dabei bedeutet ein höherer Strom im Peltier-Element eine höhere Temperatur. Die genauen Messeinstellungen finden sich in Tab. 6.4 unter der Bezeichnung „Probe 2 87° H2“.

5.3. Diskussion und Ausblick

Die Magnetresonanzmessungen an beiden Proben zeigen, dass das Material, trotz einer Curie-Temperatur von $T_C = 280$ K bei Temperaturen von $294 \text{ K} \pm 2 \text{ K}$ und mehr, dynamische Eigenschaften eines Ferromagneten besitzt. Die Resonanzlinien, gemessen mit der FMR, zeigten eine Symmetrie, die zur Ausrichtung der Probe im Magnetfeld passt. So gab es sowohl Linien, deren *schwere* Richtung, als auch Linien, deren *leichte* Richtung parallel zur kurzen Probenseite lag. Lediglich eine Linie wich von dieser Symmetrie ab. Entsprechend sollte auf diese Arbeit folgend mit einem Kristallanalyseverfahren die genaue Kristallstruktur der gemessenen Probe untersucht werden, um die Resonanzlinien auch mit den Ausrichtungen des Kristallgitters vergleichen zu können. Da die gemessene Probe polykristallin war, ist auch die Verteilung der einzelnen Kristallrichtungen in der Mikrostruktur von Interesse. Außerdem wäre es sinnvoll, die Messung auch mit einkristallinem FeGe zu wiederholen, da sich die Energiebeiträge der DMI durch die Existenz aller Kristallrichtungen zu null mitteln könnten. Es konnten auch Gruppen von Resonanzlinien gemessen werden, die als Spinwellen interpretiert wurden. Hier würde es sich lohnen, die Messungen mit Proben zu wiederholen, die sich systematisch in ihrer Größe unterscheiden, um den Effekt von wechselnden Randbedingungen zu untersuchen. Außerdem könnte man auf diese Weise die Propagationsrichtung der Spinwellen im Material ermitteln. Eine bidirektionale Messung hat zwar die Reproduzierbarkeit der Spinwellen gezeigt, doch auch eine Asymmetrie in der Magnetfeldrichtung offenbart. So weist das Resonanzspektrum in negativer Feldrichtung Unterschiede zur positiven Richtung auf. Dieser Unterschied ist mithilfe der DMI nicht zu erklären und bedarf weiterer Untersuchung. Für eine Temperatur von $274 \text{ K} \pm 2 \text{ K}$ hat sich an den Resonanzlinien nichts geändert. Lediglich die Intensität hat sich erhöht. Für höhere Temperaturen nahm die Intensität ab und bei $318 \text{ mT} \pm 1 \text{ mT}$ entstand eine neue Resonanzlinie, die als ESR-Linie interpretiert wurde und damit einen Übergang vom ferromagnetischen in den paramagnetischen Bereich andeutet. Das Peltier-Element hat sich im Verlauf der Arbeit als ungenügend für eine temperaturabhängige Messung herausgestellt. So sollte in Zukunft über neue Methoden der Temperatursteuerung nachgedacht werden. Beispielsweise könnte ein geeigneter Kryostat benutzt werden.

6. Anhang

6.1. Herleitungen

Herleitung der LL

Die Magnetisierung \vec{M} ist das magnetische Moment $\vec{\mu}$ pro Volumen V . Das magnetische Moment wiederum ist proportional zum klassischen Drehimpuls \vec{L} , wobei der gyromagnetische Faktor γ die Proportionalitätskonstante ist $\gamma\vec{L} = \vec{\mu}$.

$$\vec{L} = -\frac{V}{\gamma} \cdot \vec{M}$$

Das Drehmoment \vec{T} , das ein Magnetfeld auf ein magnetisches Moment ausübt, entspricht dem Kreuzprodukt zwischen den beiden Größen. Da ein Ferromagnet beobachtet wird, existiert ein effektives inneres Magnetfeld \vec{B}_{eff} , das sich aus Beiträgen von magnetischen Ordnungsphänomenen und möglicherweise einem extern angelegten magnetischen Feld zusammensetzt.

$$\vec{T} = V \cdot \vec{M} \times \vec{B}_{eff}$$

Die Ableitung des Drehimpulses entspricht dem Drehmoment. Zusätzlich wurde von Landau und Lifschitz ein phänomenologisch begründeter Dämpfungsterm \vec{R} angenommen, der senkrecht zur Magnetisierung und Änderung der Magnetisierung zeigt und proportional zu einer Dämpfungskonstanten λ ist.

$$\dot{\vec{L}} = \vec{T}$$

$$\vec{R} = -\lambda \cdot \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff})$$

Insgesamt ergibt sich daraus die LL.

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} - \frac{\lambda}{M_S} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff})$$

Herleitung 6.1.: Die LL. Siehe [9, S. 748f].

Umformung der LLG

Der Dämpfungsterm aus 2.8 wird in die LL 2.7 eingesetzt.

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \cdot \vec{M} \times \vec{B}_{eff} + \frac{\alpha}{M} \cdot \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$$

Daraufhin wendet man von links das Kreuzprodukt der Magnetisierung \vec{M} an

$$\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \cdot \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{B}_{eff} + \frac{\alpha}{M} \cdot \vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$$

Das doppelte Kreuzprodukt auf die Ableitung der Magnetisierung kann durch die Graßmann-Identität aufgelöst und vereinfacht werden. Aufgrund der konstanten Sättigungsmagnetisierung ist das Skalarprodukt aus der Magnetisierung und der Ableitung der Magnetisierung null.

$$\vec{M} \times \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \vec{M} \cdot \underbrace{(\vec{M} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t})}_{=0} - \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \cdot |\vec{M}|^2$$

Nun setzt man diese Nebenrechnung in die vorherige Gleichung ein.

$$\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \cdot \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{B}_{eff} - \frac{\alpha}{M} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \cdot |\vec{M}|^2$$

Daraufhin wird diese Gleichung in die Ausgangsgleichung eingesetzt.

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \cdot \vec{M} \times \vec{B}_{eff} + \frac{\gamma \alpha}{M} \cdot \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{B}_{eff} - \alpha^2 \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$$

Umformen ergibt die finale LLG.

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \cdot \vec{M} \times \vec{B}_{eff} - \frac{\gamma \alpha}{(1 + \alpha^2) M_S} \cdot \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff})$$

Herleitung 6.2.: Umformung der LLG. Siehe [9, S. 749].

