



MAGNETO-
THERMO-GALVANISCHE
EXPERIMENTE AN (Ga,Mn)As
DÜNNFILMEN

Diplomarbeit
an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

Sibylle Meyer

1. Februar 2012

MAGNETO- THERMO-GALVANISCHE EXPERIMENTE AN (Ga,Mn)As DÜNNFILMEN

Diplomarbeit
an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt
von Sibylle Meyer
am 1. Februar 2012

Erstkorrektur:

Priv. Doz. Dr. Stefan Ludwig
Lehrstuhl für Festkörperphysik
Fakultät für Physik
Ludwig-Maximilians-Universität
München

Zweitkorrektur:

Prof. Dr. Jan von Delft
Lehrstuhl für theoretische
Festkörperphysik
Fakultät für Physik
Ludwig-Maximilians-Universität
München

Betreuung:

Prof. Dr. Rudolf Gross
Walther-Meissner-Institut
für Tieftemperaturforschung
und Lehrstuhl E23 für technische Physik
Technische Universität München



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	5
2.1	Magnetische Anisotropie	5
2.2	Magnetotransport-Effekte	7
2.2.1	Gewöhnlicher Hall-Effekt	7
2.2.2	Anomaler Hall-Effekt	9
2.2.3	Anisotroper Magnetwiderstand	10
2.2.4	Planarer Hall-Effekt	11
2.3	Thermoelektrische und thermomagnetische Effekte	12
2.3.1	Thermokraft	12
2.3.2	Nernst-Effekt	14
2.4	Reihenentwicklung des Widerstandstensors	14
2.5	Reihenentwicklung des Thermokrafttensors	19
2.6	Vergleich der Reihenentwicklungen des Widerstands- und Thermokrafttensors	22
2.6.1	Kubische Symmetrie mit tetragonaler Verzerrung für (001)-orientierte Filme	22
2.6.2	Kubische Symmetrie mit tetragonaler Verzerrung für (311)-orientierte Filme	23
2.7	Simulation	24
2.7.1	Simulation der magnetischen Anisotropie und der Widerstandskoeffizienten	25
2.7.2	Simulation der Thermokraft-Koeffizienten	26
2.7.3	Vorgehen bei der Simulation der Messdaten	27
3	Material und Methoden	29
3.1	Der verdünnte ferromagnetische Halbleiter (Ga,Mn)As	29
3.2	Probenpräparation	32
3.3	Magnetkryostat	33
3.4	Messaufbau für Tieftemperaturmessungen	33
3.5	Messtechnik	38
4	Ergebnisse und Diskussion	39
4.1	Inbetriebnahme des Kalorik-Setups	39
4.1.1	Temperaturbestimmung mit Cernox-Temperatursensoren	40
4.1.2	On Chip Thermometrie	41
4.1.3	Thermospannungen	48

4.2	Untersuchung des winkelabhängigen Magnetwiderstands an (001)-orientiertem (Ga,Mn)As	54
4.3	Untersuchung der winkelabhängigen Magnetothermokrafft an (001)-orientiertem (Ga,Mn)As	61
4.4	ADMR und ADMTP-Messungen an (311)-orientiertem (Ga,Mn)As	72
5	Planung und Konstruktion eines Messaufbaus für Messungen unter Vakuum	83
6	Abschließende Betrachtungen	89
6.1	Inbetriebnahme des Kalorik-Aufbaus	89
6.2	Winkelabhängiger Magnetwiderstand an (001)-orientiertem (Ga,Mn)As	90
6.3	Winkelabhängige Magnetothermokrafft an (001)-orientiertem (Ga,Mn)As	91
6.4	Winkelabhängiger Magnetwiderstand und Magnetothermokrafft an (311)-orientiertem (Ga,Mn)As	93
6.5	Ausblick	94
A	Anhang Experimente	I
A.1	Thermokrafft-Koeffizienten für Aufspaltung in Transversal- und Longitudinalanteil bei (001)-orientierten Filmen	I
A.2	Widerstands-Koeffizienten für Aufspaltung in Transversal- und Longitudinalanteil bei (311)-orientierten Filmen	II
A.3	Thermokrafft-Koeffizienten für Aufspaltung in Transversal- und Longitudinalanteil bei (311)-orientierten Filmen	III
A.4	Widerstands-und Thermokrafftparameter der Probe B729f	IV
A.5	Widerstands-und Thermokrafftparameter der Probe B594a	V
	Literaturverzeichnis	VII
	Danksagung	XIII
	Selbstständigkeitserklärung	XV

1 Einleitung

"Parva saepe scintilla contempta magnum excitavit incendium."

Schon oft hat ein kleiner Funke, den man übersehen hat, einen großen Brand verursacht.

Mit diesen Worten beschrieb der römische Geschichtsschreiber Curtius Rufus in seiner *Historiae Alexandri Magni Macedonis* (dt. Die Geschichte Alexanders des Großen von Mazedonien) die Macht des Feuers, als Alexander der Große 330 v. Chr. die persische Hauptstadt Persepolis eroberte [1, 2]. Dass sein Ausspruch über 2300 Jahre später treffend ein wahrhaftig sehr „heißes“ neues Forschungsgebiet im Bereich der Festkörperphysik beschreiben kann, hätte C. Rufus wohl kaum erwartet.

Schon seit Anfang des 19. Jahrhunderts ist bekannt, dass Wärme- und Ladungsströme in einem Metall durch das Wiedemann-Franz-Gesetz miteinander verknüpft sind [3]. Diese Wechselwirkung führt zu den thermoelektrischen Effekten wie dem Seebeck-Effekt [4] und seinem Umkehreffekt, dem Peltier-Effekt [5]. Unter Berücksichtigung des Spinfreiheitsgrades eröffnen diese langhin bekannten thermoelektrischen Phänomene viele neue Einblicke in Eigenschaften eines magnetischen Festkörpers sowie neuartige thermoelektrische Effekte, wie z.B. den Spin-Seebeck-Effekt [6–11].

Im etablierten Gebiet der Spintronik werden die Ladung und der Spin des Elektrons als Informationsträger in Bauteilen verwendet. Nicht nur die Unterhaltungselektronikindustrie verlangt ständig immer kleiner und leistungstärker werdende Prozessoren. 2010 stellte Intel den ersten serienmäßigen 32 nm Prozessor vor [12]. Die Technologieknotengeneration wird dabei an dem mittels photooptischer Lithographie minimal realisierbaren Abstand zweier Leiterbahnen gemessen. Bis 2015 wird, basierend auf Intels Tick-Tock-Prinzip, das im Zwei-Jahres-Takt das Schrumpfen der Prozesstechnologie („Tick“) und die Einführung einer neuen Mikroarchitektur („Tock“) beschreibt, die technische Realisierung von 11 nm Prozessoren erwartet [13]. In diesem Fall bestünde die

Dicke des Steueroxids nur noch aus einer Atomlage, womit die Minimierungsgrenze der Siliziumtechnologie vorraussichtlich in wenigen Jahren erreicht ist. In den vergangenen fünf Jahren wurde die Prozessorentwicklung um thermische Aspekte wie den magnetischen Wärmetransport, magneto-thermische Response und Spin-abhängige thermoelektrische Effekte erweitert. Die Berücksichtigung dieses „übersehenen Funkens“ war die Geburtsstunde des kontinuierlich wachsenden Feldes der Spin-Kaloritronik [14].

Ersetzt man einen klassischen, elektrischen Ladungstransport durch einen Wärmestrom entlang einer beliebigen, elektrisch leitfähigen Probe, so bewirkt diese Änderung auf den ersten Blick keine Unterschiede in den galvanischen Eigenschaften. Aufgrund des Seebeck-Effekts wird eine Thermospannung generiert, die sich, analog zur elektrisch erzeugten Spannung, längs der Transportrichtung ausbildet. Erst eine genauere theoretische Betrachtung der Symmetrieeigenschaften des magnetoresistiven und des magnetothermogalvanischen Effektes zeigt, dass das Onsager-Prinzip in ferromagnetischen Proben unterschiedliche Symmetrierestriktionen für resistive und thermisch erzeugte Potentiale liefert [15, 16].

Die vorliegende Arbeit untersucht diesen Unterschied zunächst in einem theoretischen Modell durch die Reihenentwicklung des Widerstands- und des Thermokrafttensors und zeigt theoretisch die Existenz unterschiedlicher physikalischer Eigenschaften von Magnetwiderstand und Magnetothermokrafft. Dazu wird in Kap. 2 zu Beginn das Modell der freien Energie eingeführt, um die magnetische Anisotropie eines ferromagnetischen Festkörpers zu beschreiben. Anschließend werden die unterschiedlichen Beiträge zum anisotropen Magnetwiderstand (Angle Dependent Magneto Resistance, ADMR) und zur anisotropen Thermokrafft (Angle Dependent Magneto Thermopower, ADMTP) vorgestellt. Ausgehend von einer Reihenentwicklung des Widerstands- bzw. Thermokrafftensors in Ordnungen der Magnetisierung wird die Kristallsymmetrie durch das Neumannsche Prinzip und die Onsager-Relationen berücksichtigt, um in beiden Fällen explizite Ausdrücke für die longitudinalen und transversalen Projektionen zu erhalten. Es kann dabei gezeigt werden, dass die Unterschiede in den Entwicklungen für niedersymmetrische Kristalle bereits in niedrigen Entwicklungsordnungen auftreten. Durch die Implementierung der Reihenentwicklungen in eine Simulation können Messdaten aus resistiven und magnetogalvanischen Messungen unter Anpassung der Anisotropieparameter und der Entwicklungskoeffizienten angepasst werden.

In Kap. 3 werden die verwendeten Materialien und Messmethoden erläutert. Diese Arbeit beschränkt sich auf Messungen an dünnen Filmen aus dem verdünnten ferromagnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As, da dieses Material große magnetoresistive Effekte zeigt und in kristallinen dünnen Schichten mit unterschiedlicher Kristallorientierung erhältlich ist. Das neu entworfene dreiteilige Probenträgersystem erlaubt Drehungen der Probe in einem externen Magnetfeld in verschiedenen Rotationsebenen mit Magnetfeldorientierungen in der Probenebene (engl. in plane, ip) und verschiedenen Konfigurationen senkrecht zur Probenebene (engl. out of plane, oop). Aus diesen können die einzelnen Beiträge der Reihenentwicklungen bestimmt werden.

Für Thermokraftmessungen ist eine genaue Kenntnis der Größe und des Verlaufs des auf die Probe aufgeprägten Temperaturgradienten wichtig. Dazu werden in Kap. 4 zunächst zwei unterschiedliche Methoden zur Bestimmung von Temperaturdifferenzen diskutiert und anhand quantitativer Untersuchungen der gemessenen Thermospannungen die Funktionstüchtigkeit des neu entwickelten Kalorikaufbaus gezeigt. Im Anschluss daran werden die Ergebnisse der ADMR- und ADMTP-Messungen in verschiedenen Konfigurationen vorgestellt und anhand der Simulation qualitative und quantitative Unterschiede diskutiert. Die vorliegende Arbeit zeigt, dass der durch die Onsager-Relationen bedingte Unterschied in den Reihenentwicklungen des Magnetwiderstands- und des Thermokraftensors für niedersymmetrische Kristalle experimentell eindeutig nachweisbar ist. Zudem konnte kein linearer Zusammenhang zwischen den Entwicklungskoeffizienten des Magnetwiderstands- und des Thermokraftensors sowohl für auf (001)-orientiertem, als auch für auf (311)-orientiertem GaAs-Substrat gewachsene (Ga,Mn)As-Filme nachgewiesen werden. Dies bedeutet, dass die Mott-Relation, die die Verknüpfung zwischen dem Thermokrafttensor und dem Widerstandstensor über die Energieableitung der elektrischen Leitfähigkeit an der Fermienergie bildet [17], für den verdünnten ferromagnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As nicht linearisiert dargestellt werden kann. Somit kann anhand der vorliegenden Arbeit experimentell gezeigt werden, dass die Fermifläche von (Ga,Mn)As eine komplexere Gestalt als die in linearen Mott-Gleichungen angenommene sphärische Gestalt (vgl. [18, 19]) annimmt.

Da bisherige Messungen in einem Helium-Bad-Magnet-Kryostaten durchgeführt wurden, bei dem sich die Probe im He-Austauschgas befindet, umfasst diese Arbeit zudem die Entwicklung eines neuen Messaufbaus für Messungen im Vakuum, die in Kap. 5 beschrieben wird.

Die Ergebnisse dieser Arbeit werden in Kap. 6 zusammengefasst. Vorschläge für weiterführende Messungen und Verbesserungen des bisherigen Messaufbaus werden im Ausblick dargestellt.

2 Theorie

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über den theoretischen Hintergrund der vorliegenden Arbeit. Zunächst werden in Kap. 2.1 die Ursachen der magnetischen Anisotropie anhand eines freien Energie-Modells erläutert.

Kap. 2.2 fasst die für die Experimente relevanten phänomenologischen Magnetotransport-Effekte zusammen und führt die Matrixdarstellung des Widerstandstensors sowie dessen Aufspaltung in longitudinale und transversale Beiträge ein. Analog dazu werden in Kap. 2.3 die für die ADMTP-Messungen relevanten thermomagnetischen und thermoelektrischen Effekte eingeführt. Kap. 2.4 und Kap. 2.5 stellen die Reihenentwicklungen des Widerstands- und des Thermokrafttensors vor, die in Kap. 2.6 für unterschiedliche Kristallsymmetrien miteinander verglichen werden.

Eine auf dem Modell der freien Energie und den Reihenentwicklungen basierende Simulation wird in Kap. 2.7 diskutiert. Mithilfe dieser Simulation können Messdaten angepasst und die Anisotropieparameter und Koeffizienten der Reihenentwicklungen des Widerstands- und Thermokrafttensors aus dem Experiment bestimmt werden.

2.1 Magnetische Anisotropie

Ferromagnetische Materialien weisen üblicherweise bevorzugte Richtungen der Magnetisierung, sog. leichte Achsen, auf. Im Gegensatz zu den leichten Achsen stehen energetisch ungünstigere Magnetisierungsrichtungen, die sog. schweren Achsen. Diese Vorzugsrichtungen der Magnetisierung sind bedingt durch Aufhebungen von Symmetrieeigenschaften im Ferromagneten, z.B. durch die Kristallstruktur, Verspannungen oder die Form des Ferromagneten.

Die Magnetisierung eines Ferromagneten richtet sich in externen Magnetfeldern so aus, dass die freie Energie des Ferromagneten minimiert wird¹. Die Lage der leichten Ach-

¹In der vorliegenden Arbeit werden Domäneneffekte vernachlässigt und die Magnetisierung des Ferromagneten im Rahmen des Stoner-Wohlfarth-Modells diskutiert [20, 21].

sen entspricht also gerade der Lage der Minima der freien Energie (für verschwindendes externes Magnetfeld). Die freie Energie pro Einheitsvolumen F_{tot} setzt sich nach [22] aus den nachfolgend detaillierter beschriebenen Termen zusammen:

$$\begin{aligned}
 F_{\text{tot}} = & \underbrace{-\mu_0 \mathbf{H} \mathbf{m}}_{\text{Zeemann-Term}} + \underbrace{\frac{1}{2} \mu_0 M m_z^2}_{\text{Form-Anisotropie}} + \underbrace{B_u (\mathbf{e} \mathbf{m})^2}_{\text{Uniaxiale Anisotropie}} \\
 & + \underbrace{B_{c,1} (m_x^4 + m_y^4 + m_z^4) + B_{c,2} m_x^2 m_y^2 m_z^2}_{\text{Kubische Anisotropie}}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

$\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$ ist hier der Einheitsvektor entlang der Magnetisierungsrichtung.

Der **Zeemann-Term** $F_z = -\mu_0 \mathbf{H} \mathbf{m}$ stellt das magnetostatische Anisotropiefeld im externen Magnetfeld $\mu_0 \mathbf{H}$ dar. Dieser Term, der als einziger vom Magnetfeld abhängt, überwiegt für große $\mu_0 \mathbf{H}$.

Der **Form-Anisotropie-Beitrag** oder auch Entmagnetisierungs-Beitrag repräsentiert die Energie der Magnetisierung in ihrem eigenen magnetischen Streufeld. Hier ist die Geometrie des betrachteten Ferromagneten verantwortlich für die Gestalt des Form-Anisotropie-Beitrags. Bei Proben mit stark unterschiedlichen Abmessungen entlang der einzelnen Koordinatenachsen, wie beispielsweise den in der vorliegenden Arbeit betrachteten Dünnschichten, ist der Beitrag der Form-Anisotropie stark ausgeprägt, so dass die Magnetisierung in diesem Fall üblicherweise in der Probenenebene liegt.

Desweiteren liefert auch die Kristallsymmetrie im Ferromagneten Beiträge zur freien Energie, die gewöhnlich in uniaxiale Anisotropie und kubische Anisotropie aufgeteilt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird dabei auf die von Chikazumi eingeführte Konvention zurückgegriffen [23]. In kubischen Systemen dominiert üblicherweise der erste Beitrag zur **kubischen Anisotropie**, d.h. $B_{c,1} \gg B_{c,2}$. Durch die Abhängigkeit $\propto m^4$ gibt es in jeder Ebene zwei leichte Achsen.

Uniaxiale Anisotropien ergeben sich durch die Brechung der kubischen Symmetrie des ferromagnetischen Kristalls, wie beispielsweise durch Verspannungen oder die Verwendung dünner ferromagnetischer Filme als Proben. Durch diese Einflüsse werden zusätzliche leichte oder schwere Achsen erzeugt. Das Auftreten dieser Achsen wird durch

den **uniaxialen Anisotropie-Beitrag** beschrieben, dessen Vorzeichen bestimmt, ob es sich bei der zusätzlichen Achse entlang der Richtung \mathbf{e} um eine schwere ($B_u > 0$) oder eine leichte ($B_u < 0$) Achse handelt. Eingehende Diskussionen der magnetischen Anisotropie finden sich z.B. in [24–26].

2.2 Magnetotransport-Effekte

Das nachfolgende Kapitel enthält eine kurze Zusammenfassung der relevanten Magnetotransport-Effekte in ferromagnetischen Dünnschichten. Zu diesen zählen der gewöhnliche und anomale Hall-Effekt, der anisotrope Magnetwiderstand und der planare Hall-Effekt. Die in der vorliegenden Arbeit betrachteten winkelaufgelösten Magnetotransport-Messungen (engl. Angle Dependent Magneto Resistace, ADMR) liefern Informationen über die magnetische Anisotropie und den Widerstandstensor $\hat{\rho}$ der untersuchten Probe. Da im Experiment nur die longitudinalen bzw. transversalen Projektionen ρ_{long} und ρ_{trans} des Widerstandstensors gemessen werden können, werden im Folgenden die Notationen

$$\rho_{\text{long}} = \frac{E_{\text{long}}}{J} = \mathbf{j} \cdot \hat{\rho} \cdot \mathbf{j} \quad (2.2)$$

$$\rho_{\text{trans}} = \frac{E_{\text{trans}}}{J} = \mathbf{t} \cdot \hat{\rho} \cdot \mathbf{j} \quad (2.3)$$

verwendet. E_{long} und E_{trans} sind dabei die auftretenden longitudinalen bzw. transversalen Anteile des elektrischen Feldes $\mathbf{E} = \hat{\rho}\mathbf{J}$. \mathbf{j} gibt die Richtung der elektrischen Stromdichte $\mathbf{J} = J\mathbf{j}$ an, der Vektor \mathbf{t} steht senkrecht auf die Stromrichtung \mathbf{j} und liegt ebenfalls in der Filmebene.

2.2.1 Gewöhnlicher Hall-Effekt

Befindet sich eine stromdurchflossene Probe in einem Magnetfeld $\mathbf{H} = H \cdot \hat{e}_z$, verursacht die vom Magnetfeld hervorgerufene Lorentz-Kraft eine Ablenkung der Ladungsträger, die senkrecht zur Stromrichtung $\mathbf{j} = j \cdot \hat{e}_x$ und zur Magnetfeldrichtung \mathbf{H} ist. Dadurch wird ein Ladungsträgerkonzentrationsgefälle entlang dieser Raumachse erzeugt, es entsteht ein elektrisches Feld $\mathbf{E} = E_H \cdot \hat{e}_y$ senkrecht zur Stromrichtung. Die Ausbildung des transversalen elektrischen Feldes wird nach seinem Entdecker Edwin Hall als gewöhnlicher Hall-Effekt (engl. Ordinary Hall Effect, OHE) bezeichnet.