Herleitung der Dispersionsrelation für Spinwellen

Es wird eine Kette von Spins mit dem Index l und nur Nächste-Nachbar-Wechselwirkung zwischen den Spins angenommen. Zuerst wird das effektive magnetische Feld der Austauschwechselwirkung bei zusätzlichem externen Feld und der Zusammenhang zwischen magnetischem Moment und Spin benötigt.

$$\vec{B}_{l,eff} = \vec{B}_{ext} + \frac{2A}{\hbar^2\gamma} \cdot (\vec{S}_{l-1} + \vec{S}_{l+1}) \quad ; \quad \vec{m}_l = -\frac{g\mu_B}{\hbar} \cdot \vec{S}_l = -\gamma\vec{S}_l$$

Die ungedämpfte LL verknüpft die Spinposition mit ihrer zeitlichen Ableitung.

$$\frac{d\vec{S}_l}{dt} = \vec{m}_l \times \vec{B}_{l,eff} = -\frac{g\mu_B}{\hbar} \cdot \vec{S}_l \times \vec{B}_{ext} + \frac{2A^2}{\hbar} \cdot \vec{S}_l \times (\vec{S}_{l-1} + \vec{S}_{l+1})$$

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird die x-Richtung betrachtet.

$$\frac{dS_l^x}{dt} = -\frac{g\mu_B}{\hbar} (S_l^y B_{ext}^z - S_l^z B_{ext}^y) + \frac{2A}{\hbar^2} (S_l^y (S_{l-1}^z + S_{l+1}^z) - S_l^z (S_{l-1}^y + S_{l+1}^y))$$

Der Einfachheit halber wird von einem externen Magnetfeld in z-Richtung und einem vollständig magnetisierten System ausgegangen $S_l^z = -\hbar S$.

$$\frac{dS_l^x}{dt} = \frac{g\mu_B}{\hbar} S_l^y B_{ext} - \frac{2AS}{\hbar} (2S_l^y - S_{l-1}^y + S_{l+1}^y)$$

Für die Spinwelle wird eine Bloch-Wellenfunktion angenommen und für die x- und y-Richtung in die Differentialgleichung eingesetzt $S_l^x = S^x e^{-i(\omega t - \vec{r} \cdot \vec{k})}$.

$$\begin{aligned} -i\omega S_x &= -\frac{g\mu_B}{\hbar} B_{ext} S_y - \frac{2AS}{\hbar} (2S_y - S_y e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} - S_y e^{+i\vec{k} \cdot \vec{r}}) \\ -i\omega S_y &= -\frac{g\mu_B}{\hbar} B_{ext} S_x + \frac{2AS}{\hbar} (2S_x - S_x e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} - S_x e^{+i\vec{k} \cdot \vec{r}}) \end{aligned}$$

Die Determinante der Matrix des linearen Gleichungssystems muss 0 ergeben.

$$\beta = \frac{g\mu_B B_{ext}}{\hbar} + \frac{2AS}{\hbar} (2 - e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} - e^{+i\vec{k} \cdot \vec{r}}) = \frac{g\mu_B B_{ext}}{\hbar} + \frac{4AS}{\hbar} (1 - \cos(\vec{r} \cdot \vec{k}))$$

$$\underbrace{\begin{pmatrix} i\omega & -\beta \\ \beta & i\omega \end{pmatrix}}_{Det \stackrel{!}{=} 0} \cdot \begin{pmatrix} S^x \\ S^y \end{pmatrix} = 0$$

Die Dispersionsrelation ergibt sich unter der Bedingung $\omega > 0$

$$\omega = \beta(k) = \frac{g\mu_B B_{ext}}{\hbar} + \frac{4AS}{\hbar} (1 - \cos(\vec{r} \cdot \vec{k})) \stackrel{\vec{k} \rightarrow 0}{\sim} k^2$$

6.2. Anleitung zur Abstimmung des Mikroresonators

6.2.1. Signal Generator

Um die Messanlage auf den Resonator abzustimmen, muss zuerst der Probenstab mit dem SST an den *Rhode & Schwarz SMR 20 Microwave Signal Generator* angeschlossen werden. Abb. 6.4 zeigt eine schematische Skizze des Gerätes. Nun folgt ein Schritt für Schritt Leitfaden zur ordnungsgemäßen Abstimmung.

Schritt 1: Die Koppelschraube des SST muss komplett herausgedreht sein.

Schritt 2: Der SG muss nun angeschaltet werden. Dies geschieht über den Druckknopf Abb. 6.4 1.

Schritt 3: Mit einem Druck auf Knopf Abb. 6.4 2 bzw. *RCL* wird sichergestellt, dass mit „1“ die richtige Voreinstellung getroffen wurde.