Beschreibt man den Hall-Effekt mit dem klassischen Transportmodell nach Drude

[27, 28], so gilt für einen Ladungstransport durch ein Teilchen mit Elementarladung e der Kraftansatz²

$$m^* \frac{\mathbf{v}_D}{\tau} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_D \times \mathbf{H}) \quad (2.4)$$

mit der effektiven Masse m^* , der mittleren Driftgeschwindigkeit \mathbf{v}_D der Teilchen und der mittleren Zeit τ , die zwischen zwei Stoßereignissen vergeht. Das elektrische Feld \mathbf{E} lautet somit in vektorieller Form:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m^*}{e\tau} & -\mu_0 H \\ \mu_0 H & \frac{m^*}{e\tau} \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Für die Stromdichte \mathbf{j} gilt

$$\mathbf{j} = ne\mathbf{v}_D = \hat{\sigma}\mathbf{E}. \quad (2.6)$$

n stellt in dieser Notation die Ladungsträgerdichte dar, σ beschreibt die elektrische Leitfähigkeit nach dem Ohmschen Gesetz mit der Beweglichkeit $\mu = e\tau/m^*$:

$$\sigma = ne\mu = \frac{e^2\tau}{m^*}n. \quad (2.7)$$

Somit ergibt sich für das elektrische Feld

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

mit dem elektrischen Widerstandstensor

$$\begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma^{-1} & -\frac{\mu_0 H}{ne} \\ \frac{\mu_0 H}{ne} & \sigma^{-1} \end{pmatrix} = \hat{\sigma}^{-1}. \quad (2.9)$$

Die Hallspannung $V_H = wE_y$ lautet bei einem angelegtem Strom $I_x = wj_x$ entlang der x-Richtung damit

$$V_H = w\rho_{yx}j_x = \rho_{yx}I_x, \quad (2.10)$$

wobei w die Breite der Probe ist. Somit gilt für den Hall-Widerstand R_H

$$R_H = \frac{V_H}{I_x} = \rho_{yx} = \frac{\mu_0 H}{ne}. \quad (2.11)$$

²Gemäß der Vorzeichenkonvention tragen Elektronen eine negative Elementarladung $-e$.

2.2.2 Anomaler Hall-Effekt

Auch in ferromagnetischen Leitern tritt der gewöhnliche Hall-Effekt auf. Jedoch muss berücksichtigt werden, dass die Probenmagnetisierung \mathbf{M} das äußere Feld $\mu_0\mathbf{H}$ verstärkt und somit gilt $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$.

Bei der Messung der Hallspannung an ferromagnetischen Proben beobachtet man allerdings eine unerwartet starke Magnetfeldabhängigkeit von V_H bei geringen Feldstärken. Die Abhängigkeit ist höher, als durch die effektive Ladungsträgerdichte erklärt werden kann [28]. Dieses Phänomen wird als anomaler Hall-Effekt (AHE) bezeichnet. Der Beitrag des AHE zur Querspannung kann auch ein zum gewöhnlichen Hall-Effekt entgegengesetztes Vorzeichen haben. Dadurch kann die Feldverstärkung im Ferromagneten als Ursache des AHE ausgeschlossen werden. Gemäß theoretischer Betrachtungen durch Karplus, Luttinger und Berger [29, 30] sind asymmetrische Streueffekte, hervorgerufen durch eine endliche Spin-Bahn-Kopplung, für den anomalen Hall-Effekt verantwortlich [31, 32].

Das Modell des Skew-Scatterings nach Karplus und Luttinger [29] beschreibt dazu die Wechselwirkung des Elektronenspins mit dem Bahnmoment des Elektrons bei der Streuung eines spinpolarisierten Elektrons an einem unmagnetisierten Streuzentrum. Jedes Streueignis erzeugt dabei einen transversalen Strombeitrag, aufgrund dessen sich eine Querspannung aufbaut. Dadurch ist der Hallwiderstand proportional zur Spinpolarisation der Leitungselektronen und somit bei ferromagnetischen Stoffen proportional zur Magnetisierung M :

$$\rho_{xy} \propto \rho_{xx}M(\mathbf{H}) \quad (2.12)$$

Ein weiterer Mechanismus für den AHE wurde 1970 von L. Berger [30] durch die Theorie des sog. Side-Jump-Mechanismus gegeben. Die Leitungselektronen erfahren während der Streuprozesse eine seitliche Versetzung ihrer Bahnkurve in eine bevorzugte Richtung. Modellhaft kann dies wie folgt erklärt werden: Mit der Richtungsänderung des Elektrons bei einem elastischen Streuprozess ändert sich auch dessen potentielle Energie, während die kinetische Energie erhalten bleibt. Aufgrund der geforderten Erhaltung der Gesamtenergie muss das Elektron im Potential daher zu einem größeren oder kleineren Streuparameter verschoben werden, wodurch es eine Versetzung seiner Bahnkurve erfährt [28]. Die Häufigkeit der Streuprozesse ist proportional zu ρ_{xx} , die

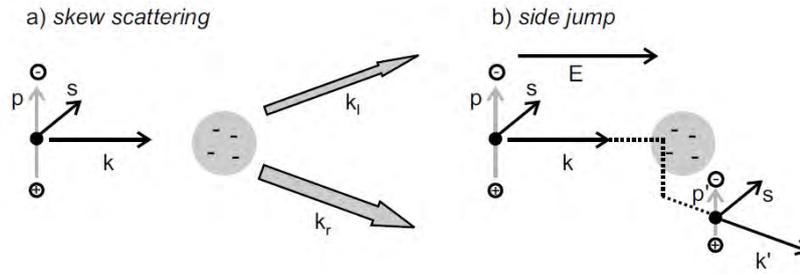


Abbildung 2.1 Veranschaulichung der Erklärungen des AHE: (a) beim sog. Skew-Scattering erfährt ein spinpolarisiertes Elektron bei der Streuung an einem nichtmagnetischen Streuzentrum durch die Wechselwirkung des Elektronenspins mit dem Bahnmoment des Elektrons einen seitlichen Versatz, wodurch eine Querspannung in der ferromagnetischen Probe aufgebaut wird. (b) In der Theorie des Side-Jump-Effekts ändert sich durch die Richtungsänderung des Elektrons bei einem Streuprozess aufgrund der Energieerhaltung der Streuparameter des Elektrons. Dadurch kommt es zu einer seitlichen Versetzung der Bahnkurve, wodurch eine Querspannung in der Probe generiert wird. Abbildung aus [33].

seitliche Verschiebung ist abhängig vom elektrischen Feld und damit auch proportional zu ρ_{xx} , so dass sich ein quadratischer Zusammenhang des Hallwiderstandes mit dem Längswiderstand ergibt[33]:

$$\rho_{xy} \propto \rho_{xx}^2 M(\mathbf{H}) \quad (2.13)$$

Im Allgemeinen treten sowohl der Effekt des Skew-Scatterings, als auch der Side-Jump-Effekt auf. Zusätzlich kann der AHE auch durch intrinsische Effekte, die in Bezug mit der Berry-Phase stehen, erklärt werden. Nähere Informationen hierzu sind in [32, 34, 35] zu finden.

2.2.3 Anisotroper Magnetwiderstand

In ferromagnetischen Materialien unterscheidet sich aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung der Widerstand ρ_{\parallel} für ein Magnetfeld $\mu_0 \mathbf{H}$ parallel zur Stromrichtung \mathbf{j} vom Widerstand ρ_{\perp} für ein Magnetfeld transversal zu \mathbf{j} . Diese Richtungsabhängigkeit des elektrischen Widerstandes verursacht den anisotropen Magnetwiderstand (engl. Anisotropic Magneto Resistance, AMR).

Stellt man den elektrischen Widerstand in Matrixform dar, ergeben sich zusätzlich zu den Diagonalelementen ρ_{\parallel} und ρ_{\perp} zwei Nebendiagonalelemente ρ_H durch den (gewöhn-

lichen und anomalen) Hall-Effekt:

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{\parallel} & -\rho_{\text{H}} & 0 \\ \rho_{\text{H}} & \rho_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{\perp} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Unter Verwendung des Ohmschen Gesetzes $\mathbf{E} = \hat{\rho}\mathbf{j}$ ergibt sich folgender Ausdruck für das elektrische Feld:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \rho_{\perp} [\mathbf{j} - (\mathbf{M}\mathbf{j})\mathbf{M}] + \rho_{\parallel} (\mathbf{M}\mathbf{j})\mathbf{M} + \rho_{\text{H}} \mathbf{M} \times \mathbf{j} \\ &= \rho_{\perp} \mathbf{j} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) (\mathbf{M}\mathbf{j})\mathbf{M} + \rho_{\text{H}} \mathbf{M} \times \mathbf{j} \end{aligned} \quad (2.15)$$

und somit gilt für den longitudinalen Widerstand

$$\rho_{\text{long}} = \frac{\mathbf{E}\mathbf{j}}{j^2} = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2(\theta) \quad (2.16)$$

wobei θ den Winkel zwischen der Magnetisierungsrichtung \mathbf{M} und der Stromrichtung \mathbf{j} bezeichnet (vgl. Abb. 2.2).

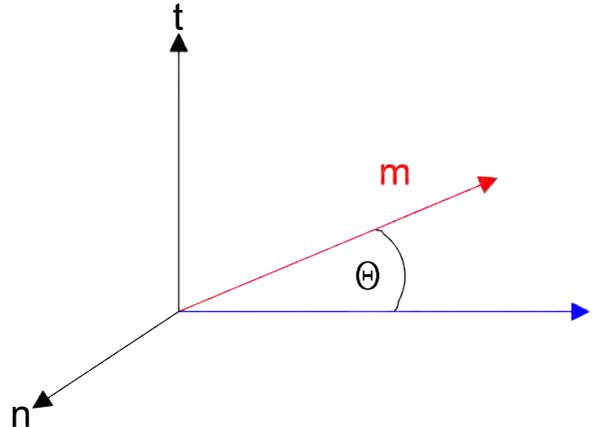


Abbildung 2.2 Lage des Koordinatensystems zur Beschreibung des AMR.

2.2.4 Planarer Hall-Effekt

Durch das Auftreten der Nebendiagonalelemente in der Matrix des elektrischen Widerstandes in Gl. 2.14 tritt auch dann eine Querspannung auf, wenn \mathbf{M} in der $(\mathbf{j}, \mathbf{E}_{\text{trans}})$ -Ebene liegt und daher Hall-Effekte ausgeschlossen sind. Dieses Phänomen wird in der Literatur als planarer Hall-Effekt (PHE) bezeichnet. Der planare Hall-Effekt (auch

Pseudo-Hall-Effekt oder außergewöhnlicher Hall-Effekt) besitzt ähnliche Eigenschaften wie der gewöhnliche Hall-Effekt, beruht jedoch auf dem AMR-Effekt des Ferromagneten. Analog zu Kap. 2.2.3 kann auch der PHE durch das Ohmsche Gesetz beschrieben werden [28]. Es gilt

$$E_y = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{j}}{j} = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})j \sin(\theta) \cos(\theta). \quad (2.17)$$

Damit folgt für den Widerstand

$$\rho_{\text{PHE}} = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \sin(\theta) \cos(\theta). \quad (2.18)$$

Durch die abrupte Änderung der Magnetisierungsrichtung entlang leichter Achsen entsteht ein scharfes Schalten des Querwiderstandes bei geringen Feldern.

Genau genommen handelt es sich beim PHE somit nicht um einen klassischen Hall-Effekt. Der klassische Hall-Effekt ist antisymmetrisch unter Vorzeichenänderung des Magnetfeldes und der Magnetisierung, wohingegen der PHE symmetrisch unter Änderung des Vorzeichens ist. Der planare Hall-Effekt wird in der Regel durch den AHE überlagert. Nur wenn gewährleistet werden kann, dass es keine Magnetisierungskomponente senkrecht zur Filmebene gibt, kann ein reines PHE-Signal beobachtet werden.

2.3 Thermoelektrische und thermomagnetische Effekte

2.3.1 Thermokraft

In einer elektrisch leitfähigen Probe kann ein elektrisches Feld nicht nur durch das Anlegen eines elektrischen Stroms erzeugt werden. Durch Aufprägen einer Temperaturdifferenz zwischen den Enden der Probe kann ebenfalls ein elektrisches Feld generiert werden. Das Entstehen einer elektrischen Spannung zwischen den Enden eines elektrischen Leiters bei angelegtem Temperaturgradienten entlang des Leiters wird als Thermospannung bezeichnet.

Betrachtet man eine beliebige Probe mit angelegtem Temperaturgradienten im Teilchenmodell, so entsteht durch die Temperaturabhängigkeit des elektrochemischen Potentials ein Teilchentransport von der heißen zur kalten Seite der Probe. Diese Teilchen können neben der Entropie auch andere physikalische Eigenschaften wie elektrische La-

dung und Spin transportieren. Anhand der transportierten Eigenschaften lassen sich im Folgenden verschiedene physikalische Effekte unterscheiden:

Tragen die von heiß nach kalt fließenden Teilchen eine elektrische Ladung, entsteht durch den angelegten Temperaturgradienten in einer leitfähigen Probe ein Nettoladungsstrom und man spricht vom thermoelektrischen Effekt bzw. dem Seebeck-Effekt. Transportieren die Teilchen eine Drehimpulsinformation (Spin) $\vec{L} = |\pm\rangle$, bilden sich Thermo-Spin-Effekte wie der Spin-Seebeck-Effekt aus. Da in nicht ferromagnetischen Metallen gleich viele Teilchen mit Spininformation $|+\rangle$ wie mit Spininformation $|-\rangle$ transportiert werden, kann der Spin-Seebeck-Effekt in diesem Fall nicht beobachtet werden. Da der Spintransport jedoch unabhängig von einem Netto-Ladungsstrom ist, tritt der Spin-Seebeck-Effekt in ferromagnetischen Isolatoren auf [10]. Wird zusätzlich ein magnetisches Feld $\mu_0 H$ angelegt, entstehen im Falle eines Ladungstransports magnetothermoelektrische Effekte, sog. Nernst-Effekte. Findet neben dem Ladungstransport im magnetischen Feld ein Drehimpulstransport statt, spricht man von Spin-Nernst-Effekten. Auf diese wird in der vorliegenden Arbeit jedoch nicht weiter eingegangen.

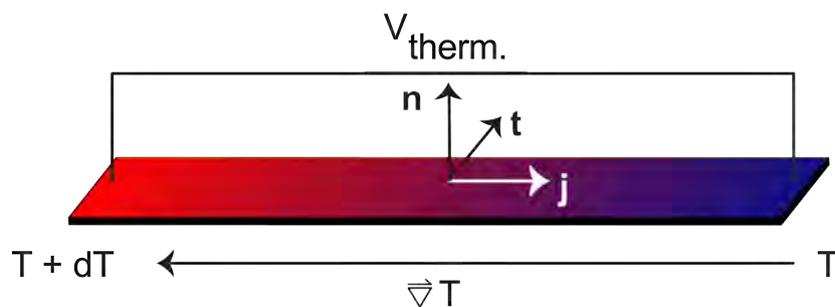


Abbildung 2.3 Darstellung der Thermokraft: Durch den auf eine elektrisch leitfähige Probe aufgeprägten Temperaturgradienten ∇T wird ein elektrisches Feld aufgebaut, das in Form einer Thermospannung V_{thermo} gemessen werden kann.

Somit entsteht in einem elektrischen Leiter mit angelegtem Temperaturgradienten durch den Seebeck-Effekt ein Potentialgefälle längs des Temperaturgradienten, das proportional zur Temperaturdifferenz der Leiterenden ist, wobei der Proportionalitäts-

faktor S als Seebeck-Koeffizient bezeichnet wird [36]:

$$E_{\text{thermo}} = S \cdot \nabla T. \quad (2.19)$$

Für kleine Temperaturdifferenzen ΔT gilt $\nabla T \approx \frac{\Delta T}{l}$. Damit kann die über eine Distanz l abfallende Thermospannung $E_{\text{thermo}} = -V_{\text{thermo}}/l$ geschrieben werden als

$$V_{\text{thermo}} = -S \cdot \Delta T. \quad (2.20)$$

Analog zum elektrischen Widerstand tritt auch S im Allgemeinen als Tensor zweiter Stufe \hat{S} auf. Auf die Symmetrieeigenschaften und einen Vergleich zwischen Thermokrafttensor und Widerstandstensor wird in Kap. 2.4 und Kap. 2.5 detailliert eingegangen³. Dieser Vergleich ist das zentrale Ziel dieser Arbeit. Die winkelabhängige Thermokraft wird im Folgenden als ADMTP (engl. Angle Dependent Magneto Thermo Power) bezeichnet.

2.3.2 Nernst-Effekt

Das thermoelektrische Analogon zum gewöhnlichen Hall-Effekt wird - wie in Kap. 2.3.1 eingeführt wurde - als Nernst-Effekt bezeichnet. Dieser beschreibt den korrespondierenden Koeffizienten zum Seebeck-Koeffizienten in Anwesenheit eines magnetischen Feldes, der im Folgenden ebenfalls mit \hat{S} bezeichnet wird. Für ein magnetisches Feld $\mu_0 H_z$ entlang der z-Achse und einen Temperaturgradienten $\frac{dT}{dx}$ entlang der x-Richtung⁴ entsteht aufgrund der Lorentz-Kraft ein transversales elektrisches Feld E_y (vgl. Abb. 2.4).

2.4 Reihenentwicklung des Widerstandstensors

In Kap. 2.2.3 und Kap. 2.3 wurden resistive und thermogalvanische Effekte in der Tensorarstellung eingeführt. Grundsätzlich unterscheiden sich beide Effekte nur durch die

³Es ist anzumerken, dass aus der Definition der Response-Größen des Wärme- bzw. Ladungstransports folgt, dass der Thermokrafttensor \hat{S} und der Widerstandstensor $\hat{\rho}$ keine analogen Größen sind [37].

⁴In der vorliegenden Arbeit wird die Proben temperatur entlang der y-Richtung als homogen angenommen, d.h. aus einem Temperaturgradienten entlang der y-Richtung resultierende Ettingshausen-Effekte werden vernachlässigt.

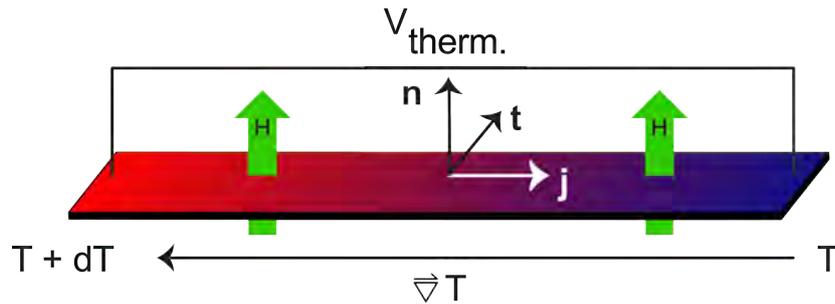


Abbildung 2.4 Darstellung des Nernst-Effektes: Befindet sich eine elektrisch leitfähige Probe mit aufgeprägtem Temperaturgradienten in einem externen Magnetfeld \mathbf{H} , so bewirkt die Lorentzkraft die Entstehung eines elektrischen Feldes senkrecht zu Magnetfeldrichtung und Temperaturgradienten.

Art der Erzeugung der elektrischen Spannung durch Anlegen eines elektrischen Stroms bzw. eines Wärmestroms. Dass der Übergang von einem durch einen externen Strom aufgeprägtem Ladungstransport zu einem thermogalvanischen Transport weitreichende physikalische Unterschiede beinhaltet, wird in den folgenden Kapiteln durch eine Reihentwicklung der Widerstands- und Thermokrafttensoren dargestellt.

In den vorliegenden theoretischen Überlegungen wird angenommen, dass das totale magnetische Moment des Ferromagneten im Rahmen des Stoner-Wohlfarth-Modells beschrieben werden kann. In dieser Annahme besteht die gesamte ferromagnetische Schicht aus einer einzigen ferromagnetischen Domäne. Für den Fall eines einkristallinen, eindomänigen Kristalls bekommt die Kristallsymmetrie eine große Bedeutung zur Beschreibung elektrischer und thermogalvanischer Transportphänomene. Durch das Neumannsche Prinzip muss jede physikalische Größe dieses einkristallinen Systems die Kristallsymmetrie beinhalten. Der Magnetotransport ist folglich abhängig von der Orientierung des Magnetisierungsvektors \mathbf{M} relativ zu den Kristallachsen, wohingegen bei polykristallinen Kristallen der Transport lediglich vom Winkel zwischen der Magnetisierungsrichtung \mathbf{M} und der Stromrichtung \mathbf{j} abhängt.

Im Folgenden wird die Entwicklung des Widerstandstensors in Abhängigkeit der Magnetisierung nach Limmer *et al.* [38, 39] erläutert. Die Entwicklung des Thermokrafttensors ist in Kap. 2.5 beschrieben.

Zur Beschreibung der magnetisierungsabhängigen Phänomene definieren wir dabei zunächst einen Magnetisierungsvektor $\mathbf{M} = M \cdot \mathbf{m}$ mit der Amplitude M und dem Vektor \mathbf{m} längs der Magnetisierungsrichtung. \mathbf{j} sei der Vektor der Stromdichte, \mathbf{n} der

Normalen-Vektor senkrecht zur Filmebene und $\mathbf{t} = \mathbf{n} \times \mathbf{j}$ der Vektor in der Filmebene senkrecht zur Stromrichtung. Die Lage des Koordinatensystems wird derart gewählt, dass die x-, y- und z-Achsen in [100],[010] bzw. [001]-Richtung zeigen. Eine schematische Darstellung der Probengeometrie für ADMR-Messungen ist in Abb. 2.5 zu sehen. Durch den angelegten Strom \mathbf{J} entlang der \mathbf{j} -Richtung entsteht ein Gradient des elektrochemischen Potentials, der analog zu dem Temperaturgradienten in den Thermokraft-Messungen verläuft (vgl. Abb. 2.3).

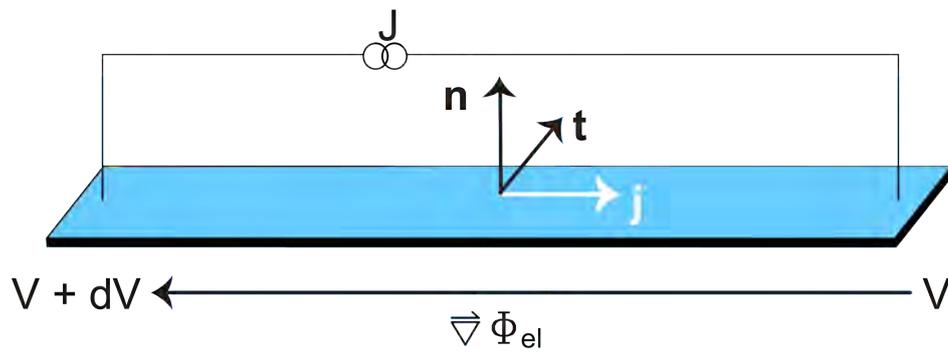


Abbildung 2.5 Darstellung der Probengeometrie in resistiven Messungen. Durch Anlegen eines elektrischen Stroms entlang \mathbf{j} bildet sich ein Gradient des elektrochemischen Potentials entlang der Probe aus.

In klassischen Magnetotransport-Messungen entstehen die gemessenen Longitudinal- und Transversalspannungen V_{long} und V_{trans} aus den longitudinalen bzw. transversalen Komponenten des elektrischen Feldes, d.h. $E_{\text{long}} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ und $E_{\text{trans}} = \mathbf{t} \cdot \mathbf{E}$. Unter Verwendung des Ohmschen Gesetzes $\mathbf{E} = \hat{\rho} \cdot \mathbf{J}$ mit dem Widerstandstensor $\hat{\rho}$ und der Stromdichte $\mathbf{J} = J \cdot \mathbf{j}$ können die Longitudinal- und Transversalkomponente des Widerstandstensors wie folgt geschrieben werden (vgl. Gl. 2.2 und Gl. 2.3):

$$\rho_{\text{long}} = \frac{E_{\text{long}}}{J} = \mathbf{j} \cdot \hat{\rho} \cdot \mathbf{j} \quad (2.21)$$

$$\rho_{\text{trans}} = \frac{E_{\text{trans}}}{J} = \mathbf{t} \cdot \hat{\rho} \cdot \mathbf{j}. \quad (2.22)$$

Folgt man Birss [40] und Muduli *et al.* [41] und entwickelt den Widerstandstensor $\hat{\rho}$ in Ordnungen der Magnetisierung unter Verwendung der Einsteinschen Summenkonvention, erhält man:

$$\rho_{ij} = a_{ij} + a_{ijk}m_k + a_{ijkl}m_k m_l + \dots \quad (2.23)$$

Bei der Beschreibung des Magnetwiderstandes reduziert sich die Anzahl der unabhängigen Koeffizienten a_i in den einzelnen Entwicklungsordnungen durch die Symmetrie des betrachteten Kristalls. Dabei gilt das Neumannsche Prinzip, d.h. die Symmetrie der physikalischen Eigenschaften des Kristalls muss die Symmetrieelemente der Punktgruppe des Kristalls erhalten [42]. Für einen Kristall der Raumgruppe $T_d = \bar{4}3m$ mit kubischer Symmetrie gilt

$$a_{ij} = R_{io}R_{jp}a_{op} \quad (2.24)$$

$$a_{ijk} = \det(R)R_{io}R_{jp}R_{kq}a_{opq} \quad (2.25)$$

$$a_{ijkl} = (\det(R))^2 R_{io}R_{jp}R_{kq}R_{lr}a_{opqr} \quad (2.26)$$

$\vdots = \vdots$

mit den erzeugenden Matrizen R_8 und R_9 [40]:

$$R_8 = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad R_9 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

In tetragonaler Symmetrie hingegen treten als erzeugende Matrizen R_2 und R_8 auf:

$$R_2 = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad R_8 = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

Desweiteren gelten die Identität $m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$ und das Kommutativgesetz der Multiplikation $m_a \cdot m_b = m_b \cdot m_a$ für alle Komponenten der Magnetisierung.

Zusätzlich gelten für ADMR-Entwicklungen die Onsager-Relationen $\rho_{ij}(-\mathbf{m}, -\mathbf{H}) = \rho_{ij}(\mathbf{m}, \mathbf{H})$ und damit $a_{ij} = a_{ji}$ für eine gerade Anzahl und $a_{ijk} = -a_{jik}$ für eine ungerade Anzahl an Entwicklungsindices [40, 42, 43].

Unter Berücksichtigung all dieser Restriktionen und Identitäten erhält man für die Entwicklung des Widerstandstensors bis zur vierten Ordnung in kubischer Symmetrie

[39]:

$$\begin{aligned}
\hat{\rho}_{\text{cubic}} = & A \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} B \begin{pmatrix} 0 & -m_z & m_y \\ m_z & 0 & -m_x \\ -m_y & m_x & 0 \end{pmatrix} + C_1 \begin{pmatrix} m_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_z^2 \end{pmatrix} \\
& + C_2 \begin{pmatrix} 0 & m_x m_y & m_x m_z \\ m_x m_y & 0 & m_y m_z \\ m_x m_z & m_y m_z & 0 \end{pmatrix} + D \begin{pmatrix} 0 & -m_z^3 & m_y^3 \\ m_z^3 & 0 & -m_x^3 \\ -m_y^3 & m_x^3 & 0 \end{pmatrix} \\
& + E_1 \begin{pmatrix} m_x^4 & 0 & 0 \\ 0 & m_y^4 & 0 \\ 0 & 0 & m_z^4 \end{pmatrix} + E_2 \begin{pmatrix} m_y^2 m_z^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_x^2 m_z^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_x^2 m_y^2 \end{pmatrix} \\
& + E_3 \begin{pmatrix} 0 & m_x m_y m_z^2 & m_x m_y^2 m_z \\ m_x m_y m_z^2 & 0 & m_x^2 m_y m_z \\ m_x m_y^2 m_z & m_x^2 m_y m_z & 0 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\mathbf{m}^5). \tag{2.29}
\end{aligned}$$

Dabei sind die Koeffizienten $A, B, C_1, C_2, D, E_1, E_2$ und E_3 Linearkombinationen der Entwicklungskoeffizienten a_i (vgl. [38]).

Für Kristalle mit tetragonaler Symmetrie gilt [39]:

$$\hat{\rho}_{\text{tetragonal}} = \hat{\rho}_{\text{cubic}} + \Delta\rho \tag{2.30}$$

mit

$$\begin{aligned}
\Delta\rho = & a \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + b \begin{pmatrix} 0 & m_z & 0 \\ -m_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} c_3 m_x^2 & 0 & c_2 m_x m_z \\ 0 & c_3 m_z^2 & c_2 m_y m_z \\ c_2 m_x m_z & c_2 m_y m_z & c_1 m_z^2 \end{pmatrix} \\
& + \begin{pmatrix} 0 & d_1 m_z^3 & -d_2 m_y m_z^2 \\ -d_1 m_z^3 & 0 & d_2 m_x m_z^2 \\ d_2 m_y m_z^2 & -d_2 m_x m_z^2 & 0 \end{pmatrix} \\
& + \begin{pmatrix} e_2 m_y^2 m_z^2 + e_4 m_z^4 & e_3 m_x m_y m_z^2 & e_6 m_x m_y^2 m_z + e_7 m_x m_z^3 \\ e_3 m_x m_y m_z^2 & e_2 m_x^2 m_z^2 + e_4 m_z^4 & e_6 m_x^2 m_y m_z + e_7 m_y m_z^3 \\ e_6 m_x m_y^2 m_z + e_7 m_x m_z^3 & e_6 m_x^2 m_y m_z + e_7 m_y m_z^3 & e_5 m_x^2 m_y^2 + e_1 m_z^4 \end{pmatrix} \\
& + \mathcal{O}(\mathbf{m}^5). \tag{2.31}
\end{aligned}$$

Angewendet auf die Projektion des Widerstandstensors longitudinal bzw. transversal zur Stromrichtung ergibt sich mit Hilfe elementarer vektoralgebraischer Umformungen bis zur vierten Entwicklungsordnung in tetragonaler Symmetrie für (001)-orientierte Proben mit einem Stromfluss entlang [110]:

$$\rho_{\text{long,tetragonal}} = \rho_0 + \rho_1 m_j^2 + \rho_2 m_n^2 + \rho_3 m_j^4 + \rho_4 m_n^4 + \rho_5 m_j^2 m_n^2 \quad (2.32)$$

und

$$\rho_{\text{trans,tetragonal}} = \rho_6 m_n + \rho_7 m_j m_t + \rho_8 m_n^3 + \rho_9 m_j m_t m_n^2. \quad (2.33)$$

Beiträge mit Abhängigkeiten von m_j und m_t beschreiben die In-plane-Komponenten des spezifischen Widerstandes, die Out-of-plane-Komponenten werden durch Terme proportional zu m_n repräsentiert. Dabei stellen die Koeffizienten ρ_1 und ρ_3 im longitudinalen Widerstand den Einfluss des anisotropen Magnetwiderstandes dar, die Koeffizienten ρ_6 und ρ_8 im transversalen Widerstand spiegeln den anomalen Hall-Effekt wieder. Der planare Hall-Effekt zeigt sich im Koeffizienten ρ_7 des transversalen Widerstandes. Die in diesem Kapitel dargestellte Reihenentwicklung des Längs- und Querwiderstandes liefert die Grundlage der in Kap. 2.7 beschriebenen Simulation des Magnetwiderstandes. Eine Auflistung der einzelnen Koeffizienten ist in [38] und [44] zu finden.

2.5 Reihenentwicklung des Thermokraftensors

Analog zur Entwicklung des Widerstandstensors wird im Folgenden eine Entwicklung des Thermokraftensors zur Beschreibung thermogalvanischer Effekte durchgeführt. Wie im vorherigen Kapitel wird der Thermokrafttensor \hat{S} dabei in Ordnungen der Magnetisierung entwickelt:

$$S_{ij} = \alpha_{ij} + \alpha_{ijk} m_k + \alpha_{ijkl} m_k m_l + \alpha_{ijklm} m_k m_l m_m + \alpha_{ijklmn} m_k m_l m_m m_n \dots \quad (2.34)$$

Die Einschränkung der auftretenden Entwicklungskoeffizienten aufgrund der Kristallsymmetrie gemäß des Neumannschen Prinzips gelten dabei weiterhin [42]. Da die Onsager-Relationen jedoch nur eine Verknüpfung der Thermokraft-Koeffizienten mit den Peltierkoeffizienten beinhalten [15, 16], tragen die Onsager-Relationen in diesem Fall nicht zu einer weiteren Reduktion der auftretenden Entwicklungskoeffizienten bei. Daher kann sich die Gestalt des Thermokraftensors vom elektrischen Widerstandstensor

sor qualitativ unterscheiden [42, 45, 46]. Analog zu Gl. 2.24 - Gl. 2.26 gilt:

$$\alpha_{ij} = R_{io}R_{jp}\alpha_{op} \quad (2.35)$$

$$\alpha_{ijk} = \det(R)R_{io}R_{jp}R_{kq}\alpha_{opq} \quad (2.36)$$

$$\alpha_{ijkl} = (\det(R))^2 R_{io}R_{jp}R_{kq}R_{lr}\alpha_{opqr} \quad (2.37)$$

$$\vdots = \vdots$$

Folgt man den o.g. (Neumannschen) Symmetrieargumenten, erhält man für die Entwicklung des Thermokrafttensors bis zur vierten Ordnung in der Magnetisierung in kubischer Symmetrie:

$$\begin{aligned} \hat{S}_{\text{cubic}} = & A \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -B_2m_z & B_2m_y \\ B_1m_z & 0 & -B_2m_x \\ -B_1m_y & B_1m_x & 0 \end{pmatrix} \\ & + C_1 \begin{pmatrix} m_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_z^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & C_3m_xm_y & C_3m_xm_z \\ C_2m_xm_y & 0 & C_3m_y m_z \\ C_2m_xm_z & C_2m_y m_z & 0 \end{pmatrix} \\ & + \begin{pmatrix} 0 & -D_2m_z^3 & D_2m_y^3 \\ D_1m_z^3 & 0 & -D_2m_x^3 \\ -D_1m_y^3 & D_1m_x^3 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & D_3m_y^2m_z & -D_3m_y^2m_z \\ D_3m_y^2m_z & 0 & D_3m_xm_z^2 \\ -D_3m_y m_z^2 & D_3m_xm_z^2 & 0 \end{pmatrix} \\ & + E_1 \begin{pmatrix} m_x^4 & 0 & 0 \\ 0 & m_y^4 & 0 \\ 0 & 0 & m_z^4 \end{pmatrix} + E_2 \begin{pmatrix} m_y^2m_z^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_x^2m_z^2 \\ 0 & 0 & m_x^2m_y^2 \end{pmatrix} \\ & + \begin{pmatrix} 0 & E_4m_xm_y m_z^2 & E_4m_xm_y^2m_z \\ E_3m_xm_y m_z^2 & 0 & E_4m_x^2m_y m_z \\ E_3m_xm_y^2m_z & E_3m_x^2m_y m_z & 0 \end{pmatrix} \\ & + \begin{pmatrix} 0 & -E_5m_xm_y^3 & -E_5m_xm_z^3 \\ E_5m_xm_y^3 & 0 & -E_5m_y m_z^3 \\ E_5m_xm_z^3 & E_5m_y m_z^3 & 0 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\mathbf{m}^5). \quad (2.38) \end{aligned}$$

Analog zur Vorgehensweise bei der Reihenentwicklung des Widerstandstensors kann der Thermokrafttensor unter Verwendung der entsprechenden Symmetrisierungsmatrizen

R_8 und R_9 auch für Kristalle mit tetragonaler Symmetrie entwickelt werden:

$$\begin{aligned}
 \hat{S}_{\text{tetragonal}} = & \begin{pmatrix} A_1 & 0 & 0 \\ 0 & A_1 & 0 \\ 0 & 0 & A_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -B_3 m_z & B_4 m_y \\ B_1 m_z & 0 & -B_4 m_x \\ -B_2 m_y & B_2 m_x & 0 \end{pmatrix} \\
 & + \begin{pmatrix} C_1 m_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & C_1 m_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & C_2 m_z^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & C_5 m_x m_y & C_6 m_x m_z \\ C_3 m_x m_y & 0 & C_6 m_y m_z \\ C_4 m_x m_z & C_4 m_y m_z & 0 \end{pmatrix} \\
 & + \begin{pmatrix} 0 & -D_3 m_z^3 & -D_4 m_y^3 \\ D_1 m_z^3 & 0 & D_4 m_x^3 \\ -D_2 m_y^3 & D_2 m_x^3 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -D_5 m_y^2 m_z & -D_7 m_y m_z^2 \\ D_5 m_y^2 m_z & 0 & D_7 m_x m_z^2 \\ -D_6 m_y m_z^2 & D_6 m_x m_z^2 & 0 \end{pmatrix} \\
 & + \begin{pmatrix} -D_8 m_x m_y m_z & 0 & 0 \\ 0 & D_8 m_x m_y m_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_1 m_x^4 & 0 & 0 \\ 0 & E_1 m_y^4 & 0 \\ 0 & 0 & E_2 m_z^4 \end{pmatrix} \\
 & + \begin{pmatrix} E_3 m_y^2 m_z^2 & 0 & 0 \\ 0 & E_3 m_x^2 m_z^2 & 0 \\ 0 & 0 & E_4 m_x^2 m_y^2 \end{pmatrix} \\
 & + \begin{pmatrix} 0 & E_7 m_x m_y m_z^2 & E_8 m_x m_y^2 m_z \\ E_5 m_x m_y m_z^2 & 0 & E_8 m_x^2 m_y m_z \\ E_6 m_x m_y^2 m_z & E_6 m_x^2 m_y m_z & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_9 m_z^4 & 0 & 0 \\ 0 & E_9 m_z^4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\
 & + \begin{pmatrix} 0 & -E_{10} m_x m_y^3 & E_{12} m_x m_z^3 \\ E_{10} m_x m_y^3 & 0 & E_{12} m_y m_z^3 \\ E_{11} m_x m_z^3 & E_{11} m_y m_z^3 & 0 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\mathbf{m}^5). \tag{2.39}
 \end{aligned}$$

Wie beim Magnetwiderstand müssen zum Vergleich mit den Experimenten die Längs- und Querprojektionen des Thermokrafttensors berechnet werden. Man erhält dabei in tetragonaler Symmetrie für (001)-orientierte Filme und Temperaturgradienten entlang der [110]-Richtung

$$S_{\text{long,tetragonal}} = S_0 + S_1 m_j^2 + S_2 m_n^2 + S_3 m_j^4 + S_4 m_n^4 + S_5 m_j^2 m_n^2 + S_A m_j m_t m_n \tag{2.40}$$

$$S_{\text{trans,tetragonal}} = S_6 m_n + S_6 m_j m_t + S_8 m_n^3 + S_9 m_j m_t m_n^2 + S_B m_j^2 m_n + S_C m_j^3 m_t. \tag{2.41}$$

Die bei der Reihenentwicklung des Thermokrafttensors entstandenen Koeffizienten $S_0, \dots, S_9, S_A, S_B$ und S_C sind im Anhang A.1 aufgelistet.

2.6 Vergleich der Reihenentwicklungen des Widerstands- und Thermokrafttensors

In den beiden vorangegangenen Abschnitten wurden die Tensorentwicklungen für resistive sowie thermogalvanische Effekte am Beispiel eines (001)-orientierten ferromagnetischen Dünnsfilms im Rahmen eines Makrospinmodells vorgestellt. Zur Berechnung der Längs- und Querbeiträge wurde dabei ein Transport entlang der [100]- oder [110]-Richtung angenommen. Das nachfolgende Kapitel diskutiert die Unterschiede in den Reihenentwicklungen für das obige Beispiel. Anschließend wird der Einfluss der Substratorientierung anhand einer Rechnung für (311)-orientierte Dünnsfilme in Kap. 2.6.2 untersucht und gezeigt, dass für niedrigsymmetrische Kristalle bereits in niedrigen Entwicklungsordnungen Unterschiede in den Reihenentwicklungen für \hat{S} und $\hat{\rho}$ auftreten.

2.6.1 Kubische Symmetrie mit tetragonaler Verzerrung für (001)-orientierte Filme

Die bei der Reihenentwicklung des Thermokrafttensors erhaltenen Koeffizienten S_0 bis S_9 (vgl. Anhang A.1) sind völlig analog zu den Koeffizienten ρ_i ($0 \leq i \leq 9$) in der Entwicklung des Widerstandstensors (vgl. [44]). Zusätzlich treten in der Reihenentwicklung des Thermokrafttensors bis zur vierten Ordnung noch drei weitere Koeffizienten S_A, S_B und S_C auf:

$$S_A = 6\alpha_{22321} \tag{2.42}$$

$$S_B = 3\alpha_{21311} - 3\alpha_{21322} \tag{2.43}$$

$$S_C = 4\alpha_{212111} - 4\alpha_{212221} \tag{2.44}$$

Diese sind eine Folge der „fehlenden“ Onsager-Restriktionen für die Thermokraft und damit einer Verringerung der Symmetriebedingungen, denen der zu entwickelnde Tensor unterworfen ist.

In den Experimenten im Rahmen der vorliegenden Arbeit soll zum einen untersucht werden, ob der Unterschied der Reihenentwicklungen von Widerstands- und Thermokraft-

Koeffizienten auch aus geeigneten Messungen experimentell ersichtlich ist. Zudem soll der Einfluss der zusätzlichen Koeffizienten S_A , S_B und S_C des Thermokraftensors untersucht werden. Da die zusätzlichen „Seebeck-Koeffizienten“ erst in der vierten Entwicklungsordnung auftreten und die Koeffizienten S_B und S_C Differenzen aus Entwicklungsparametern α_{ijklmn} sind, ist allerdings zu erwarten, dass die Auswirkung dieser Parameter in (001)-orientierten Proben sehr gering sein wird.

2.6.2 Kubische Symmetrie mit tetragonaler Verzerrung für (311)-orientierte Filme

Die Beiträge zum longitudinalen und transversalen Anteil des Thermokraft- bzw. Widerstandstensors hängen, wie die obigen Berechnungen gezeigt haben, sowohl von den Symmetrieeigenschaften, als auch von den Transportrichtungen im Kristall ab. Der nachfolgende Abschnitt befasst sich mit einer Berechnung der Reihenentwicklungen für das niedrigsymmetrische System eines (311)-orientierten, tetragonal verzerrten Kristalls mit eindomäniger Magnetisierung.