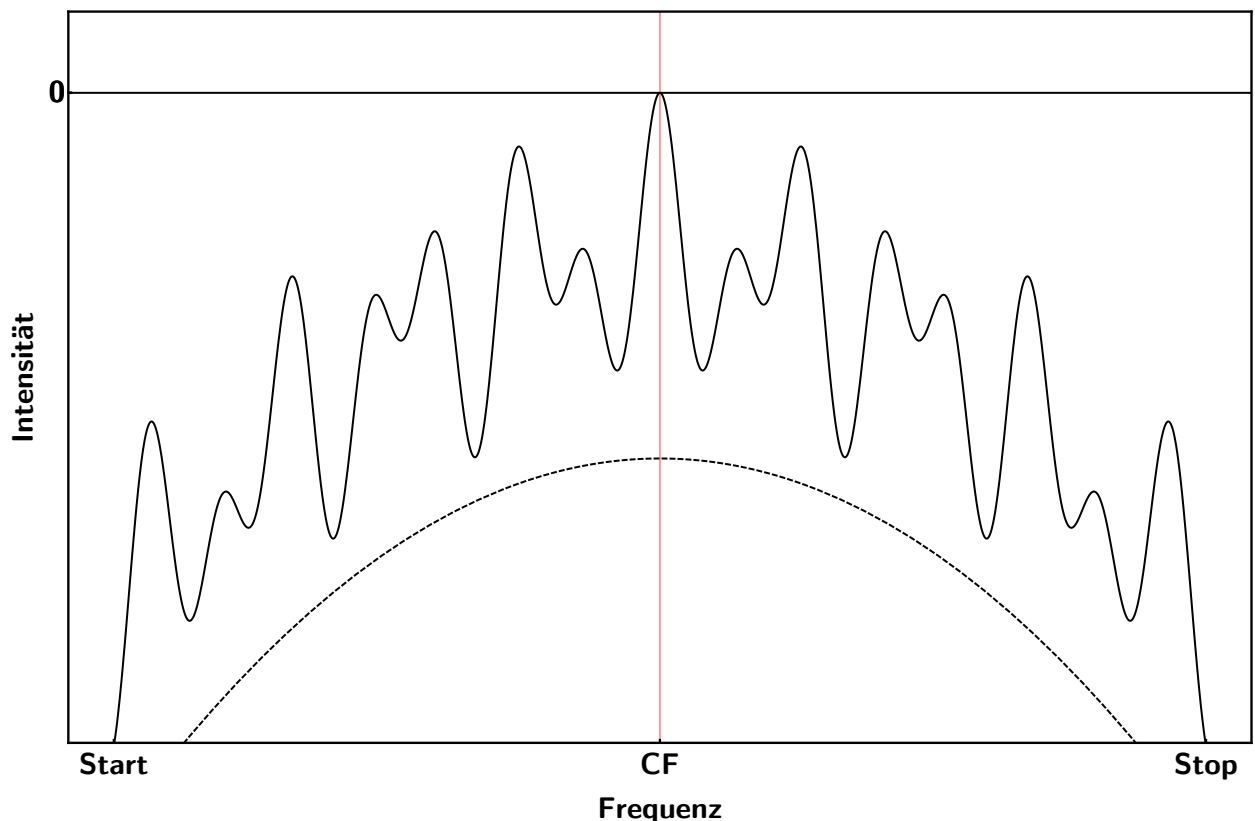


Abb. 6.1.: Schematische Freihandzeichnung des Oszillogramms beim SG. Zu sehen ist die Intensität der vom Resonator reflektierten Mikrowellenleistung aufgetragen über die Mikrowellenfrequenz. Der Frequenzbereich wird durch Start und Stop begrenzt. In der Mitte zwischen den Grenzfrequenzen liegt die *Centerfrequenz* CF.

- Schritt 4:** Mit Abb. 6.4 **3** bzw. *RF ON/OFF* kann die Signalausgabe ein- oder ausgeschaltet werden. Mit Druck auf Abb. 6.4 **4** wird auf die Leistungseinstellung der Mikrowelle zugegriffen. Die generelle Steuerung wird mit Abb. 6.4 **5** bzw. dem Drehknopf und *SELECT* ausgeführt. Zur schnellen Eingabe können mit Abb. 6.4 **6** die Einheitenpräfixe Kilo, Mega und Giga ausgewählt werden.
- Schritt 5:** Nun sollte eine *Centerfrequencie* (Zentrum des Spektralbereichs) und eine *Span* (Breite des Spektralbereichs) eingestellt werden, die mit den Möglichkeiten der später benutzten Mikrowellenbrücke übereinstimmen (8.8 Ghz - 9.61 Ghz). Bewährt hat sich eine *Centerfrequencie* von 9 Ghz und eine *Span* von 1 Ghz.
- Schritt 6:** Wenn nun die Leistung aufgedreht wird und *RF =ON/OFF* auf ON steht, zeigt sich auf dem Oszilloskop ein Spektrum wie bei Abb. 6.1. Zu sehen ist die Intensität der Mikrowellen, die aus dem Resonator herausreflektiert werden. Die gestrichelte Linie repräsentiert das Spektrum eines perfekten Mikroresonators und ist nur zur Anschauung eingezeichnet. Durch die verschiedenen Anschlüsse und Stecker legen sich Störungen über diese Resonanzkurve.

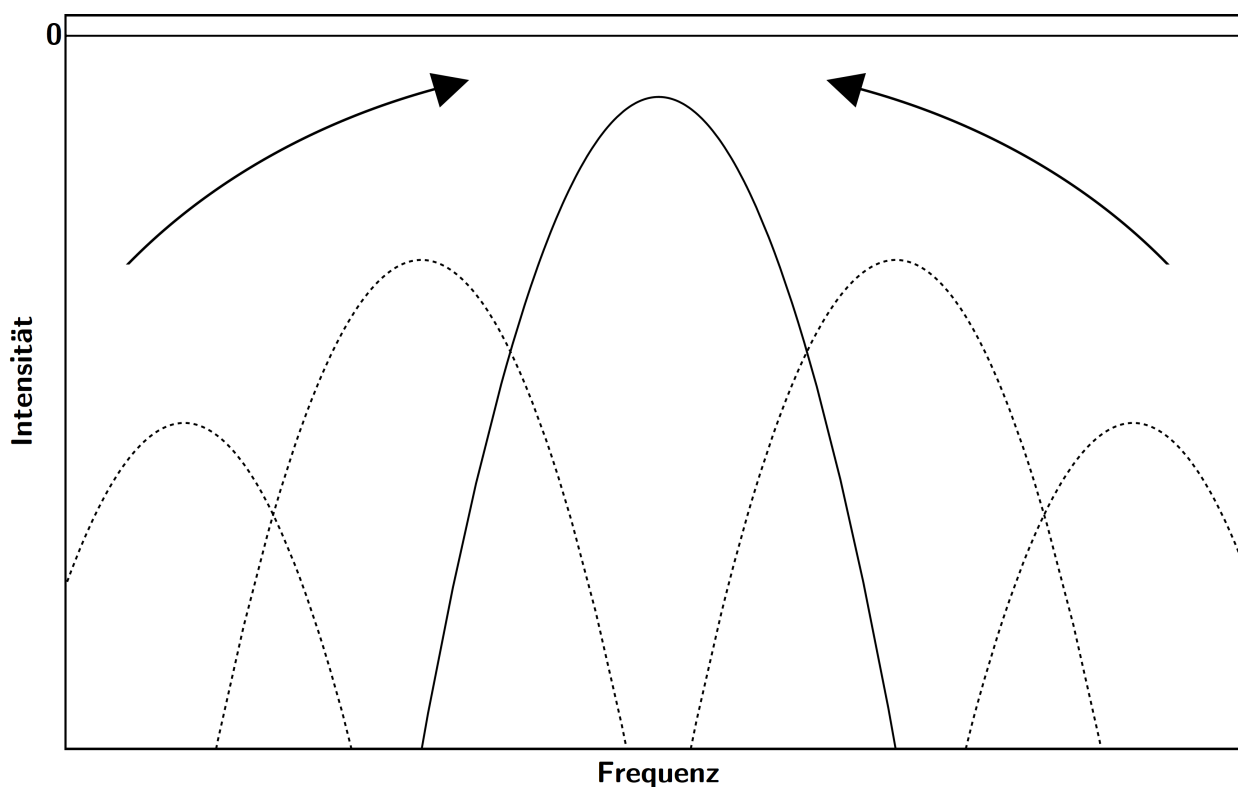


Abb. 6.2.: Schematische Freihandzeichnung des Oszillogramms beim SG. Gezeigt ist die Veränderung der ausgewählten Resonanzkurve bei Drehung des SST Phasenschiebers. Die Optimale Position wird durch die Pfeile gekennzeichnet.

- Schritt 7:** Der optimale Peak für eine Messung liegt auf der Spitze der Resonanzkurve des Mikroresonators und sollte als *Centerfrequencie* eingestellt werden. Die Span sollte nun verkleinert werden, dass der Peak gut zu erkennen ist. Dies sollte bei 100 MHz - 500 MHz der Fall sein.
- Schritt 8:** Nun wird die Koppelschraube rein gedreht, bis sich die Resonanzlinie im Spektrum verschiebt. Mit dem Drehen des Phasenschiebers sollte sich nun die Position so wie die Höhe des Peaks ändern. Abb. 6.2 zeigt schematisch diese Änderung. Der SST ist perfekt eingestellt, wenn der Peak einen minimalen Abstand zur 0 hat. Kann man den Abstand zwischen dem Peak und der 0-Linie nicht erkennen, so muss die Leistung erhöht werden. Sollte der Peak daraufhin von der 0-Linie abweichen, muss an der Koppelschraube des SST gedreht werden, sodass die Abweichung wieder verschwindet. Ist man bei der Maximalen Leistung von 720 dB des SG angekommen, so ist dieser Teil der Abstimmung abgeschlossen.

6.2.2. Mikrowellenbrücke

Der SST mit dem Probenstab wird nun mit der *Varian E102 Microwave Bridge* verbunden. Dies kann entweder durch einen direkten Anschluss oder durch Umschalten des in Kap. 3.2.1 beschriebenen Antennenumschalters geschehen. Abb. 6.5 zeigt eine schematische Skizze des Gerätes. Der Leitfaden beschreibt nun die Abstimmung der Mikrowellenbrücke und fängt daher wieder mit dem ersten Schritt an.

- Schritt 1:** Wenn nicht schon geschehen, wird die Mikrowellenbrücke mit Schalter Abb. 6.5 **1** von *STBY* auf *TUNE* geschaltet. Die Leistung darf im Tune-Modus 5 mW nicht überschreiten. Mit Schalter Abb. 6.5 **3** kann die Leistung geregelt werden.
- Schritt 2:** Mit Schalter Abb. 6.5 **2** kann nun die Frequenz auf die des Peaks gestellt werden, der in der vorherigen Anleitung am SG ausgewählt wurde. Am bereitstehenden Oszilloskop sollte ein Bild wie in Abb. 6.3 sichtbar werden. Die gerade Linie repräsentiert die Reflektorspannung, die im Klystron der Mikrowellenbrücke mit einer Dreiecksfunktion durchgefahen wird um einen Frequenzsweep zu ermöglichen. Die durchgezogene Kurve ist die gesuchte Resonanzkurve, deren Minimum in der mitte der gestrichelten Linie liegen soll.
- Schritt 3:** Mit Abb. 6.5 **4** wird der Referenzarm eingeschaltet, der die Vorspannung der Diode in der Mikrowellenbrücke bereitstellt. Mit Drehen am Schalten Abb. 6.5 **5** wird nun die Phase verstellt bis sich das, nun kleinere, Minimum wieder in der Mitte der gestrichelten Linie befindet. Der Referenzarm wird daraufhin wieder abgeschaltet.

Schritt 4: Die Mikrowellenbrücke wird nun mit Abb. 6.5 1 auf *OPER* gestellt. Die Anzeige Abb. 6.5 6 muss dabei betrachtet und auf Abweichungen, beschrieben in **Schritt 5** reagiert werden. Die untere Anzeige ist die Automatic Frequency Control (AFC) die die Frequenz automatisch nachregelt. Die obere Anzeige ist der Diodenstrom und damit ein Maß für die Stärke der reflektierten Mikrowellenleistung.

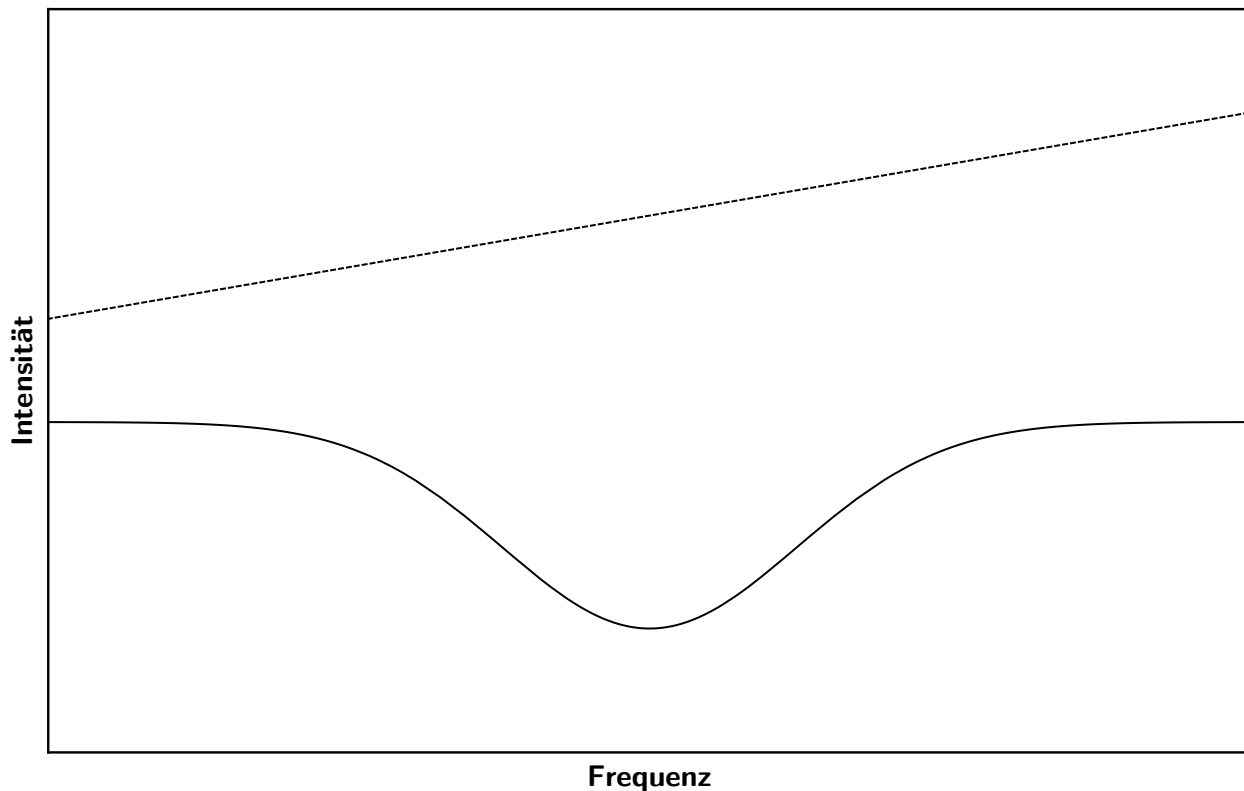


Abb. 6.3.: Schematische Freihandzeichnung des Oszillogramms bei der Mikrowellenbrücke. Die Intensität der reflektierten Mikrowellenleistung ist über die Frequenz aufgetragen.