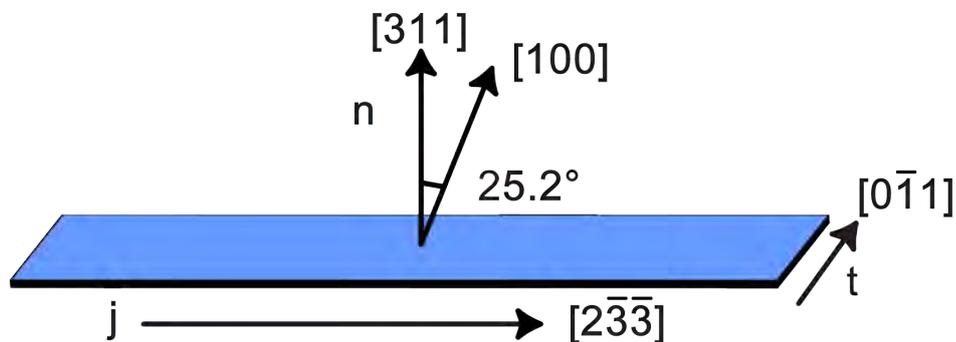


Abbildung 2.6 Lage der Kristallachsen für (311)-orientierte Dünnschichten.

Für (311)-orientierte Filme müssen die Transportrichtungen und damit die Projektionsrichtungen des Widerstands- bzw. Thermokraftensors angepasst werden. Die Skizze in Abb. 2.6 zeigt einen $\mathbf{n} = (311)$ -orientierten Dünnschicht. Die Richtung des Temperaturgradienten bzw. des angelegten Stroms ist parallel zur $\mathbf{j} = [2\bar{3}\bar{3}]$ -Richtung, $\mathbf{t} = [0\bar{1}\bar{1}]$ steht senkrecht auf diese beiden Vektoren. Da die tetragonale Verzerrung entlang der Wachstumsachse $[311]$ liegt, müssen zur Berechnung des Längs- und Queranteils der Tensoren Achsenprojektionen der Transportrichtungen vorgenommen werden. Für die nachfolgende Rechnung gilt somit $\tilde{\mathbf{n}} = [113]$, $\tilde{\mathbf{j}} = [33\bar{2}]$ und $\tilde{\mathbf{t}} = [\bar{1}10]$.

Nachfolgend werden die resistiven bzw. thermoelektrischen Tensorentwicklungen bis zur zweiten Ordnung in Abhängigkeit der Magnetisierung betrachtet. Wie in den vorherigen Abschnitten werden die Tensoren auf die $\tilde{\mathbf{j}}$ -Richtung für den longitudinalen Anteil und auf die $\tilde{\mathbf{t}}$ -Richtung für den transversalen Anteil projiziert (vgl. Gl. 2.2 und Gl. 2.3). Dabei ergibt sich für die Projektion des Widerstandstensors

$$\rho_{\text{long},311} = \rho_0 + \rho_1 m_j^2 + \rho_2 m_j m_n + \rho_3 m_n^2 \quad (2.45)$$

$$\rho_{\text{trans},311} = \rho_{\text{off}} + \rho_4 m_j + \rho_5 m_n + \rho_6 m_j m_t + \rho_7 m_n m_t. \quad (2.46)$$

Die Koeffizienten ρ_i setzen sich aus den Entwicklungskoeffizienten a_{ijkl} der Reihenentwicklung zusammen und sind im Anhang A.2 aufgelistet.

Die Berechnung der longitudinalen und transversalen Anteile des Thermokrafttensors für (311)-orientierte Filme erfolgt analog und führt zu folgendem Ergebnis:

$$S_{\text{long},311} = S_0 + S_1 m_j^2 + S_2 m_j m_n + S_3 m_n^2 + S_\alpha m_t \quad (2.47)$$

$$S_{\text{trans},311} = S_{\text{off}} + S_4 m_j + S_5 m_n + S_6 m_j m_t + S_7 m_n m_t. \quad (2.48)$$

Die Koeffizienten S_i sind Anhang A.3 zu entnehmen.

Offensichtlich tritt bei (311)-orientierten Filmen mit $S_\alpha m_t$ bereits in erster Ordnung ein Unterschied in den Reihenentwicklungen des Widerstands- und Thermokrafttensors auf. Der Koeffizient S_α wird aus der Summe zweier Entwicklungsparameter a_{ijk} gebildet:

$$S_\alpha = \frac{3\sqrt{2}}{11} (a_{231} + a_{321}) \quad (2.49)$$

Somit ist zu erwarten, dass der Einfluss dieses Seebeck-Parameters auf die Simulation der longitudinalen Messdaten im Vergleich zu (001)-orientierten Filmen wesentlich größer und einfach experimentell nachzuweisen ist.

2.7 Simulation

Zur Bestimmung der Koeffizienten der Reihenentwicklung des Widerstands- und des Thermokrafttensors aus den Messdaten wurde von M. Althammer und A. Krupp [44]

ein LabView-basiertes Simulationsprogramm geschrieben, das im Rahmen der vorliegenden Arbeit erweitert wurde. Mit Hilfe des Simulationsprogramms kann eine Anpassung an die Messdaten des Längs- und Querwiderstandes bzw. des Längs- und Queranteils des Thermokrafttensors durch Wahl geeigneter Anisotropieparameter und Entwicklungskoeffizienten erstellt werden.

2.7.1 Simulation der magnetischen Anisotropie und der Widerstandskoeffizienten

Das Programm zur Simulation der Messdaten basiert auf den theoretischen Überlegungen zur magnetischen Anisotropie, dem Magnetotransport und den thermoelektrischen Effekten aus Kap. 2.1 bis Kap. 2.5.

Die magnetische Anisotropie einer Probe wird im Folgenden unter der Annahme bestimmt, dass die Magnetisierung $\mathbf{M} = M\mathbf{m}$ stets eindomänig ist (Makrospin) und immer in Richtung des Minimums der freien Energie zeigt (vgl. Kap. 2.1). Die freie Energie wird für (001)-orientierte Proben durch

$$F_{\text{tot}} = -\mu_0 \mathbf{H} \mathbf{m} + B_c (m_x^4 + m_y^4 + m_z^4) + \frac{1}{2} B_{110} (m_x m_y)^2 + B_{001} m_z^2 \quad (2.50)$$

beschrieben. Dabei wird in kubischen Systemen mit tetragonaler Verzerrung die Dominanz der kubischen Kristallsymmetrie berücksichtigt und der zweite Beitrag der kubischen Anisotropie ($B_{c,2} \propto m^6$) zur freien Energie vernachlässigt. Die Bestimmung der magnetischen Anisotropie erfolgt durch Anpassung der Parameter B_c , B_{110} und B_{001} an die Messdaten.

Außerdem können die Koeffizienten der Reihenentwicklungen bestimmt werden. Die Entwicklungen bis zur vierten Ordnung in der Magnetisierung des Längs- und Queranteils des Widerstandstensors lauten für eine kubische Kristallstruktur mit tetragonaler Verzerrung

$$\rho_{\text{long,tetragonal}} = \rho_0 + \rho_1 m_j^2 + \rho_2 m_n^2 + \rho_3 m_j^4 + \rho_4 m_n^4 + \rho_5 m_j^2 m_n^2 \quad (2.51)$$

$$\rho_{\text{trans,tetragonal}} = \rho_6 m_n + \rho_7 m_j m_t + \rho_8 m_n^3 + \rho_9 m_j m_t m_n^2. \quad (2.52)$$

Um eine qualitative Aussage über die Güte der einzelnen Simulationen treffen zu können, wurde gemäß der Formel

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left| \frac{(s_k - x_k)^2}{x_k} \right| \quad (2.53)$$

die Fitgüte χ^2 für den Längs- und Querwiderstand in das Simulationsprogramm implementiert [47]. N ist dabei die Anzahl der Simulations- bzw. Datenpunkte und s_k der Simulationswert zum k -ten Datenpunkt x_k . Die Fitgüte ist ein Maß für die normierte Summe der mittleren quadratischen Abweichung der Simulationskurve von der Messkurve und nimmt im Idealfall den Wert $\chi^2 = 0$ an. Zusätzlich kann die Güte der Simulationsparameter für mehrere Datensätze mit unterschiedlichen Probenorientierungen und Feldstärken durch

$$\chi_{\text{long}}^2 = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L \chi_{\text{long},l}^2 \quad (2.54)$$

und

$$\chi_{\text{trans}}^2 = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L \chi_{\text{trans},l}^2 \quad (2.55)$$

qualitativ erfasst werden. L ist dabei die Anzahl der verwendeten Datensätze und $\chi_{\text{long},l}^2$ bzw. $\chi_{\text{trans},l}^2$ sind die Fitgüten der einzelnen Simulationen des Längs- und Querwiderstandes bei einer bestimmten Orientierung und Feldstärke.

2.7.2 Simulation der Thermokraft-Koeffizienten

Die Simulation der Entwicklungsparameter S_i des Thermokrafttensors gemäß der Ausdrücke

$$S_{\text{long,tetragonal}} = S_0 + S_1 m_j^2 + S_2 m_n^2 + S_3 m_j^4 + S_4 m_n^4 + S_5 m_j^2 m_n^2 + S_A m_j m_t m_n \quad (2.56)$$

$$S_{\text{trans,tetragonal}} = S_6 m_n + S_6 m_j m_t + S_8 m_n^3 + S_9 m_j m_t m_n^2 + S_B m_j^2 m_n + S_C m_j^3 m_t \quad (2.57)$$

aus Kap. 2.5 erfolgt analog zur Simulation der Widerstandskoeffizienten. Auch in diesem Fall kann die Güte der Simulation über die Ausdrücke χ_{long}^2 und χ_{trans}^2 bestimmt werden. Da die magnetische Anisotropie einer Probe unabhängig von der Art des durchgeführten Transportexperiments ist, gilt deren Beschreibung aus dem obigen Kap. 2.7.1 weiterhin.

2.7.3 Vorgehen bei der Simulation der Messdaten

Die einzelnen Schritte zur Simulation der Messdaten werden im Folgenden am Beispiel der Entwicklungskoeffizienten des Widerstandstensors beschrieben. Zur Simulation der Koeffizienten des Thermokrafttensors ist das Vorgehen analog. Die magnetische Anisotropie der Probe ist für ADMR- und ADMTP-Messungen identisch und kann aus bereits simulierten Datensätzen des ADMR übernommen werden. Zusätzlich zu den zu ρ_i äquivalenten Parametern S_i treten die Seebeck-Parameter S_A , S_B und S_C auf, die in den einzelnen Simulationsschritten ebenfalls gewählt und optimiert werden müssen.

Zur Bestimmung der Parameter B_c , B_{110} , B_{001} , ρ_{off} , ρ_0 , ρ_1 , ρ_2 , ρ_3 , ρ_4 , ρ_5 , ρ_6 , ρ_7 , ρ_8 und ρ_9 geht man folgendermaßen vor [44]:

1. Zunächst werden geschätzte Anisotropieparameter B_c , B_{110} und B_{001} in das Simulationsprogramm eingesetzt. Durch Wahl eines hohen Wertes für B_{001} wird gewährleistet, dass die Magnetisierung in der Probenebene liegt.
2. Anschließend werden die Widerstandsparameter ρ_i bestimmt. Dazu verwendet man einen Datensatz mit hohem externen Magnetfeld, da in diesem Fall der Zeemann-Beitrag die freie Energie dominiert und die Magnetisierung so der Richtung des externen Magnetfeldes folgt. Daher ist der Einfluss der magnetischen Anisotropie in diesem Fall minimal. Bei der Simulation der Messdaten beginnt man üblicherweise mit dem ip-Datensatz, da in diesem Fall durch $(\mathbf{m} \cdot \mathbf{n}) = 0$ nur ρ_0 , ρ_1 und ρ_3 zu ρ_{long} und ρ_{off} und ρ_6 zu ρ_{trans} beitragen. Anschließend werden durch Simulation der oop-Datensätze die übrigen Parameter bestimmt und die ρ_i solange optimiert, bis sich bei allen Orientierungen ein möglichst guter Fit an die Messdaten einstellt. Dies geschieht durch Vergleich der Fitgüten χ^2 für die einzelnen Datensätze und durch Minimierung der Fitgüten für Längs- und Querwiderstand, χ_{long}^2 und χ_{trans}^2 .
3. Bei geringen Feldstärken ist der Einfluss der magnetischen Anisotropie nicht mehr gegenüber dem Zeemann-Beitrag zu vernachlässigen. Die Parameter B_c und B_{110} können nun für den ip-Datensatz bei der niedrigsten Feldstärke bestimmt werden.
4. Die Parameter der magnetischen Anisotropie sind unabhängig von der Stärke $|\mathbf{H}|$ des externen Feldes. Ebenso können auch die Entwicklungsparameter ρ_i des Widerstandstensors als magnetfeldunabhängig angenommen werden. Lediglich die

Parameter ρ_0 und ρ_{off} zur Offset-Korrektur der Messdaten unterscheiden sich für verschiedene Magnetfeldstärken. Durch eine iterative Anpassung der ρ_i werden im Folgenden die Fitgüten χ_{long}^2 und χ_{trans}^2 für alle ip-Datensätze minimiert.

5. Nachdem die ip-Datensätze bestmöglich simuliert wurden, können durch Verwendung der oopj-Daten die restlichen Entwicklungskoeffizienten ρ_i bestimmt werden. Nach einer ersten Wahl der ρ_i wird die uniaxiale magnetische Anisotropie B_{001} für den Datensatz mit der geringsten Feldstärke bestimmt. Anschließend werden die ρ_i unter Minimierung der Fitgüten χ_{long}^2 und χ_{trans}^2 für alle ip- und oopj-Datensätze optimiert.
6. Zur Kontrolle der gewählten Parameter werden abschließend alle oopt-Datensätze in die Simulation aufgenommen. Da die ρ_i bereits aus den vorangegangenen Simulationen bestimmt wurden, sollte lediglich eine Anpassung der Offset-Parameter ρ_0 und ρ_{off} nötig sein, um minimale Fitgüten zu erreichen.

3 Material und Methoden

Das nachfolgende Kap. 3.1 gibt eine Einführung über die Grundlagen der verwendeten ferromagnetischen Dünnschichten aus (Ga,Mn)As. Anschließend wird in Kap. 3.2 die Präparation der unterschiedlichen Proben erläutert. Der verwendete Magnetkryostat wird in Kap. 3.3 beschrieben. In Kap. 3.4 wird das dreiteilige Probenträgersystem und die zur Beschreibung der Experimente verwendete Notation der Rotationskonfigurationen vorgestellt. Zudem werden in Kap. 3.5 die angewendeten Messtechniken eingeführt.

3.1 Der verdünnte ferromagnetische Halbleiter (Ga,Mn)As

Vor 25 Jahren konnte von T. Story und R. Galazka gezeigt werden, dass die Curie-Temperatur von Mn^{2+} -dotiertem $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ durch die Ladungsträgerdichte beeinflusst werden kann [48]. Dies war die Geburtsstunde der sog. verdünnten magnetischen Halbleiter (engl. Diluted Magnetic Semiconductors, DMS). In den darauf folgenden Jahren wurden viele weitere DMS-Verbindungen durch Dotierung gewöhnlicher Halbleiter mit magnetischen Atomen entdeckt. Als besonders erfolgreich hat sich dabei die Dotierung mit Übergangsmetallen wie Chrom oder Eisen, vor allem aber mit Mangan herausgestellt.

1996 stellte H. Ohno erstmals mangandotiertes GaAs als verdünnten magnetischen Halbleiter vor [49]. Diese Verbindung erwies sich in den darauf folgenden Jahren als sehr vielversprechender Kandidat für die Entwicklung von Spintransistoren, da (Ga,Mn)As mit dem für die Ausbildung eines hochbeweglichen zweidimensionalen Elektronengases (engl. 2DEG) bekannten System GaAs/AlGaAs kompatibel ist [50]. Mangan eignet sich zur Dotierung von GaAs vor allem wegen der Lage des Dotierniveaus zur Bandlücke des Halbleiters, außerdem besitzt Mangan als Übergangselement eine halb gefüllte 3d-Schale und damit ein maximales magnetisches Moment von $\frac{5}{2}\mu_B$ [51, 52]. Zudem konnte

die Curie-Temperatur von (Ga,Mn)As in den letzten Jahren von $T_c = 60$ K auf über $T_c = 170$ K gesteigert werden [53], Curie-Temperaturen oberhalb Raumtemperatur erscheinen zumindest nach theoretischen Überlegungen möglich[54].

Zur Herstellung von ferromagnetischem (Ga,Mn)As muss eine Dichte von mehr als 10^{19} cm^{-3} an magnetischen Mn-Atomen in den Wirtshalbleiter GaAs eingebaut werden. Da die Löslichkeit der Mn-Atome in diesen Verbindungen jedoch bei etwa 10^{18} cm^{-3} liegt, kann (Ga,Mn)As mittels Molekularstrahlepitaxie nur jenseits der Gleichgewichtsbedingungen bei Temperaturen unter 300° C (engl. Low Temperature Molecular Beam Epitaxy, kurz LT-MBE) hergestellt werden. Die Wachstumstemperatur muss dabei an die gewünschte Mn-Konzentration angepasst werden [55].

Der Verbindungshalbleiter GaAs tritt in einer Zinkblendestruktur auf, die Verbindung MnAs hingegen kristallisiert in einer hexagonalen Nickelarsenidstruktur. Im Idealfall besetzen die Mn-Atome beim Wachsen von (Ga,Mn)As die Ga-Plätze der Zinkblendestruktur (vgl. Abb. 3.1(a)).

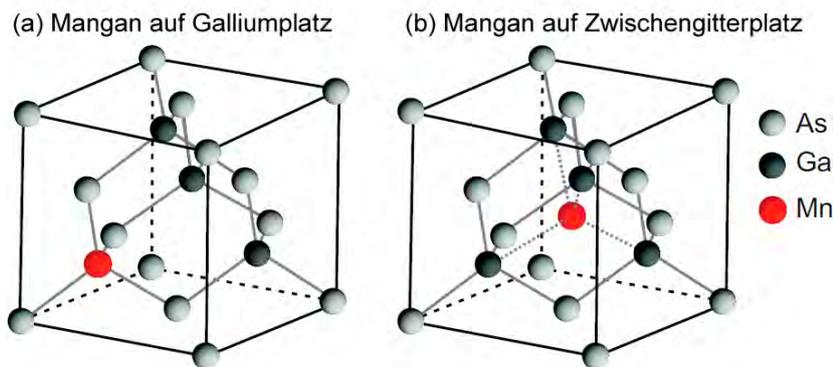


Abbildung 3.1 Mn-Positionen in (Ga,Mn)As: (a) Idealerweise besetzt das Mn-Atom einen Ga-Platz in der Zinkblendestruktur von GaAs. Um die Edelgaskonfiguration aufrecht zu erhalten, wird ein Valenzbandelektron von Mn benötigt. Dadurch wirkt Mn in dieser Konstellation als Akzeptor. (b) Besetzt das Mn einen Zwischengitterplatz im Zentrum eines Ga-Tetraeders, wirkt das Mn-Ion hingegen als doppelter Donator. Abbildung aus [33].

Betrachtet man die Elektronenkonfigurationen der beteiligten Elemente Arsen, Mangan und Gallium, kann erklärt werden, wie der Ferromagnetismus von (Ga,Mn)As

entsteht. Mit einer Elektronenkonfiguration von $3d^54s^2$ besitzt Mn im Vergleich zu Ga ($3d^{10}4s^24p^1$) ein 4p-Elektron weniger. Besetzt nun ein Mn-Atom durch die Dotierung einen Gitterplatz von Ga, wird ein zusätzliches Elektron aus dem Valenzband von Mangan dazu benötigt, um die Edelgaskonfigurationen der Nachbaratome aufrecht zu erhalten. Somit wirkt Mangan zusätzlich als Akzeptor.

Zudem ist es möglich, dass Mn^{2+} -Ionen Zwischengitterplätze einnehmen [56, 57]. Am stabilsten ist dabei die in Abb. 3.1(b) gezeigte Konfiguration, in der das Mn-Ion im Zentrum eines Tetraeders aus vier Galliumionen zu finden ist. In diesem Fall wirken die Mn-Ionen als doppelte Donatoren, da sie zweifach ionisiert sind. Durch das Auftreten der Mn-Ionen auf Zwischengitterplätzen wird so die p-Leitfähigkeit von (Ga,Mn)As effektiv reduziert, ein zu großer Anteil an Zwischengitter-Mn kann somit den Ferromagnetismus von (Ga,Mn)As aufheben.