Schritt 5: Die untere Anzeige sollte 0 anzeigen. Ist dies nicht der Fall muss die Frequenz nachgeregelt werden. Der Diodenstrom sollte ebenfalls 0 sein, ist dies nicht der Fall muss an der Phase gedreht werden. Ist die Phase auf einem Minimum muss nun an der Koppelschraube des SST gedreht werden, bis die obere Anzeige 0 anzeigt. Dies ist bei korrekt eingestelltem Phasenschieber der Fall. Diese Nachregelungen führt man aus, während man die Leistung langsam auf 200 mW hochdreht.

Schritt 6: Nun verringert man die Leistung wieder auf 5 mW, wobei sich nichts an der Abstimmung ändern sollte. Falls sich die Abstimmung doch ändert, muss wieder, wie in **Schritt 5** beschrieben, nachgeregelt werden, bis sich nichts mehr ändert. Sollte es nicht möglich sein, eine Abstimmung zu finden, die über den ganzen Leistungsbereich stabil ist, muss man mit der Abstimmung von vorne beginnen. Hat man eine stabile Abstimmung gefunden, so schaltet man bei 5 mW mit Abb. 6.5 4 den Referenzarm an. Die Nachregelung aus **Schritt 5** bei steigender Leistung muss nun wiederholt werden, wobei die Anzeige des Diodenstroms 250 anzeigen sollte.

Schritt 7: Ist bei einem Diodenstrom von 250 eine Mikrowellenleistung von 200 mW erreicht, wobei die AFC 0 anzeigt, so ist die Mikrowellenbrücke richtig abgestimmt. Nun kann die Leistung nochmal durchgeführt werden um die Stabilität der Abstimmung zu überprüfen.

6.2.3. Lock-In-Verstärker

Die Abb. 6.6 zeigt den *Stanford Research Systems Model SR830 DSP Lock-In Amplifier*. Vor dem Start einer Messung muss am Bedienfeld Abb. 6.6 1 die gewünschte Zeitkonstante eingestellt werden. Je größer die Zeitkonstante desto weniger Rauschen findet sich im späteren Signal. Es muss ein Kompromiss zwischen Dauer der Messung und Stärke des Rauschens getroffen werden. In Bedienfeld Abb. 6.6 2 kann die Empfindlichkeit des LIA variiert werden. Ist sie zu hoch eingestellt, nimmt der LIA Schaden, ist sie zu klein, sinkt die Genauigkeit. Die optimale Einstellung ist dann getroffen, wenn das Gerät beim größten Messsignal gerade nicht überlastet ist. An den Schaltern Abb. 6.6 3 kann auf der Anzeige zwischen Modulationsfrequenz und Modulationsamplitude gewählt werden. Beim Drücken des Knopfes Abb. 6.6 4 kann man die Phase des Signals in den X-Kanal verschieben.

6.3. Darstellungen der Messgeräte

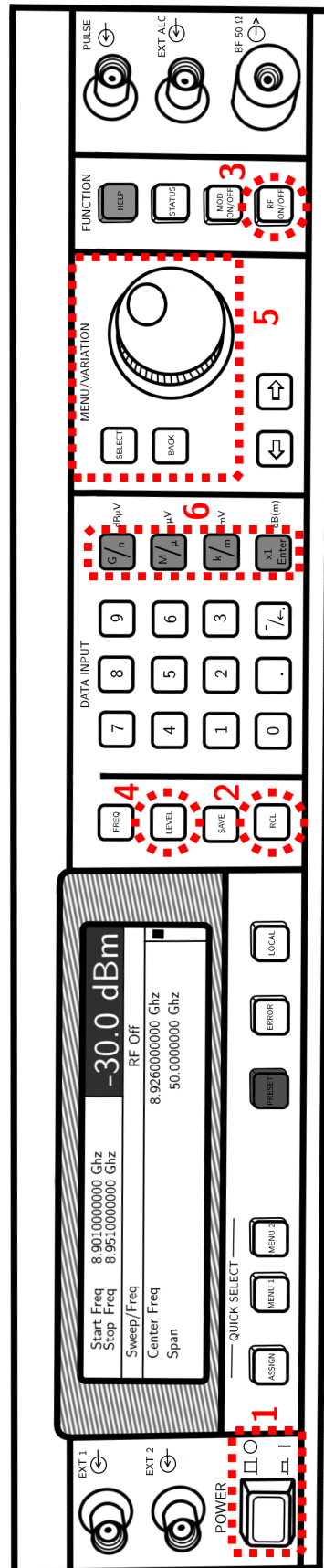


Abb. 6.4.: Schematische Skizze des Rhode & Schwarz SMR 20 Microwave Signal Generator.

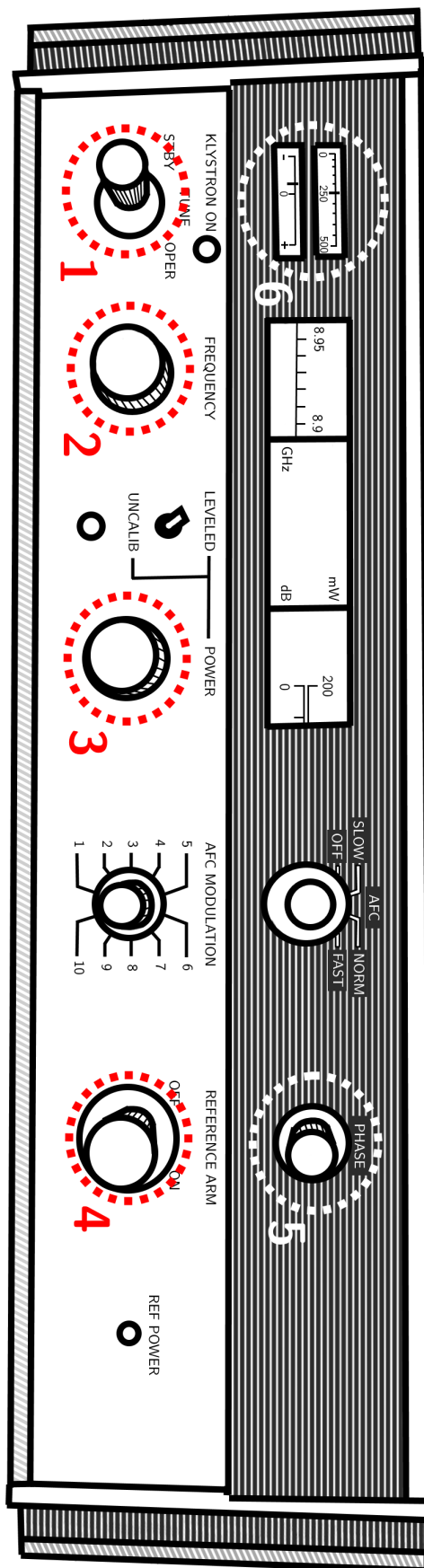


Abb. 6.5.: Schematische Skizze der *Varian E102 Microwave Bridge*.

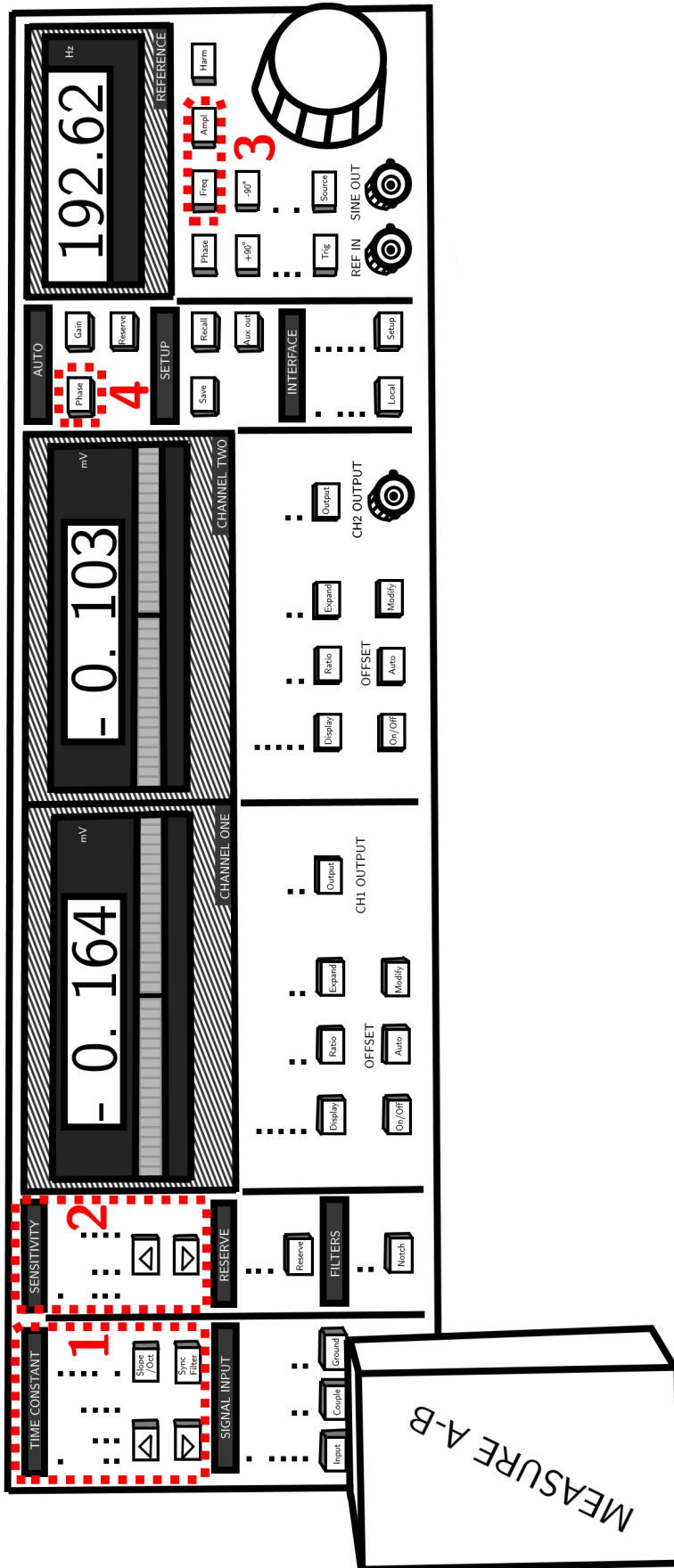


Abb. 6.6.: Schematische Skizze des *Stanford Research Systems Model SR830 DSP Lock-In Amplifier*.

6.4. Messungen

Tab. 6.4.: Tabelle der Messeinstellungen

Probe 1 Winkelabhängig RT	Probe 1 Winkelabhängig K
Temperatur: ~ 294 K (RT)	Strom im Peltier-Element: 1.60 A
Magnetfeld: 0.3 T \rightarrow 0 T	Magnetfeld: 0.6 T \rightarrow 0 T
Magnetfeldschritt: 1 mT	Magnetfeldschritt: 2 mT
LIA Zeitkonstante: 1s	LIA Zeitkonstante: 1s
Gemittelte Punkte pro Messpunkt: 1	Gemittelte Punkte pro Messpunkt: 1
Wartezeit: -	Wartezeit: -
Winkelabhängigkeit: 180°	Winkelabhängigkeit: 40°
Winkelschritt: 2°	Winkelschritt: 2°
Mikrowellenfrequenz: 8.919 GHz	Mikrowellenfrequenz: 8.911 GHz
Modulationsfrequenz: 192.62 Hz	Modulationsfrequenz: 192.62 Hz
Probe 2 Winkelabhängig RT	Probe 2 bidirektional -9°
Temperatur: ~ 294 K (RT)	Temperatur: ~ 294 K (RT)
Magnetfeld: 0.6 T \rightarrow 0 T	Magnetfeld: -0.6 T \rightarrow 0.6 T 0.6 T \rightarrow -0.6 T
Magnetfeldschritt: 1 mT	Magnetfeldschritt: 1 mT
LIA Zeitkonstante: 300 ms	LIA Zeitkonstante: 300 ms
Gemittelte Punkte pro Messpunkt: 10	Gemittelte Punkte pro Messpunkt: 10
Wartezeit: 400 ms	Wartezeit: 400 ms
Winkelabhängigkeit: 192°	Winkelabhängigkeit: -
Winkelschritt $84^\circ - 153^\circ$: 1.5°	Winkelschritt: -
Winkelschritt $153^\circ - 276^\circ$: 3°	Mikrowellenfrequenz: 9.138 GHz
Mikrowellenfrequenz: 9.152 GHz	Modulationsfrequenz: 192.62 Hz
Modulationsfrequenz: 192.62 Hz	