Wie beim Vergleich der Elektronenkonfigurationen der beteiligten Elemente bereits beschrieben, ist die 3d-Schale von Mangan im Gegensatz zu Gallium und Arsen nur zur Hälfte gefüllt. Daraus resultiert nach den Hundtschen Regeln ein maximales magnetisches Moment von $\frac{5}{2}\mu_B$. Da die 3d-Schale nicht an der Ausbildung elektronischer Bindungen im MnAs beteiligt ist, verschwindet dieses magnetische Moment auch bei der Besetzung von Ga-Gitterplätzen nicht. Da $Ga_{1-x}Mn_xAs$ gewöhnlich mit geringen Dotierungen $x \leq 10\%$ hergestellt wird, ist der mittlere Abstand zwischen zwei benachbarten Mn-Atomen so groß, dass diese nicht über eine direkte Austauschwechselwirkung koppeln können. Somit tritt eine ferromagnetische Kopplung nur durch eine indirekte Austauschwechselwirkung über freie Ladungsträger (Löcher) auf. Da Mn-Atome auf Ga-Gitterplätzen selbst als Akzeptoren wirken, sind die freien Ladungsträger, die zur Kopplung benötigt werden, in (Ga,Mn)As durch die Mn-Dotierung ebenfalls vorhanden [33].

Allerdings wird der Ferromagnetismus von (Ga,Mn)As negativ von Mn-Atomen auf Zwischengitterplätzen beeinflusst, da diese nicht als Akzeptoren, sondern als zweifache Donatoren wirken. Zusätzlich koppeln die Zwischengitter-Mn-Atome untereinander antiferromagnetisch, wodurch das effektive magnetische Moment der Dotieratome reduziert wird. Folglich muss bei der Herstellung von ferromagnetischem (Ga,Mn)As darauf geachtet werden, den Anteil der Zwischengitter-Mn möglichst gering zu halten [33]. Weitere Informationen zur Herstellung dünner ferromagnetischer Filme mittels

LT-MBE sind in [55] zu finden.

3.2 Probenpräparation

Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten (Ga,Mn)As-Proben mit Schichtdicken von 30 nm und Mangankonzentrationen von $0.04 \leq x \leq 0.05$ wurden an der Universität Ulm in der Gruppe von W. Limmer auf (001) bzw. (311)-orientierten GaAs-Substraten gewachsen. Eine Übersicht über die verwendeten Proben ist in Tab. 3.1 zu sehen.

Probe	Substratorientierung	Schichtdicke (nm)	$\mathbf{j} \parallel$
B729f	(001)	30	[110]
B729j	(001)	30	[110]
B594a	(311)	30	[233]

Tabelle 3.1 Verwendete (Ga,Mn)As-Proben.

Von den zur Verfügung stehenden (Ga,Mn)As-Wafern B729 und B594 wurden mit einem Diamantritzer etwa 2×6 mm große Stücke abgespalten. Auf diese wurden mittels Photolithographie und nasschemischem Ätzen in einer Lösung aus Schwefelsäure, Wasserstoffperoxid und destilliertem Wasser im Verhältnis 1:1:18 [58, 59] Hallbars mit Breiten zwischen 250 und 320 μm strukturiert. Die Abstände zwischen den insgesamt drei bis fünf 25 μm breiten Zuleitungen betragen jeweils 625 μm . Eine Skizze der verwendeten Hallbarstruktur ist in Abb. 3.2 zu sehen.

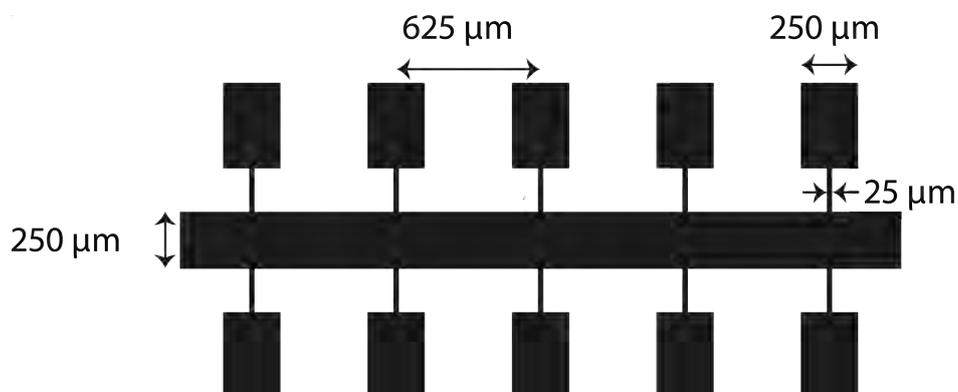


Abbildung 3.2 Skizze der verwendeten Hallbarstruktur.

3.3 Magnetkryostat

Die in der vorliegenden Arbeit diskutierten Messungen an $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ wurden in einem Oxford Instruments SM4000-8 Kryostaten durchgeführt. Dieser verfügt über einen supraleitenden Split-Coil Magneten, der Feldstärken bis zu $\mu_0 H = 7 \text{ T}$ bei $T = 4.2 \text{ K}$ ermöglicht. Die Kühlung des Kryostaten wird durch flüssiges Helium gewährleistet, zusätzlich verfügt der Kryostat über einen Tank für flüssigen Stickstoff als Temperaturschild. Über einen variablen Temperatureinsatz (engl. Variable Temperature Insert, kurz VTI, vgl. Abb. 3.3) mit eingebautem Temperatursensor können im Probenraum (mit ^4He -Austauschgas) Temperaturen von $1.5 \text{ K} \leq T_{\text{VTI}} \leq 300 \text{ K}$ eingestellt werden. Hierzu kann über das Nadelventil der Fluss des Helium-Gases in den VTI geregelt und die VTI-Temperatur T_{VTI} stabilisiert werden. Der VTI verfügt über einen separaten Heizer, der die Erhöhung von T_{VTI} unabhängig von der Kryostattemperatur ermöglicht. Die Ansteuerung des VTI erfolgt mit einem Oxford Instruments Intelligent Temperature Control (ITC) 503S und Labview-basierter Software. Im Probenraum wird der Stab eingebaut, auf den vorne die Probe montiert ist. Der Stab kann ebenfalls über eine Heizpatrone unabhängig von T_{VTI} erwärmt werden, die Temperatur T_{LS} des Probenstabs wird über einen LakeShore-Temperatursensor ausgelesen. Da der Probenhalter aus Kupfer thermisch an den Probenstab gekoppelt ist, entspricht die Temperatur der Probe der Temperatur T_{LS} des Probenstabs.

Der Probenstab kann mit einem vorhandenen Schrittmotor Owis DMT 100 an der Öffnung des VTI um 360° mit einer Drehachse senkrecht zur Magnetfeldrichtung gedreht werden. Mittels Labview-Ansteuerung werden bei den nachfolgend beschriebenen Versuchen Drehungen von $\phi = -10^\circ$ bis $\phi = 380^\circ$ in Hin- (im Uhrzeigersinn) und Rückrichtung (gegen den Uhrzeigersinn) durchgeführt. Durch den so gewählten Winkelbereich soll durch Überlagerung der Messwerte bei ϕ mit Messwerten bei $(\phi + 360^\circ)$ die 360° -Periodizität der Messungen überprüft werden.

3.4 Messaufbau für Tieftemperaturmessungen

Ein erstes Ziel der vorliegenden Arbeit war der Aufbau und die Optimierung eines Probenträgers, der eine Drehung der Probe in verschiedenen Drehebene relativ zum Magnetfeld möglich macht. Insbesondere sollten mit diesem Probenträger sog. out-of-

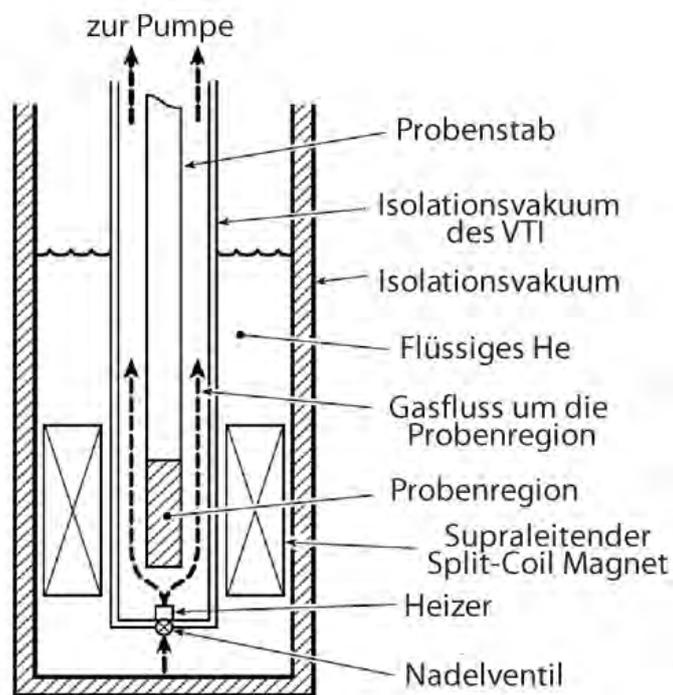


Abbildung 3.3 Schemazeichnung des Magnetkryostaten mit VTI-Einsatz. Abbildung nach [60].

plane-Drehungen, bei denen das Magnetfeld aus der Probenebene herausgedreht wird, möglich gemacht werden.

Die Bezeichnung der verschiedenen verwendeten Rotationsebenen kann anhand der Abb. 3.4 für (001)-orientierte Proben deutlich gemacht werden. Die in-plane-Rotation des Magnetfeldes, dargestellt in Abb. 3.4(a), startet mit der $\theta_{ip} = 0^\circ$ -Orientierung entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung und rotiert über die $[110]$ -Richtung ($\theta_{ip} = 90^\circ$) gegen den Uhrzeigersinn. In den oop-Konfigurationen oopj und oopt liegen die Vektoren \mathbf{j} bzw. \mathbf{t} parallel zur Rotationsachse. Ausgehend von der 0° -Richtung parallel zu $[1\bar{1}0]$ in oopj und $[001]$ in oopt bezeichnen θ_{oopj} und θ_{oopt} auch hier die Winkel zwischen der Anfangsorientierung und der Richtung des Magnetfeldes.

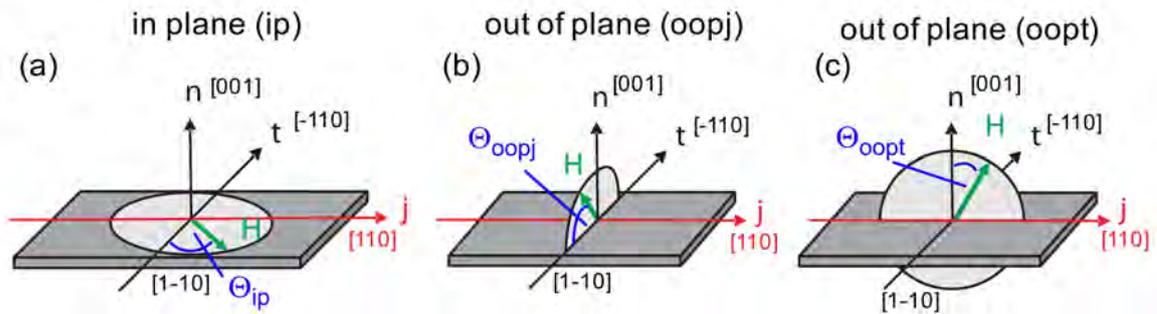


Abbildung 3.4 Nomenklatur der Rotationsebenen: (a) in der in-plane-Konfiguration (ip) ist das Magnetfeld in der Filmebene orientiert. \mathbf{j} bezeichnet die Richtung des Ladungstransports in der Filmebene, \mathbf{t} liegt ebenfalls in der Filmebene und steht senkrecht auf \mathbf{j} . In den beiden out-of-plane-Konfigurationen oopj und oopt steht das Magnetfeld senkrecht zur Filmebene. Der Normalenvektor $\mathbf{n} = \mathbf{j} \times \mathbf{t}$ steht senkrecht zur Filmebene. In der oopj-Konfiguration in (b) steht das Magnetfeld zudem senkrecht zur Transportrichtung \mathbf{j} , wohingegen es in der oopt-Einstellung in (c) senkrecht zu \mathbf{t} orientiert ist.

Zur Realisierung der unterschiedlichen Rotationsebenen wurde von Thomas Brenninger ein dreiteiliger Probenträger entworfen. Dieser besteht aus einem Probenhalter (Abb. 3.5(a)), auf dem die Probe montiert wird, und einem Träger, mit dem der Probenhalter in verschiedenen Orientierungen senkrecht zum Magnetfeld auf den Probenstab gebaut werden kann (vgl. Abb. 3.5(c)). Zusätzlich kann der Probenhalter auch mit einem in-plane-Träger (Abb. 3.5 (b)) auf dem Probenstab angebracht werden, wodurch die Probe nach Einbau des Stabs in den Kryostaten in der Magnetfeldebene orientiert ist.

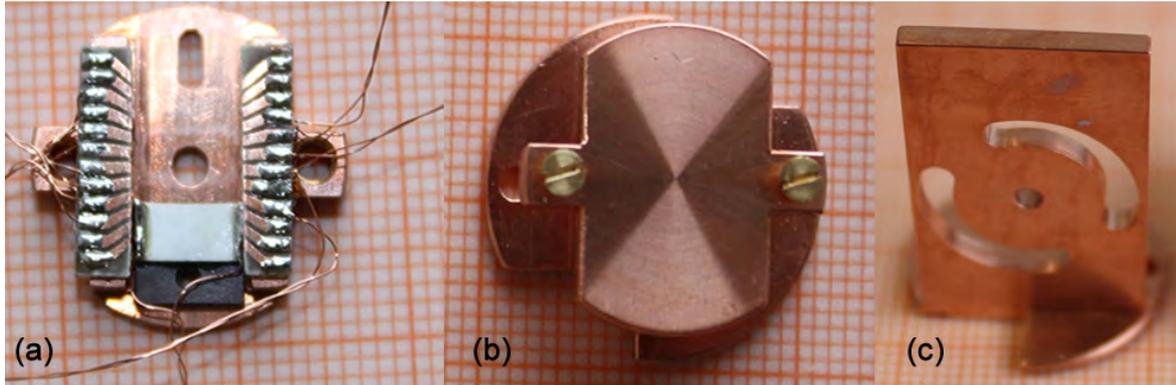


Abbildung 3.5 Zur Realisierung der einzelnen Rotationsebenen wurde ein dreiteiliges Probenhaltersystem verwendet. Der Probenhalter (a), auf den die Probe geklebt wird, kann mithilfe der ip- (b) und oop-Träger (c) in der gewünschten Konfiguration auf dem Probenstab montiert werden. Zudem kann der Probenhalter auf dem oop-Träger um 90° gedreht werden, um die Drehebeneen oopj und oopt einzustellen.

In Abb. 3.5(a) ist der unmontierte Probenhalter zu sehen. Um den für die Kalorik-Messungen benötigten Temperaturgradienten zu ermöglichen, wurde auf eine Seite des Probenhalters mit Stycast ein $R_{\text{Heiz}} = 100 \Omega$ Heizwiderstand auf einen Vespelblock geklebt, der den Heizer thermisch vom Probenträger isoliert. Auf die Oberseite des Heizwiderstandes wurde zur thermischen Kontaktierung ein dünnes Kupferplättchen geklebt. Über zwei Cu-Drähte an den seitlichen Kontakten können variable Heizströme an R_{Heiz} angelegt werden.

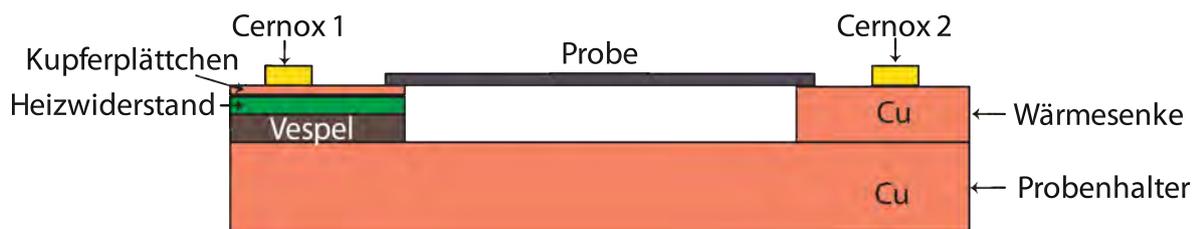


Abbildung 3.6 Schemazeichnung des Probenhalters.

Die gegenüberliegende, kalte Seite des Probenhalters dagegen besteht aus einem Kupferblock und ist thermisch an den Probenhalter und den Probenstab angekoppelt, so dass sie mit diesen im thermischen Gleichgewicht ist (vgl. Abb. 3.6). Zur Auswertung der Temperaturdifferenz zwischen dem warmen und kalten Ende des Probenhalters wird auf jeder Seite ein Cernox-Tempersensoren mit Stycast aufgeklebt, mit denen die Temperaturen T_{C_1} auf der warmen und T_{C_2} auf der kalten Seite ausgelesen werden.

Die schmalen Enden der Probe können mit GE Varnish auf die Kanten des Heizers bzw. des Kupferblocks montiert werden, um eine thermische Ankopplung an die warme bzw. kalte Seite des Probenträgers zu gewährleisten und den Verlauf des Temperaturgradienten vorzugeben. Der fertig aufgebaute Probenhalter mit einer montierten Probe ist in Abb. 3.7 zu sehen.

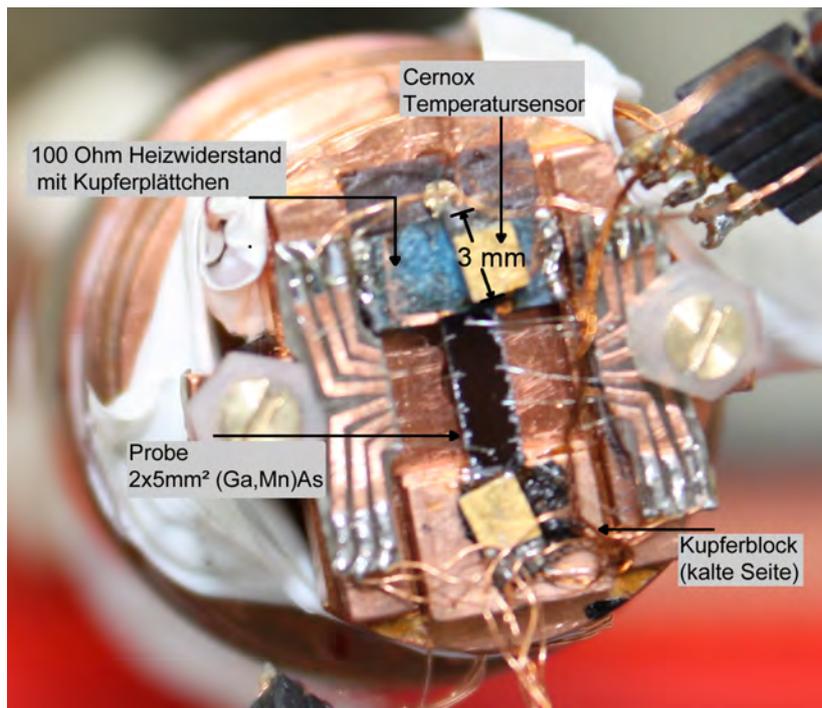


Abbildung 3.7 Fertig montierter Probenhalter mit aufgeklebter (Ga,Mn)As-Probe: Das obere Ende des Probenhalters kann über den $100\ \Omega$ Widerstand R_{Heiz} geheizt werden. Das gegenüberliegende Ende des Halters besteht aus einem verschiebbaren Kupferblock, der auf das Kupfer des Probenhalters aufgeschraubt und mit diesem im thermischen Gleichgewicht ist. Auf beiden Seiten kann die tatsächliche Temperatur über Cernox-Sensoren ausgelesen werden. Befestigt an den Innenseiten des Heizers bzw. des Kupferblocks wird die Probe frei schwebend montiert, um einen linearen Verlauf des Temperaturgradienten entlang der Probe zu gewährleisten.

Auf der Probe mit Ultraschallpulsen angebrachte Al-Bonddrähte zum Abgreifen der Längs- und Querspannungen sowie zum Anlegen eines Längsstroms führen auf zwei an die langen Seiten des Probenhalters geklebte und von diesem elektrisch isolierte Bondrahmen. Die Bondpads sind an der Außenseite über angelötete Kupferdrähte mit fünffach-Pinsteckern (male) verbunden, ebenso führen die Drähte am Heizer und an den beiden Temperatursensoren auf weitere Fünffachstecker. Über Steckverbindun-

gen wird so eine flexible Verbindung zu 24 am Probenstab verfügbaren, nummerierten Drahtübergabe-Kontakten geschaffen. Diese sind durch im Stab verlaufende, elektrisch isolierte Kupferleitungen mit einem 24-fach Fischerstecker am Stabende verbunden.

Der Probenhalter kann, wie anhand von Abb. 3.5 erläutert wurde, auf den oop-Probenträger montiert werden. Durch zwei in den Träger gefräste Schlitze kann der Probenhalter auf diesem um insgesamt 90° gedreht und in der gewünschten Position fixiert werden. So werden die benötigten verschiedenen out-of-plane-Konfigurationen möglich.

3.5 Messtechnik

Über den 24-fach Fischerstecker am oberen Stabende können Messgeräte und Sourcemeter an den entsprechenden Kontakten angeschlossen werden. Die Längs- und Querspannungen auf der Probe werden über zwei Keithley K2182 Nanovoltmeter bei jeder Orientierung des Magnetfeldes gemessen. Die Aufprägung des Längsstroms über die Probe erfolgt über ein Keithley K2400 Sourcemeter. Der Heizstrom über den $100\ \Omega$ Heizwiderstand R_{Heiz} wird ebenfalls über ein K2400 Sourcemeter gesteuert. Zwei weitere K2400-Sourcemeter sind über Zweipunkt-Kontaktierungen mit den beiden Cernox-Temperatursensoren verbunden. An diesen wird eine konstante Spannung $V_{\text{Cernox}} = 1\ \text{mV}$ angelegt und die benötigte Stromstärke aufgezeichnet. Anhand der $R(T)$ -Kalibrationskurven der Temperatursensoren können so die Temperaturen am heißen und kalten Ende der Probe ausgelesen und der Betrag der Temperaturdifferenz bestimmt werden (vgl. Kap. 4.1.1).

Ein hohes Initialisierungsfeld $\mu_0 H_{\text{init.}} = 3\ \text{T}$ garantiert eine definierte Anfangsorientierung der Magnetisierung auch für Messungen bei niedrigen Magnetfeldestärken. Die Ansteuerung der Messgeräte erfolgt ebenfalls mit Hilfe Labview-basierter Software.

4 Ergebnisse und Diskussion

Ein erstes Ziel der vorliegenden Arbeit war die in Kap. 3.4 beschriebene Montage und der Test eines neuen Probenträgersystems, mit dem die Probe relativ zu einem externen, ortsfesten Magnetfeld $\mu_0\mathbf{H}$ in verschiedenen Drehebene gedreht werden konnte. Damit ließ sich der anisotrope Magnetwiderstand als Funktion der Orientierung von $\mu_0\mathbf{H}$ messen (winkelaufgelöster Magnetwiderstand, engl. ADMR). Mit Hilfe der Simulation aus Kap. 2.7 können aus ADMR-Daten die magnetische Anisotropie und die Koeffizienten ρ_i bestimmt werden. Zudem wurden mit dem neuen Trägersystem erstmals thermogalvanische Messungen an (Ga,Mn)As durchgeführt, die Rückschlüsse auf die Seebeck-Koeffizienten S_B und S_C bzw. S_α zulassen (vgl. Kap. 2.6.1). Hierzu ist die in Kap. 4.1.2 diskutierte genaue Kenntnis über den Verlauf und die Größe des aufgeprägten Temperaturgradienten notwendig. Über einen Vergleich mit den Magnetotransportmessungen aus Kap. 4.2 wird der Einfluss der Seebeck-Parameter S_B und S_C in Thermokraftmessungen an (001)-orientierten (Ga,Mn)As-Filmen in Kap. 4.3 diskutiert. Entsprechende Messungen an (311)-orientierten (Ga,Mn)As-Filmen werden in Kap. 4.4 vorgestellt.

4.1 Inbetriebnahme des Kalorik-Setups

Zur Durchführung der Kalorik-Experimente bei tiefen Temperaturen wurde zu Beginn der Diplomarbeit ein neuer Probenstab samt Probenträgersystem in Betrieb genommen (vgl. Kap. 3.4). Der Probenstab war von Alexander Krupp im Rahmen seiner Diplomarbeit am WMI konzipiert worden [44]. Um einen Temperaturgradienten für Thermokraftmessungen auf der Probe zu erzeugen, wurde ein $100\ \Omega$ Heizwiderstand R_{Heiz} verwendet.

Zur Bestimmung der Größe und des Verlaufs des Temperaturgradienten kann auf zwei unterschiedliche Methoden zurückgegriffen werden. Zum einen kann in diesem Aufbau

die Temperatur neben beiden Enden der Probe, wie in Kap. 4.1.1 genauer beschrieben, durch die Cernox-Sensoren C_1 und C_2 ausgelesen werden. Da diese Messung jedoch keine Information über das Temperaturprofil innerhalb der Probe liefern kann, wurden zudem durch resistive Messungen die Temperaturen an verschiedenen Orten der Probe bestimmt. Die sog. On-Chip-Thermometrie ist in Kap. 4.1.2 beschrieben. Mit den so ermittelten Temperaturgradienten lässt sich die Thermospannung in (Ga,Mn)As quantifizieren und im Vergleich mit Literaturwerten die Funktionstüchtigkeit des Aufbaus überprüfen. Die Ergebnisse hierzu sind in Kap. 4.1.3 dargestellt.

4.1.1 Temperaturbestimmung mit Cernox-Temperatursensoren

Zur Bestimmung der Temperatur an den beiden Enden der Probe wurden zwei LakeShore Cernox-Temperatursensoren auf den Probenhalter geklebt (vgl. Abb. 3.7). Cernox-Temperatursensoren beinhalten einen keramischen Oxynitrid-Chip, der auf ein Saphir-Substrat aufgebracht ist [61]. Zur Gewährleistung einer optimalen thermischen Ankopplung an die Umgebung ist der Chip in eine mit Gold bedampfte Kupferhülle eingefasst. Der Widerstand R_S des Sensors wird über eine Zweipunkt-Spannungsmessung aufgezeichnet. R_S ist im Bereich tiefer Temperaturen stark temperaturabhängig, so dass die Messung von R_S eine genaue Temperaturbestimmung erlaubt (Herstellerangabe: Langzeitstabilität ± 25 mK bei 10 K [61]). Zudem ist der Widerstand der Sensoren nahezu unabhängig von externen Magnetfeldern, wodurch er ideal für Temperaturmessungen in magnetogalvanischen Experimenten ist.

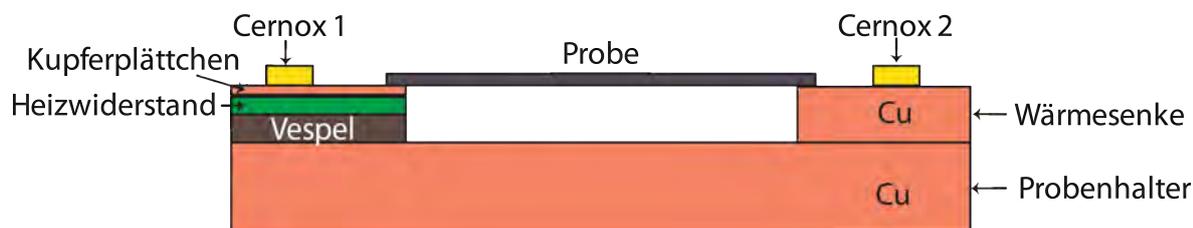


Abbildung 4.1 Schemazeichnung des Probenhalters.

Durch Auslesen des Cernox-Stroms bei konstanter Spannung $V_{\text{Cernox}} = 1$ mV kann aus den Kalibrationskurven die Temperatur der warmen und der kalten Probenhalterseite in den Kalorik-Experimenten bestimmt werden (vgl. Abb. 4.1). Bei einer idealen thermischen Ankopplung der Probe an die Kupferblöcke entspricht diese genau der

Temperatur des heißen bzw. kalten Endes der Probe. Abb. 4.2 zeigt die ermittelten Temperaturen auf der warmen bzw. kalten Seite des Probenhalters als Funktion des Heizstroms I_{Heiz} durch den Heizwiderstand (vgl. Abb. 4.1).

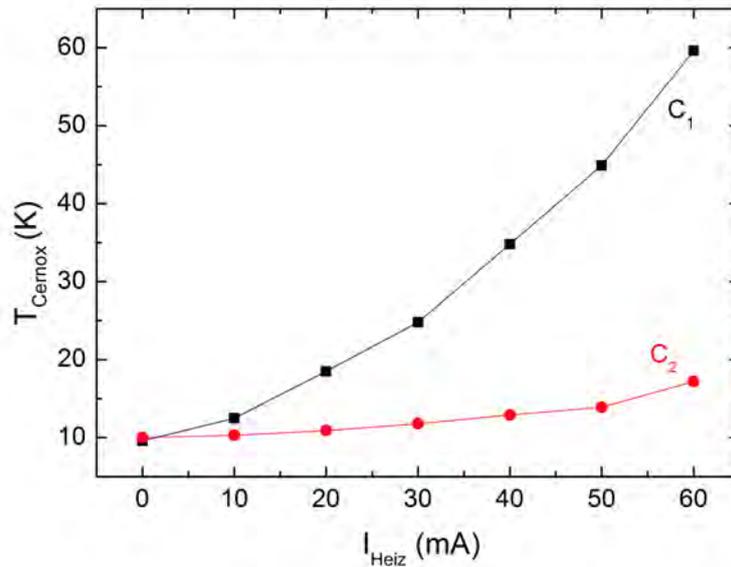


Abbildung 4.2 Temperatur des Cernox-Sensors C_1 auf dem Heizwiderstand (schwarz) bzw. C_2 auf dem Kupferblock (rot) in Abhängigkeit des Heizstroms durch R_{Heiz} .

Offenbar entspricht ein Heizstrom von 50 mA einer Temperaturdifferenz von 31 K zwischen dem Heizwiderstand und dem Kupferblock. Da durch die Montage der Probe mit GE Varnish an den Kanten des Kupferblocks bzw. des Heizers jedoch keine ideale Wärmeanpassung gewährleistet werden kann, ist anzunehmen, dass der Temperaturabfall über die Probe selbst deutlich geringer ist.

4.1.2 On Chip Thermometrie

Mit Hilfe der im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Cernox-Temperatursensoren kann die Temperatur des Probenhalters am Heizer und an der Temperatursenke (Kupferblock) bestimmt werden. Zur Berechnung der Thermokraft-Koeffizienten analog zu Gl. 2.19 wird jedoch der Betrag des Temperaturgradienten in der Probe benötigt. Da am Übergang vom Heizer zur Probe bzw. von der Probe zum Kupferblock experimentell keine ideale Wärmeanpassung realisiert werden kann, ist eine zusätzliche Bestimmung der Temperatur an verschiedenen Stellen der Probe notwendig.

Eine solche, lokale Temperaturmessung erlaubt die sog. resistive Thermometrie. Dabei nutzt man die Temperaturabhängigkeit des Probenwiderstandes aus. Im ersten Schritt wird die gesamte Probe kontrolliert erwärmt bzw. abgekühlt und $R(T)$ aufgezeichnet. Anhand der so ermittelten $R(T)$ -Kalibrationskurve lässt sich dann im zweiten Schritt die lokale Probentemperatur aus lokalen Widerstandsmessungen bestimmen.

Zur Bestimmung des Temperaturprofils entlang der Probe bei thermogalvanischen Experimenten wurde die resistive Thermometrie an drei verschiedenen Hallbar-Querabgriffen auf einer 30 nm dicken (Ga,Mn)As-Probe durchgeführt (vgl. Abb. 4.3).

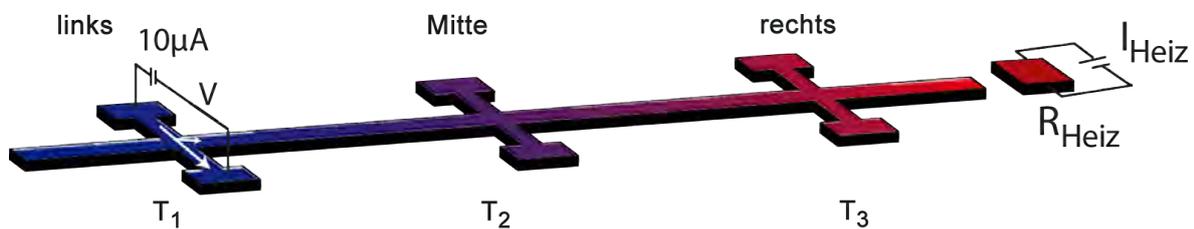


Abbildung 4.3 Schema der resistiven Thermometrie: Zur Aufnahme der Kalibrationskurve wird der Widerstand $R_{\text{quer}} = V/I_{\text{quer}}$ der Probe entlang eines Querabgriffs durch Spannungsmessung bei $I_{\text{quer}} = 10 \mu\text{A}$ als Funktion der Temperatur ermittelt. Die Probe wird hierbei homogen gekühlt bzw. erwärmt, so dass die Probentemperatur mit einem konventionellen Temperatursensor bestimmt werden kann. Prägt man dann einen Temperaturgradienten auf die Probe auf ($I_{\text{Heiz}} > 0$), kann die lokale Temperatur der Querabgriffe aus der R_{quer} -Messung aus den Kalibrationsdaten bestimmt werden.

Für die Messung des Querwiderstandes wurde die Querspannung V_{quer} in einer Zweipunktmessung bei konstantem Querstrom $I_{\text{quer}} = 10 \mu\text{A}$ als Funktion der Temperatur des Probenraums aufgezeichnet. Da vorangegangene Experimente gezeigt hatten, dass sich resistive Messungen an benachbarten Querabgriffen auch bei niedrigen Stromstärken gegenseitig beeinflussen, wurden sowohl die Aufnahmen der Kalibrationskurven als auch die Thermometrie-Messungen für jeden Querabgriff separat durchgeführt.

Zur Aufnahme der Kalibrationskurven wurde die Temperatur T_{LS} des Probenraums mit Aufwärmgeschwindigkeiten $\leq 10 \frac{\text{K}}{\text{h}}$ von 8 auf 75 K erhöht. Die Genauigkeit der Kalibrationskurven wurde durch eine unabhängige zweite Messung bestätigt. Aus den beiden Messungen lässt sich der Fehler der Temperaturbestimmung aus den Widerstandskurven auf $\leq 0.1 \text{ K}$ abschätzen.

Die Kalibrationskurven für die drei Querabgriffe der Hallbar sind in Abb. 4.4 zu sehen.

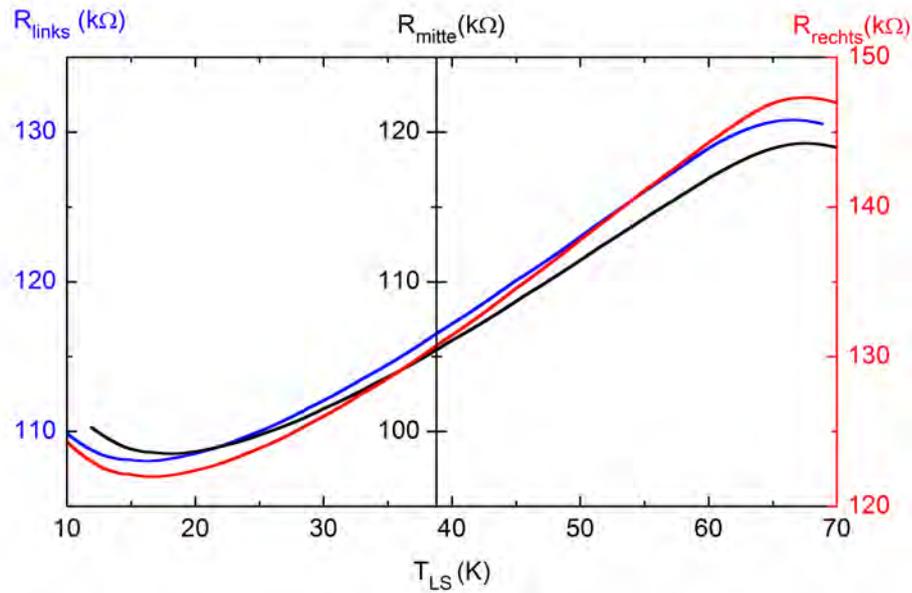


Abbildung 4.4 Kalibrationskurven der Querwiderstände an unterschiedlichen Positionen auf der Probe in Abhängigkeit der Probenstabtemperatur T_{LS} .

Es ist deutlich zu erkennen, dass der qualitative Kurvenverlauf in den unterschiedlichen Messungen identisch ist. Mit Erhöhung der Temperatur sinkt der Probenwiderstand zunächst, bis er bei $T \approx 16.5$ K ein Minimum erreicht. Anschließend nimmt der Probenwiderstand mit Erhöhung der Temperatur bis zu einem Maximalwert bei $66.4 \leq T \leq 67.5$ K zu. Aus der Lage des Maximums einer Widerstandskurve lässt sich die Curietemperatur der Probe ablesen [62, 63]. Offenbar ist die Curietemperatur im vorliegenden Fall an verschiedenen Orten der Probe leicht unterschiedlich. Dies ist auf eine eventuelle Abweichung der lokalen Probentemperatur von T_{LS} bei der Aufnahme der Kalibrationskurven oder Verspannungen der Probe bzw. des Substrates zurückzuführen. Da die Kalibration und die Thermometrie jedoch auf ihre Reproduzierbarkeit überprüft wurden, beeinflussen diese Abweichungen die Genauigkeit der Temperaturbestimmung nicht.

Nach Aufnahme der Kalibrationskurven für die einzelnen Abgriffe wurden die verschiedenen Querwiderstände als Funktion des Heizstroms - d.h. für unterschiedliche Temperaturgradienten - aufgezeichnet und daraus die Temperatur des Querabgriffs errechnet. Hierbei wurden die Querwiderstände für jeden Stromwert I_{Heiz} über ca. 100 Datenpunkte gemittelt. Der Fehler aus der Messung der Querwiderstände und der anschließenden Umrechnung mit Hilfe der Kalibrationskurve ist in den nachfolgend dargestellten Er-

gebnissen kleiner als die Auflösungsgrenze der Kalibrationskurven (≈ 0.1 K) für jeden Querabgriff und somit vernachlässigbar.

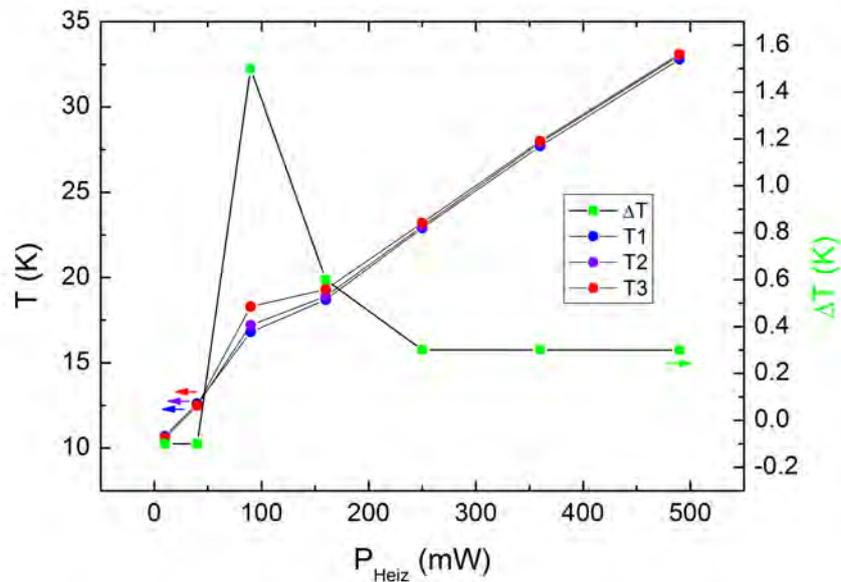


Abbildung 4.5 Mit der Methode der resistiven Thermometrie ermittelte Temperaturen an drei verschiedenen Querabgriffen der (Ga,Mn)As-Hallbar B729j nahe dem Heizer (T_3), in der Mitte der Probe (T_2) und nahe der Wärmesenke (T_1) in Abhängigkeit der Heizleistung (vgl. Abb. 4.3). ΔT beschreibt die Temperaturdifferenz $T_3 - T_1$ auf der Probe zwischen dem warmen und kalten Ende. Gemessen bei Umgebungstemperatur $T_{\text{LS}} = 10$ K.

Abbildung 4.5 fasst die Ergebnisse dieser Messungen zusammen. Mit Erhöhung der Heizleistung steigt die Temperatur der gesamten Probe stark an. Offenbar ist die Temperaturdifferenz ΔT zwischen dem warmen und dem kalten Ende der Probe deutlich geringer als die Differenz der in Kap. 4.1.1 mit den Cernox-Sensoren ermittelten Temperaturen T_{C1} auf dem Heizwiderstand und T_{C2} auf dem Kupferblock.

Bei niedrigen Heizleistungen bis zu 40 mW bildet sich kein messbarer Temperaturgradient über der Probe aus. Vielmehr lässt sich aus den vorliegenden Messdaten ein niedriger negativer Temperaturgradient ermitteln. Da für jeden Querabgriff eine Temperaturgenauigkeit von ± 0.1 K angenommen werden muss, ist der Temperaturgradient jedoch in diesem Fall nicht auflösbar.

Für Heizleistungen $P_{\text{Heiz}} > 40 \text{ mW}$ bildet sich ein positiver Temperaturgradient von der kalten zur warmen Seite der Probe aus. Anhand der Messdaten ist ersichtlich, dass die Temperatur homogen über die Probe zunimmt. Bei $P_{\text{Heiz}} = 90 \text{ mW}$ werden die Minima der Eichkurven durchlaufen. In diesem Fall ist die Temperaturbestimmung nicht eindeutig, zudem ist durch die flache Steigung der Eichkurven in diesem Bereich ein größerer Messfehler ($\approx 0.4 \text{ K}$) anzunehmen.