Probe 2 bidirektional 81°

Temperatur: ~ 294 K (RT)
 Magnetfeld: -1.1 T \rightarrow 1.1 T
 1.1 T \rightarrow -1.1 T
 Magnetfeldschritt: 1 mT
 LIA Zeitkonstante: 300 ms
 Gemittelte Punkte pro Messpunkt: 10
 Wartezeit: 400 ms
 Winkelabhängigkeit: -
 Winkelschritt: -
 Mikrowellenfrequenz: 9.134 GHz
 Modulationsfrequenz: 192.62 Hz

Probe 2 Winkelabhängig RT2

Temperatur: ~ 294 K (RT)
 Magnetfeld: 0.4 T \rightarrow 0 T
 Magnetfeldschritt: 1 mT
 LIA Zeitkonstante: 300 ms
 Gemittelte Punkte pro Messpunkt: 2
 Wartezeit: 400 ms
 Winkelabhängigkeit: 16°
 Winkelschritt: 1°
 Mikrowellenfrequenz: 9.071 GHz
 Modulationsfrequenz: 192.62 Hz

Probe 2 87° H1

Strom im Peltier-Element:
 0 A, 0.247 A, 0.501 A & 0.748 A
 Magnetfeld: 0.6 T \rightarrow 0 T
 Magnetfeldschritt: 1 mT
 LIA Zeitkonstante: 300 ms
 Gemittelte Punkte pro Messpunkt: 5
 Wartezeit: 400 ms
 Raumtemperatur Start-Ende:
 $21.2^\circ\text{C} - 21.2^\circ\text{C}$, $21.4^\circ\text{C} - 22^\circ\text{C}$
 $22.1^\circ\text{C} - 22.1^\circ\text{C}$ & $22.1^\circ\text{C} - 22.3^\circ\text{C}$
 Mikrowellenfrequenz:
 9.07 GHz, 9.072 GHz
 9.075 GHz & 9.076 GHz
 Modulationsfrequenz: 192.62 Hz

Probe 2 87° H2

Strom im Peltier-Element:
 1.012 A, 1.052 A & 1.125 A
 Magnetfeld: 0.6 T \rightarrow 0 T
 Magnetfeldschritt: 1 mT
 LIA Zeitkonstante: 300 ms
 Gemittelte Punkte pro Messpunkt: 5
 Wartezeit: 400 ms
 Raumtemperatur Start-Ende:
 k.A. - 20.8°C , $21^\circ\text{C} - 21^\circ\text{C}$
 & $20.9^\circ\text{C} - 20.8^\circ\text{C}$
 Mikrowellenfrequenz:
 9.113 GHz, 9.115 GHz
 & 9.116 GHz
 Modulationsfrequenz: 192.62 Hz

Abbildungsverzeichnis

3.1.	Erstellt mit <i>Paint.NET 4.0.17</i>	8
3.2.	Erstellt mit <i>Paint.NET 4.0.17</i>	9
3.3.	Erstellt mit <i>Paint.NET 4.0.17</i>	9
3.4.	Erstellt mit <i>Paint.NET 4.0.17</i>	10
4.1.	Erstellt mit <i>Paint.NET 4.0.17</i>	13
4.2.	Erstellt mit <i>Paint.NET 4.0.17</i>	14
4.3.	Erstellt mit <i>FEI FIB/SEM DualBeam</i> Mikroskop	15
4.4.	Erstellt mit <i>FEI FIB/SEM DualBeam</i> Mikroskop	15
5.1.	Erstellt mit <i>FEI FIB/SEM DualBeam</i> Mikroskop	16
5.2.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i>	17
5.3.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i>	18
5.4.	Erstellt mit <i>FEI FIB/SEM DualBeam</i> Mikroskop	19
5.5.	<i>Olympus BX41M</i> mit 20-facher Vergrößerung	19
5.6.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i>	20
5.7.	Erstellt mit <i>Paint.NET 4.0.17</i>	21
5.8.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i>	22
5.9.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i>	22
5.10.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i>	22
5.11.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i>	22
5.12.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i>	23
5.13.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i>	23
5.14.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i> und <i>Paint.NET 4.0.17</i>	23
5.15.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i> und <i>Paint.NET 4.0.17</i>	23
5.16.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i> und <i>Paint.NET 4.0.17</i>	24
5.17.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i> und <i>Paint.NET 4.0.17</i>	24
5.18.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i>	25
5.19.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i>	26
5.20.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i>	26
6.1.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i>	31
6.2.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i> und <i>Paint.NET 4.0.17</i>	32
6.3.	Erstellt mit <i>Mathematica 11.1</i> und <i>Paint.NET 4.0.17</i>	34
6.4.	Erstellt mit <i>Paint.NET 4.0.17</i>	36
6.5.	Erstellt mit <i>Paint.NET 4.0.17</i>	37
6.6.	Erstellt mit <i>Paint.NET 4.0.17</i>	38

Literaturverzeichnis

- [1] W. T. Lord Kelvin. *Baltimore lectures on molecular dynamics and the wave theory of light*. C. J. Clay and sons, Cambridge, 1904.
 - [2] S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Böni. Skyrmion lattice in a chiral magnet. *Science*, 323(5916):915–919, 2009.
 - [3] I. Dzyaloshinsky. A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 4(4):241 – 255, 1958.
 - [4] Tôru Moriya. Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism. *Phys. Rev.*, 120:91–98, 1960.
 - [5] Jung-Hwan Moon, Soo-Man Seo, Kyung-Jin Lee, Kyoung-Whan Kim, Jisu Ryu, Hyun-Woo Lee, R. D. McMichael, and M. D. Stiles. Spin-wave propagation in the presence of interfacial dzyaloshinskii-moriya interaction. *Phys. Rev. B*, 88:184404, 2013.
 - [6] K. Kopitzki and P. Herzog. *Einführung in die Festkörperphysik*. Springer-Verlag, Berlin, 2017.
 - [7] G. Czycholl. *Theoretische Festkörperphysik*. Springer-Verlag, Berlin, 2008.
 - [8] K.-H. Hellwege. *Einführung in die Festkörperphysik*. Springer-Verlag, Berlin, 3rd edition, 1988.
 - [9] R. Gross and A. Marx. *Festkörperphysik*. De Gruyter, Oldenburg, 2014.
 - [10] H. Haken and H. C. Wolf. *Atom und Quentenphysik, Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Springer-Verlag, Berlin, 8th edition, 2004.
 - [11] L. Bergmann and C. Schaefer. *Lehrbuch der Experimentalphysik Band 4, Teilchen*. De Gruyter, Oldenburg, 1992.
 - [12] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik*. Springer-Verlag, Berlin, 5th edition, 2009.
 - [13] A. I. Akhiezer, V. G. Bar’yakhtar, and S. V. Peletminskii. *Spin waves*. John Wiley & Sons, New York, 1968.
 - [14] L. Landau and E. Lifshitz. Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals. *Phys. Z. Sowjetunion*, 8:153–169, 1935.
 - [15] S. V. Vonsovskii. *Ferromagnetic Resonance, The Phenomenon Of Resonant Absorption Of A High-Frequency Magnetic Field In Ferromagnetic Substances*. Pergamon Press Ltd., Oxford, 1966.
 - [16] T. L. Gilbert. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetism*, 40(6):3443–3449, 2004.
 - [17] K. Huang. *Statistische Mechanik 1, Thermodynamik und kinetische Theorie*. John Wiley & Sons, New York, 1964.
-

-
- [18] Frederic Keffer. *Spin Waves*, pages 1–273. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1966.
- [19] R.W. Damon and J.R. Eshbach. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 19(3):308 – 320, 1961.
- [20] S. V. Vonsovskii. *Magnetism Vol. 1*. John Wiley & Sons, New York, 1974.
- [21] J. H. E. Griffiths. Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals. *Nature*, 158, 1946.
- [22] B. W. Zingsem. A theory of the magnetodynamic response function. Master’s thesis, Universität Duisburg-Essen, Germany, 2016.
- [23] R. Narkowicz, D. Suter, and R. Stonies. Planar microresonators for EPR experiments. *Journal of Magnetic Resonance*, 175(2):275 – 284, 2005.
- [24] R. Narkowicz, D. Suter, and I. Niemeyer. Scaling of sensitivity and efficiency in planar microresonators for electron spin resonance. *Review of Scientific Instruments*, 79(8):084702, 2008.
- [25] A. Banholzer. Mikroresonatoren zur Messung von ferromagnetischen Strukturen: Herstellung und Charakterisierung. Master’s thesis, Universität Duisburg-Essen, Germany, 2010.
- [26] A Banholzer, R Narkowicz, C Hassel, R Meckenstock, S Stienen, O Posth, D Suter, M Farle, and J Lindner. Visualization of spin dynamics in single nanosized magnetic elements. *Nanotechnology*, 22(29):295713, 2011.
- [27] C. Derricks. Mikroresonatoren zur Detektion von Spinwellen mittels ferromagnetischer Resonanz im X-Band. Master’s thesis, Universität Duisburg-Essen, Germany, 2013.
- [28] M. Richardson. Crystal Structure Refinements of the B 20 and Monoclinic (CoGe-type) Polymorphs of FeGe. *Acta Chemica Scandinavica*, 21(21):753–760, 1967.
- [29] M. Richardson. The Partial Equilibrium Diagram of the Fe-Ge System in the Range 40-72 at. % Ge, and the Crystallisation of some Iron Germanides by Chemical Transport Reactions. *Acta Chemica Scandinavica*, 21(21):2305–2317, 1967.
- [30] L Ludgren, O Beckman, V Attia, S P Bhattacharjee, and M Richardson. Helical spin arrangement in cubic fege. *Physica Scripta*, 1(1):69, 1970.
- [31] Naoto Kawai and Shoichi Endo. The generation of ultrahigh hydrostatic pressures by a split sphere apparatus. *Review of Scientific Instruments*, 41(8):1178–1181, 1970.
- [32] D. Walker, M. A. Carpenter, and C. M. Hitch. Some simplifications to multianvil devices for high pressure experiments. *American Mineralogist*, 75:1020–1028, 1990.
- [33] D Spoddig, K Schindler, P Rödiger, J Barzola-Quiquia, K Fritsch, H Mulders, and P Esquinazi. Transport properties and growth parameters of PdC and WC nanowires prepared in a dual-beam microscope. *Nanotechnology*, 18(49):495202, 2007.
- [34] J. W. Orton. *Electron Paramagnetic Resonance, An Introduction to Transition Group Ions in Crystals*. Gordon and Breach Science Publishers Inc., 1968.
-

Danksagung

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. Michael Farle, in dessen Gruppe ich diese Arbeit anfertigen durfte und der, trotz seiner häufigen beruflichen Abwesenheit, immer erreichbar und interessiert an meinen Ergebnissen war.

Vor allem möchte ich mich bei Herrn Benjamin Zingsem bedanken, der mich als seinen Protegé in die Welt des Magnetismus eingeführt, und mich in jeder Phase dieser Arbeit, auch bis in die tiefen Abendstunden, unterstützt hat.

Auch Herrn Dr. Detlef Spoddig sei für seine ständige Hilfsbereitschaft und unermüdlichen Eifer bei der Präparation der gemessenen Proben gedankt.

Ich bedanke mich bei Herrn Dr. Ralf Meckenstock für seine Hilfe bei den Messungen und beim Verständnis der ferromagnetischen Resonanz.

Ich danke Herrn Thomas Feggeler dafür, dass er sowohl die gemessene Probe organisiert, als auch den von mir zerstörten Probenstab für die temperaturabhängigen Messungen gebaut hat. Außerdem danke ich ihm für die Hilfe bei der Interpretation der Messergebnisse.

Mein Dank gilt auch Frau Helga Mundt und Frau Sabina Grubba für ihre Hilfe bei allen verwaltungstechnischen und organisatorischen Problemen.

Ich möchte mich auch bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für die positive Atmosphäre und die anregenden Diskussionen beim gemeinsamen Mittagessen bedanken.

Außerdem danke ich Herrn Dr. Iliya Radulov vom Fachgebiet Funktionale Materialien der Technischen Universität Darmstadt für die Herstellung der FeGe-Probe.

Selbstständigkeitserklärung

Ich, Nicolas Josten, versichere hiermit, dass ich diese Bachelorarbeit mit dem Titel „dynamische Eigenschaften chiraler Magnete“ selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Ort, Datum

Unterschrift