Ab $P_{\text{Heiz}} = 160 \text{ mW}$ sinkt der Absolutwert der Temperaturdifferenz $\Delta T = T_3 - T_1$ zwischen dem warmen und dem kalten Ende der Probe und bleibt auch für höhere Heizleistungen annähernd konstant bei $\Delta T = 0.3 \text{ K}$. Offenbar ist dies durch eine schlechte thermische Ankopplung der Probe an die Wärmesenke verursacht. Bei hohen Heizleistungen erwärmt sich die Probe sehr stark, die Wärme kann jedoch nicht an den Kupferblock des Probenträgers abgegeben werden. Dadurch wird die Ausbildung des Temperaturgradienten für hohe Heizleistungen limitiert. Die schlechte thermische Ankopplung ist auch der Grund für den großen Unterschied zwischen der Temperatur auf der Probe und den mit den Cernox-Sensoren bestimmten Temperaturen auf dem Heizer bzw. auf dem Kupferblock.

Quantitativ kann die thermische Ankopplung zwischen der Probe und dem Probenträger durch die Berechnung der Wärmewiderstände beschrieben werden. Abb. 4.6 (c) zeigt das Ersatzschaltbild der Wärmewiderstände für die Thermometrie-Messung bei $P_{\text{Heiz}} = 250 \text{ mW}$. Die Übergänge von der Probe zur Thermoquelle (kurz TQ) bzw. zur Wärmesenke (kurz WS) sind darin durch die Widerstände R_{TQ} und R_{WS} dargestellt. R_{Probe} beschreibt den Wärmewiderstand der Probe zwischen den verwendeten Querabgriffen, der durch die thermische Leitfähigkeit des GaAs-Substrats bestimmt wird [11, 64]. Da der ferromagnetische (Ga,Mn)As-Dünnschicht ($d = 30 \text{ nm}$) im Vergleich zu dem Substrat ($d = 1 \text{ mm}$) eine verschwindend geringe Dicke aufweist, ist auch der Beitrag der mangan-dotierten Schicht zur Wärmeleitfähigkeit der Probe gering. Carlson *et al.* [65] haben bereits 1965 gezeigt, dass die thermische Leitfähigkeit κ von GaAs vom Grad der Dotierung und eventuellen Verunreinigungen abhängt. Für hochreines GaAs beträgt $\kappa = 40 \frac{\text{W}}{\text{cmK}}$, durch Verunreinigungen sinkt κ auf bis zu $5 \frac{\text{W}}{\text{cmK}}$. Auch eine kontrollierte Implementierung von Fremdatomen (n- oder p-artige Dotierung) führt zu einer Verringerung der Wärmeleitfähigkeit, wie Carlson *et al.* am Beispiel von Dotierungen mit Phosphor und Zink gezeigt haben. Für eine Dotieratomdichte von 10^{19} cm^{-3} sank die Wärmeleitfähigkeit in Fall einer Zn-Dotierung auf $\kappa = 1 \frac{\text{W}}{\text{cmK}}$. Eine entsprechende

Untersuchung des Einflusses der Mn-Dotierung auf die Wärmeleitfähigkeit von GaAs konnte in der Literatur nicht gefunden werden.

Die Wärmewiderstände in Abb. 4.6 (c) können mit den Temperaturdifferenzen ΔT gemäß der Formel

$$R_{\text{therm}} = \frac{\Delta T}{P_{\text{Heiz}}} = \frac{l}{\kappa \cdot A} \quad (4.1)$$

berechnet werden. Mit den verwendeten Messdaten ergibt sich für die (Ga,Mn)As-Probe ein Wärmewiderstand von 1.32 K/W zwischen den äußersten Querabgriffen. Für das $d = 1$ mm dicke GaAs-Substrat mit einer Querschnittsfläche von $A = 2$ mm² und einer Länge von $l = 6$ mm entspricht dies einer Wärmeleitfähigkeit von $\kappa = 22.7 \frac{\text{W}}{\text{cmK}}$. Dieser Wert liegt innerhalb des von Carlson *et al.* angegebenen Bereichs und deutet auf geringe Verunreinigungen des GaAs-Substrates hin, was in guter Übereinstimmung mit dem niedrigen Dotiergrad ($x = 0.04$) der Ga_{1-x}Mn_xAs-Probe ist.

Der Übergang zwischen dem Heizer und dem warmen Ende der Probe entspricht einem Wärmewiderstand von 86.84 K/W, der Wärmewiderstand zwischen der Wärmesenke und dem kalten Ende der Probe beträgt 29.84 K/W. Offenbar geht die meiste Heizleistung an den Übergängen zum Probenhalter verloren. Zur Reduktion des Wärmewiderstandes gibt es zwei verschiedene Ansätze. Zum Einen kann durch Variation des Klebemittels versucht werden, ein Material mit sehr hoher thermischer Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen zu finden. Da dieses jedoch in einem sehr großen Temperaturbereich eine gute Haftung der Probe am Probenhalter garantieren und zusätzlich elektrisch isolierend sein muss, ist die Auswahl an kommerziellen Klebemitteln sehr gering. Außerdem besteht die Möglichkeit, die Fixierung der Probe auf dem Probenhalter durch Klemmen zu realisieren und durch einen möglichst hohen mechanischen Anpressdruck den Wärmewiderstand der Übergänge zwischen Probe und Probenhalter zu minimieren. In diesem Fall sind aber die thermischen Ausdehnungskoeffizienten der verwendeten Materialien und Proben zu berücksichtigen. Da das verwendete Materialsystem GaAs/(Ga,Mn)As zudem sehr spröde ist, eignet sich eine mechanische Kontaktierung in diesem Fall nicht. In der vorliegenden Arbeit wurde somit aufgrund der oben beschriebenen Problematik eine thermische Kontaktierung durch GE Varnish gewählt. Vergleichsmessungen mit anderen wärmeleitfähigen Klebstoffen wie Vakuumsfett, Apiezon L und Kapton waren durch die zeitliche Limitierung der Arbeit bisher

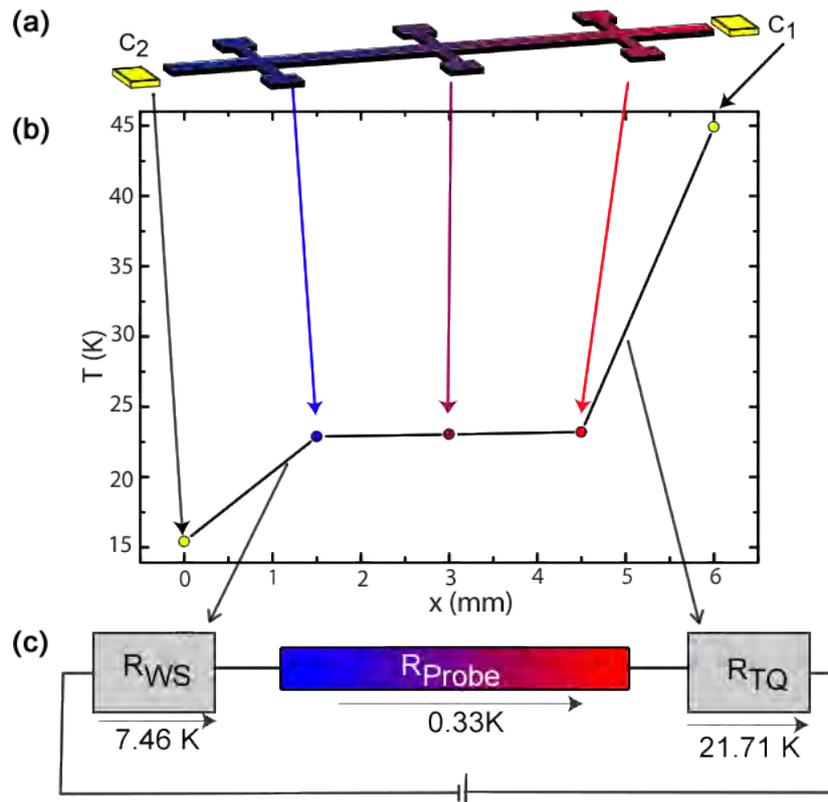


Abbildung 4.6 (a) Schemazeichnung des Probenträgers: Auf der warmen und kalten Seite des Probenträgers werden die Temperaturen mit Hilfe der Cernox-Sensoren C_1 und C_2 bestimmt, die Temperaturen an den einzelnen Querabgriffen der Hallbar werden durch resistive Messungen ermittelt. (b) Temperaturprofil der Probe B729j bei einem Heizstrom von 50 mA bei einer Probenraumtemperatur von $T_{LS} = 10$ K. Im Vergleich zur Temperaturdifferenz $T_{C_1} - T_{C_2}$ auf dem Probenträger ist die Temperaturdifferenz auf der Probe gering. An den Übergängen zwischen Probenhalter und Probe treten große Temperatursprünge auf. (c) Ersatzschaltbild zur Beschreibung der Wärmewiderstände an den Übergängen zwischen Probe und Probenhalter.

nicht möglich.

4.1.3 Thermospannungen

Zum Test des Messaufbaus wurden die Thermospannungen an einer (Ga,Mn)As-Probe in Abhängigkeit der Heizleistung untersucht. Dazu wurde bei konstanter Probenraumtemperatur $T_{LS} = 10\text{ K}$ bei abgeschaltetem externen Magnetfeld der Stromfluss I_{Heiz} durch den Heizwiderstand variiert. Die durch den so erzeugten Temperaturgradienten hervorgerufenen longitudinalen und transversalen Thermospannungen zwischen verschiedenen Hallbar-Abgriffen wurden mit Keithley K2182 Nanovoltmetern aufgezeichnet.

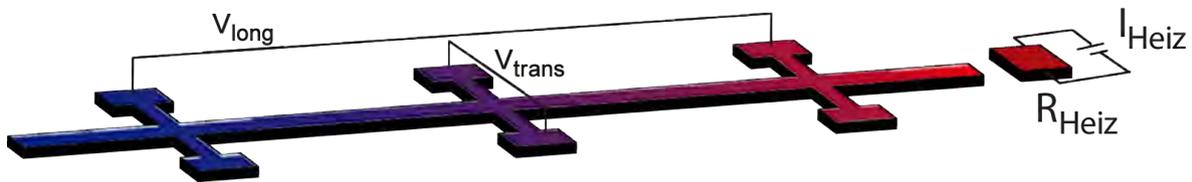


Abbildung 4.7 Skizze der Thermokraft-Messungen.

Für alle nachfolgenden Thermokraft-Messungen an (001)-orientiertem (Ga,Mn)As wurden die Proben so eingebaut, dass der Temperaturgradient entlang der Hallbar und parallel zur GaAs [110]-Richtung orientiert war. Eine Schemazeichnung der verwendeten Abgriffe auf der Hallbar ist in Abb. 4.7 zu sehen. Auch in den nachfolgenden winkelaufgelösten Magnetotransportexperimenten in Kap. 4.3 wurden dieselben Abgriffe auf der Hallbar zur Messung der Längs- und Querspannung gewählt.

Abbildung 4.8 zeigt die gemessenen Längsspannungen an den Hallbars B729f in Abb. 4.8 (a) und B729j in Abb. 4.8 (b) in Abhängigkeit der Heizleistung $P_{\text{Heiz}} = R_{\text{Heiz}} \cdot I_{\text{Heiz}}^2$. Für die Probe B729f besteht offenbar ein linearer Zusammenhang zwischen der Thermospannung und der Heizleistung. Da die Nanovoltmeter auch bei $I_{\text{Heiz}} = 0\text{ mA}$ eine endliche Thermospannung detektierten, weicht die erhaltene Kurve bei ihrem Schnittpunkt mit der y-Achse vom Nullpunkt ab.

Bei der Messung an Probe B729j (vgl. Abb. 4.8 (b)) sinkt die gemessene longitudinale Thermospannung ebenfalls mit steigender Heizleistung P_{Heiz} bis auf eine Abweichung bei $P_{\text{Heiz}} = 40\text{ mW}$, jedoch ist hier keine lineare Abhängigkeit sichtbar. Die-

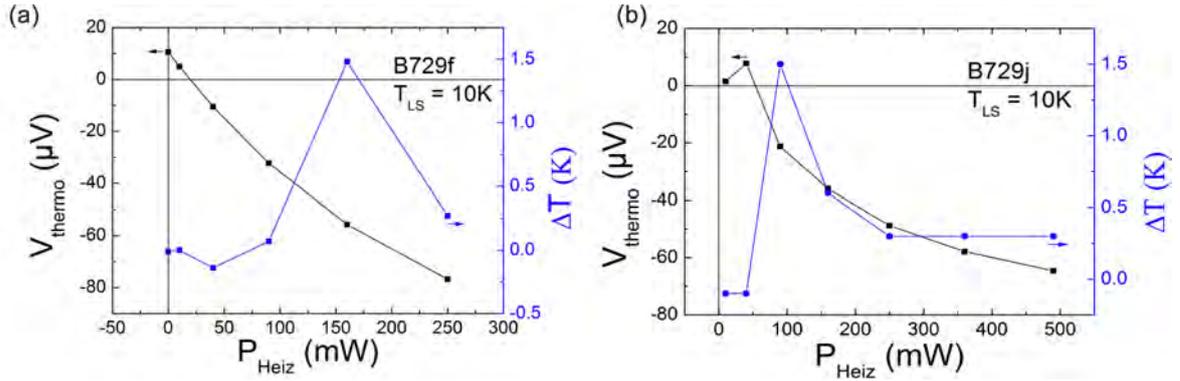


Abbildung 4.8 Longitudinal gemessene Thermospannungen an den Proben B729f (a) und B729j (b) in Abhängigkeit der Heizleistung. Die Messwerte sind durch schwarze Quadrate dargestellt, die blauen Quadrate stellen die anhand der On-Chip-Thermometrie bestimmten Temperaturdifferenzen zwischen den verwendeten Hallbarabgriffen in Abhängigkeit der Heizleistung dar.

Der Unterschied in den Thermokraft-Messungen an zwei vergleichbaren Hallbars des selben (Ga,Mn)As-Wafers kann erst unter Berücksichtigung der jeweiligen On-Chip-Thermometrie-Messungen erklärt werden. Ein ursprüngliches Ziel des verwendeten Messaufbaus mit dem Heizwiderstand R_{Heiz} war die Realisierung einer Variation der Temperaturdifferenz ΔT auf der Probe bei konstant bleibender mittlerer Proben­temperatur $T_{\text{Probe, gemittelt}}$. Mit zunehmender Heizleistung P_{Heiz} sollte dabei lediglich der Betrag der Temperaturdifferenz ΔT zunehmen, $T_{\text{Probe, gemittelt}}$ jedoch annähernd konstant bleiben. Wegen $V_{\text{thermo}} = -S\Delta T$ (vgl. Gl. 2.20) ist dann eine lineare Abhängigkeit von V_{thermo} und P_{Heiz} zu erwarten, falls $\Delta T \propto P_{\text{Heiz}}$ erfüllt ist. Bei beiden verwendeten Proben konnte diese direkte Proportionalität der Heizleistung zu der erzeugten Temperaturdifferenz ΔT nicht beobachtet werden (vgl. blaue Kurven in Abb. 4.8). Vielmehr sättigt der Betrag von ΔT bei hohen Heizleistungen P_{Heiz} . Diese Sättigung ist vermutlich bedingt durch die im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Temperaturankopplung an die Umgebung, d.h. das Helium-Austauschgas in der Probenkammer. Dieses soll bei zukünftigen Experimenten durch Evakuierung der Probenkammer behoben werden (vgl. Kap. 5). Zusätzlich können Wärmeankopplungen an den Al-Bonddrähten auf der Probe auftreten.

Zudem steigt $T_{\text{Probe, gemittelt}}$ mit zunehmender Heizleistung P_{Heiz} in beiden Fällen stark an, wie für die Probe B729j aus Tab. 4.1 ersichtlich wird. Da der Thermokraft-Koeffizient S in Gl. 2.20 jedoch selbst eine nichttriviale Temperaturabhängigkeit besitzt [11, 64], kann aus den vorliegenden Messungen kein direkter Zusammenhang zwischen V_{thermo}

und P_{Heiz} abgeleitet werden. Daher können die nachfolgenden Messungen nur unter Berücksichtigung der Proben­temperatur $T_{\text{Probe, gemittelt}}$ diskutiert werden.

Zur Diskussion der Thermokraft am Beispiel der Probe B729j wurden die longitudinalen und transversalen Spannungssignale gemäß der Formeln

$$S_{\text{long}} = -\frac{V_{\text{long, therm.}}}{\Delta T} \quad S_{\text{trans}} = -\frac{V_{\text{trans, therm.}}}{\Delta T} \cdot \frac{l}{w} \quad (4.2)$$

in die longitudinale bzw. transversale Projektion des Thermokrafttensors S_{long} und S_{trans} umgerechnet. Hierbei beschreiben $w = 320 \mu\text{m}$ und $l = 1.6 \text{ mm}$ die Breite der Hallbar bzw. den Abstand der zur Messung der Längssignale verwendeten Hallbar-Abgriffe.

Tabelle 4.1 ist eine Zusammenstellung der berechneten Thermokraftsignale bei unterschiedlichen Heizströmen. Aus den On-Chip-Thermometrie-Experimenten aus Kap. 4.1.2 ist der Temperaturverlauf über die Probe in Abhängigkeit der Heizleistung bereits bekannt. Zur Berechnung der Thermokraft-Signale wurden die dadurch ermittelten Temperaturdifferenzen zwischen den verschiedenen Abgriffen der Hallbar verwendet.

I_{Heiz} (mA)	P_{Heiz} (mW)	$T_{\text{Probe, gemittelt}}$ (K)	ΔT (K)	S_{long} ($\frac{\mu\text{V}}{\text{K}}$)	S_{trans} ($\frac{\mu\text{V}}{\text{K}}$)
10	10	10.6	-0.1	15	450
20	40	12.5	-0.1	78	139
30	90	17.0	1.5	14	16
40	160	19.0	0.6	60	106
50	250	23.0	0.3	163	325
60	360	28.0	0.3	193	398
70	490	33.0	0.3	215	430

Tabelle 4.1 Longitudinale und transversale Thermokraft-Signale an der Probe B729j in Abhängigkeit des Heizstroms. $\Delta T = T_3 - T_1$ bezeichnet die durch die resistive Thermometrie bestimmte Temperaturdifferenz zwischen den verwendeten Längsabgriffen (vgl. Abb. 4.3). Die mittlere Proben­temperatur wurde mit $T_{\text{Probe, gemittelt}} = \frac{T_1 + T_3}{2}$ berechnet. Die Berechnung der Thermokraft-Signale erfolgte unter Berücksichtigung der Temperaturdifferenz gemäß Gl. 4.2.

Bei der Diskussion der Thermokraft-Signale muss die Größe und die Genauigkeit der Bestimmung des Temperaturgradienten berücksichtigt werden. Aus Kap. 4.1.2 ist be-

kannt, dass sich bei niedrigen $P_{\text{Heiz}} \leq 40 \text{ mW}$ der Temperaturverlauf auf der Probe B739j aufgrund der limitierten Messgenauigkeit nicht auflösen lässt und somit auch scheinbar negative Temperaturgradienten auftreten. Der Temperaturgradient bei $P_{\text{Heiz}} = 90 \text{ mW}$ erscheint durch den größeren Fehler in der Temperaturbestimmung beim Durchlaufen des Minimums der Eichkurven sehr groß. Bei Heizleistungen über 90 mW sinkt der Wert der Temperaturdifferenz auf der Probe mit zunehmender Heizleistung durch die schlechte thermische Ankopplung der Probe an die Wärmesenke.

Da jedoch der Betrag und der Verlauf der Temperaturdifferenz in den Nenner des Thermokraft-Koeffizienten eingeht, spiegelt sich der Messfehler des Temperaturprofils auch in den Thermokraft-Signalen wieder. Durch die Ungenauigkeiten in der Temperaturbestimmung bei $P_{\text{Heiz}} \leq 90 \text{ mW}$ sind die Thermokraft-Signale für geringe Heizleistungen sehr ungenau. Erst bei höheren Leistungen, wenn der Temperaturverlauf über die Probe durch die Wärmeankopplung limitiert ist, lassen sich verwertbare Thermokraft-Signale berechnen. Diese steigen mit zunehmender Heizleistung sowohl im longitudinalen, als auch im transversalen Fall stark an.

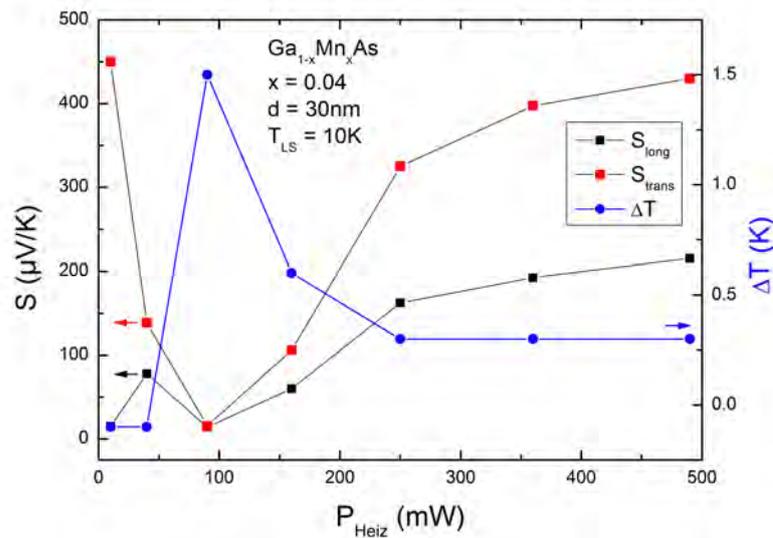


Abbildung 4.9 Abhängigkeit der longitudinalen (schwarz) und transversalen (rot) Thermokraft-Signale von der Heizleistung P_{Heiz} , gemessen an der Hallbar B729j bei $T_{\text{LS}} = 10 \text{ K}$. In S_{long} und S_{trans} spiegelt sich der Messfehler der Temperaturdifferenz ΔT (blau) wieder.

Die Abhängigkeit der Thermokraft von der Heizleistung ist in Abb. 4.9 dargestellt. Nach Jaworski *et al.* skaliert die Amplitude der Thermokraft mit der Wärmeleitfähigkeit des GaAs-Substrats und ist somit temperaturabhängig [11, 64]. Bei tiefen Temperaturen dominiert dabei die spezifische Wärme der Magnonen den Wärmetransport, wodurch $S \propto T^{3/2}$ gelten soll. Durch die On-Chip-Thermometrie konnte in der vorliegenden Arbeit beobachtet werden, dass sich mit zunehmender Heizleistung die gesamte Probe stark erwärmt. Die mittlere Temperatur auf der Probe, $T_{\text{Probe, gemittelt}} = \frac{T_1 + T_3}{2}$, ist als Funktion der Heizleistung in Tab. 4.1 dargestellt. Daran ist zu erkennen, dass nicht nur der Betrag der aufgeprägten Temperaturdifferenz ΔT von P_{Heiz} abhängt, sondern auch $T_{\text{Probe, gemittelt}}$. Somit können die Thermokraftsignale, wie bereits in vorangegangenen Abschnitt diskutiert, nur unter Berücksichtigung der Auswirkung von P_{Heiz} auf $T_{\text{Probe, gemittelt}}$ verglichen werden. Da aber sowohl ΔT , als auch $T_{\text{Probe, gemittelt}}$ nichtlinear von der deponierten Heizleistung abhängen und beide Größen Auswirkungen auf die gemessene Thermokraft haben, ist ein Vergleich von S_{long} und S_{trans} für unterschiedliche Werte von P_{Heiz} schwierig. Für hohe Heizleistungen $P_{\text{Heiz}} \geq 250 \text{ mW}$ ist die aufgeprägte Temperaturdifferenz mit $\Delta T \approx 0.3 \text{ K}$ konstant, die Thermokraft-Koeffizienten S_{long} und S_{trans} steigen mit der Erhöhung der Heizleistung und der damit verbundenen Erwärmung der Probe an. Da die deponierte Heizleistung durch die Compliance der verwendeten Keithley 2400 Sourcemeter beschränkt war, konnte die Temperatur- und Heizleistungsabhängigkeit der Thermokraft-Signale nicht für größere Werte von P_{Heiz} untersucht werden.

Wünschenswert wäre es, die Probentemperatur $T_{\text{Probe, gemittelt}}$ durch das Aufprägen einer Temperaturdifferenz ΔT nicht zu beeinflussen und für unterschiedliche Werte von P_{Heiz} und ΔT konstant halten zu können. Erst dann ist ein direkter Vergleich der Thermokraft-Signale bei unterschiedlichen Temperaturdifferenzen ΔT sinnvoll. Eine Umsetzung dieses Ziels war jedoch mit dem verwendeten Versuchsaufbau bislang nicht möglich. Hierzu muss eine Optimierung der thermischen Ankopplung der Probe an die Wärmesenke und der Deposition der Heizleistung erfolgen. Um eine Erwärmung der gesamten Probe zu verhindern, muss dabei mit möglichst geringen, direkt am Substrat deponierten Heizleistungen gearbeitet werden. Da im bisherigen Versuchsaufbau das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei niedrigen Heizleistungen P_{Heiz} stark zunahm und über die On-Chip-Thermometrie der Verlauf des Temperaturgradienten erst bei höheren Heizleistungen nachgewiesen und quantifiziert werden konnte, musste mit höheren

Heizleistungen und der damit verbundenen Erwärmung der gesamten Probe gearbeitet werden.

Ein Vergleich einzelner Thermokraftwerte mit der Literatur zeigt jedoch, dass die bei den unterschiedlichen Probertemperaturen $T_{\text{Probe, gemittelt}}$ gemessenen Werte im selben Wertebereich wie bereits veröffentlichte Messungen an vergleichbaren (Ga,Mn)As-Proben liegen. Die Thermokraft-Signale S_{long} und S_{trans} sind gemäß $S \propto -V_{\text{therm}}$ positiv, wie für einen Ladungstransport durch Löcher erwartet wird [18, 66, 67]. Bei einer Heizleistung von $P_{\text{Heiz}} = 360 \text{ mW}$ beträgt die mittlere Probertemperatur 28 K, das longitudinale Thermokraft-Signal wurden unter Verwendung von $\Delta T = 0.30 \text{ K}$ zu $S_{\text{long}} = 193 \frac{\mu\text{V}}{\text{K}}$ berechnet. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem von Pu *et al.* an einer vergleichbaren (Ga,Mn)As-Probe mit 4.9% Mangan-Gehalt bei einer Probertemperatur von 30 K bestimmten Wert von $S = 289 \frac{\mu\text{V}}{\text{K}}$ [18].

4.2 Untersuchung des winkelabhängigen Magnetwiderstands an (001)-orientiertem (Ga,Mn)As

Der elektrische Transport in einem Festkörper kann durch das Ohmsche Gesetz beschrieben werden. In Kap. 2.4 wurde in Gl. 2.14 hierzu der elektrische Widerstandstensor $\hat{\rho}$ eingeführt. Dieser wurde anschließend in Gl. 2.23 in einer Taylorreihe bis zur vierten Ordnung in Abhängigkeit der Magnetisierung entwickelt. Die bei elektrischen Transportmessungen detektierbaren Längs- und Querspannungssignale sind Projektionen von $\hat{\rho}$ auf die Transportrichtung \mathbf{j} bzw. die Transversale \mathbf{t} und somit abhängig von den Entwicklungskoeffizienten ρ_0 bis ρ_9 (Gl. 2.32 und Gl. 2.33).

Dieser Abschnitt diskutiert die ADMR-Messungen an (001)-orientierten (Ga,Mn)As-Dünnschichten. Alle nachfolgend vorgestellten Messungen wurden an (Ga,Mn)As-Hallbars des Wafers B729 (vgl. Kap. 3.2), d.h. an $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ mit $x = 4\%$ und mit einer Schichtdicke von $d = 30 \text{ nm}$ durchgeführt. Die Rotationen im Magnetfeld erfolgten analog zu Kap. 3.4 bei externen Magnetfeldstärken von 0.1, 0.5 und 1 T. Dabei wurden die Längs- und Querspannungen an der Hallbar abhängig vom Rotationswinkel $\theta = \angle(\mathbf{H}, \mathbf{j})$ aufgezeichnet.

Abb. 4.10 zeigt eine schematische Darstellung der verwendeten Hallbar-Abgriffe zur Messung der Längs- und Querspannungssignale in den ADMR-Experimenten. Der an der Hallbar angelegte Strom \mathbf{j} verläuft parallel zur $[110]$ -Richtung. Längsspannungen wurden ebenfalls entlang der $[110]$ -Richtung gemessen, die Messung der Querspannung erfolgte entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung.

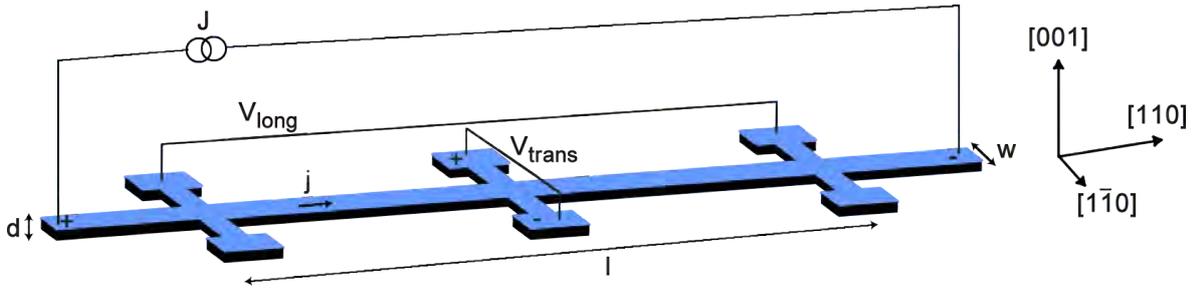


Abbildung 4.10 Skizze der verwendeten Abgriffe für resistive Messungen.

Die Umrechnung der gemessenen Längs- und Querspannungen V_{long} und V_{trans} in die Längs- und Querprojektion des Widerstandstensors erfolgte gemäß

$$\rho_{\text{long}} = \frac{V_{\text{long}}}{I} \cdot \frac{w \cdot d}{l} \quad \text{und} \quad \rho_{\text{trans}} = \frac{V_{\text{trans}}}{I} \cdot d \quad (4.3)$$

I bezeichnet dabei den angelegten Längsstrom über die Probe, dieser betrug in allen ADMR-Messungen $I = 20 \mu\text{A}$. Die geometrischen Abmessungen auf der Probe sind durch die Parameter l , w und d beschrieben (vgl. Abb. 4.10). Die Länge $l = 1.6 \text{ mm}$ beschreibt den Abstand zwischen den verwendeten Längsabgriffen, die Breite w der Hallbar beträgt $w = 320 \mu\text{m}$. Die hier gezeigten Messungen wurden an der Probe B729f mit einer Schichtdicke von $d = 30 \text{ nm}$ aufgenommen. Aus der Probengeometrie ergibt sich $|\mathbf{j}| = j = \frac{I}{dw} = 2.1 \frac{\text{A}}{\text{mm}^2}$.

Zur Durchführung der ADMR-Experimente wurde am Probenstab $T_{\text{LS}} = 10 \text{ K}$ eingestellt. Um die hier diskutierten ADMR-Messungen mit den nachfolgend an den selben Proben durchgeführten ADMTP-Experimenten (vgl. Kap. 4.3) vergleichen zu können, wurde der Probe zudem durch Anlegen eines Heizstroms $I_{\text{Heiz}} = 50 \text{ mA}$ an den 100Ω Heizwiderstand R_{Heiz} ein Temperaturgradient (vgl. Kap. 4.1.2) aufgeprägt. Da in der späteren Diskussion der ADMTP-Messungen verdeutlicht wird, dass das reine Thermokraft-Signal in (Ga,Mn)As etwa hundertmal kleiner ist als die hier betrachteten ADMR-Signale, ist der Einfluss des Temperaturgradienten auf die ADMR-Messungen

vernachlässigbar klein. Es ist jedoch, wie in Kap. 4.1.3 gezeigt wurde, zu beachten, dass sich durch Anschalten des Heizstroms die mittlere Proben­temperatur $T_{\text{Probe, gemittelt}}$ auf etwa 25 K erhöht.

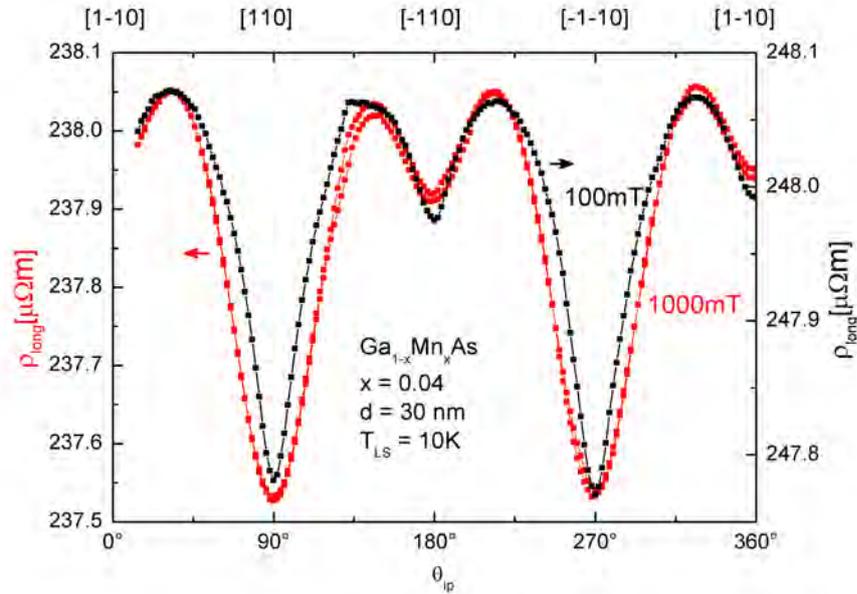


Abbildung 4.11 Lineare Darstellung der longitudinalen Projektion ρ_{long} des Widerstandstensors als Funktion der Orientierung θ_{ip} des externen Magnetfeldes. Die Daten wurden an der Hallbar B729f in ip-Konfiguration bei externen Magnetfeldern von 100 mT (schwarz) und 1000 mT (rot) aufgezeichnet.

ip-Konfiguration

Abb. 4.11 zeigt die gemessenen Längsspannungssignale bei ip-Rotationen (vgl. Abb. 3.4) an der Probe B729f bei einem externen Magnetfeld von $\mu_0 H = 100$ mT (schwarz) und 1000 mT (rot) in einer linearen Darstellung. Zu sehen ist eine 360°-periodische Struktur mit vier Maxima und mit ausgeprägten Minima bei $\theta = 90^\circ$ bzw. $\theta = 270^\circ$. Der Kurvenverlauf ist für beide Magnetfeldstärken identisch, jedoch unterscheiden sich der Hub des Signals und der Offset.

Die Symmetrieeigenschaften der gemessenen Daten lassen sich anhand einer Darstellung in Polardiagrammen einfacher erkennen. Abb. 4.12 zeigt eine solche Darstellung der Längskomponente des Widerstandstensors bei $\mu_0 H = 100$ mT. Die vorliegenden Messdaten zeigen ein maximales Signal, wenn das Magnetfeld $\mu_0 \mathbf{H}$ senkrecht zur Stromrichtung \mathbf{j} liegt. Steht das Magnetfeld dagegen parallel zu \mathbf{j} ($\theta_{\text{ip}} = 90^\circ + n \cdot 180^\circ$), ist das Signal des Magnetwiderstandes minimal. Damit zeigt sich, dass auch in Probe B729f

die für (Ga,Mn)As bekannte Eigenschaft $\rho_{\parallel} < \rho_{\perp}$ gilt [68, 69].

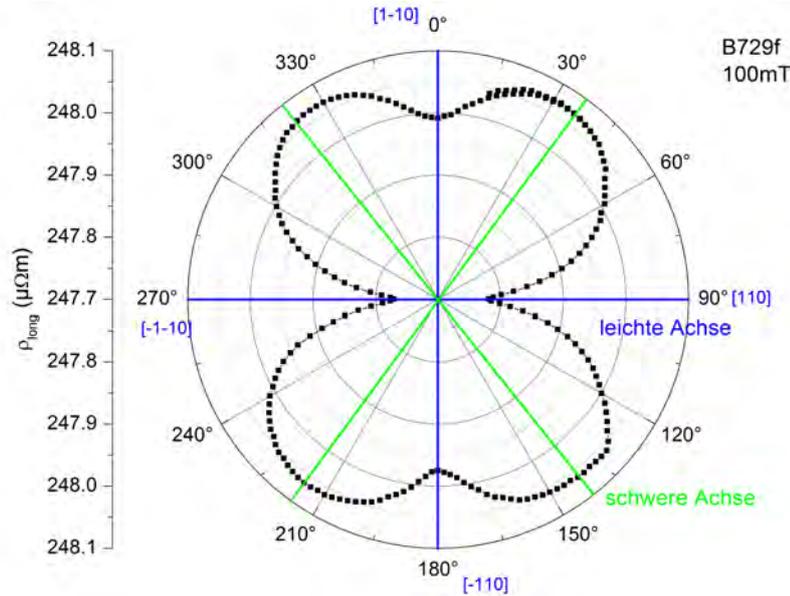


Abbildung 4.12 Polardarstellung der longitudinalen Projektion ρ_{long} des Widerstandstensors, gemessen an der Hallbar B729f in ip-Konfiguration bei einem externen Magnetfeld von $\mu_0 H = 100 \text{ mT}$. Die Lage der leichten Achsen ist durch blaue Linien markiert, grüne Linien zeigen die Lage der schweren Achsen. Die Daten sind bereits auf den kleinen Versatz beim Probeneinbau korrigiert.

Analog zu dem in Kap. 2.7.3 beschriebenen Vorgehen kann aus den ip-Datensätzen der ADMR-Messungen die magnetische Anisotropie der Probe bestimmt werden. Anhand der Publikation von Limmer *et al.* abgeschätzte Startwerte [26] für die magnetische Anisotropie ($B_c = -10 \text{ mT}$, $B_{001} = 0.3 \text{ T}$ und $B_{1-10} = 5 \text{ mT}$) wurden in die Simulation eingesetzt. Für ip-Rotationen im magnetischen Feld ($\mathbf{m} \cdot \mathbf{n} = 0$) haben der Längs- und Queranteil des elektrischen Widerstandstensors nur die folgenden nichtverschwindenden Komponenten (vgl. Gl. 2.32 und Gl. 2.33):

$$\rho_{\text{long,tetragonal}} = \rho_0 + \rho_1 m_j^2 + \rho_3 m_j^4 \quad (4.4)$$

$$\rho_{\text{trans,tetragonal}} = \rho_{\text{off}} + \rho_7 m_j m_t. \quad (4.5)$$

Die Widerstandskoeffizienten ρ_1 und ρ_3 wurden den bei $\mu_0 H = 1000 \text{ mT}$ gemessenen ρ_{long} - und ρ_{trans} -Daten unter Minimierung der Fitgüte χ^2 angepasst. Für Messungen mit hohen externen Feldstärken haben die Anisotropie-Beiträge durch die Dominanz

des Zeemann-Beitrags zur freien Energie (vgl. Gl. 2.1) kaum Einfluss auf die Simulation, erst bei niedrigen Feldstärken ($\mu_0 H = 100 \text{ mT}$) wird der Kurvenverlauf durch die magnetische Anisotropie beeinflusst. Daher wurden die Parameter ρ_i der Reihenentwicklung zunächst - wie in Kap. 2.7 beschrieben - an die bei hohen $\mu_0 H$ gemessenen Datensätze angepasst. Die Widerstandskoeffizienten wurden dabei als feldunabhängig angenommen. Im Gegensatz dazu sind die Offsetparameter ρ_0 und ρ_{off} feldabhängig. ρ_{off} korrigiert einen eventuellen, bedingt durch die Verwendung der optischen Lithographie bei der Strukturierung der Hallbar, longitudinalen Versatz zwischen den zur Messung der Querspannung verwendeten Hallbar-Abgriffen. Da $m_j^2 \propto \cos^2 \theta$ ist, können die beiden Maxima in ρ_{long} erst unter Verwendung des Terms vierter Ordnung, $m_j^4 \propto \cos^4 \theta$ angepasst werden.

Eine durch den freihändigen Einbau verursachte Verkippung der Probenoberfläche aus der ip-Lage ist in den Messdaten durch eine Asymmetrie des Kurvenverlaufs vor allem in den Querwiderständen sichtbar (vgl. Abb. 4.13 (b)). Dieses kann durch die Anpassung des Rotationsvektors ausgeglichen werden. Anstelle von $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$ wird im Folgenden $\mathbf{n}_{\text{neu}} = (0.05, -0.04, 1.01)$ verwendet, was einer Verkippung um 0.34° aus der ip-Lage entspricht. Das Ergebnis der Simulation unter Berücksichtigung der Verkippung ist in Abb. 4.13 blau dargestellt. Im Vergleich dazu ist die Simulation unter Verwendung der Drehung um \mathbf{n} in rot dargestellt. Die so aus der Simulation bestimmten Parameter der Widerstandsentwicklung sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengefasst.

Index	$\rho_1(\mu\Omega\text{m})$	$\rho_3(\mu\Omega\text{m})$	$\rho_7(\mu\Omega\text{m})$	$\chi_{\text{long},1\text{T}}^2 \cdot 10^{-10}$	$\chi_{\text{trans},1\text{T}}^2 \cdot 10^{-6}$
Drehung um \mathbf{n}	0.67	-1.05	-5.20	1.96	19.6
Drehung um \mathbf{n}_{neu}	0.70	-1.10	-5.40	1.41	0.91

Tabelle 4.2 Aus der Simulation unter Minimierung der Fitgüte erhaltene Widerstandsparameter ohne und mit Korrektur auf eine Verkippung der Probe beim Einbau.

Offenbar hat schon eine geringe Verkippung der Probe aus der ip-Ebene eine große Auswirkung auf die Symmetrie der Messkurven. Die Ursache hierfür ist der durch ρ_6 beschriebene anomalen Hall-Effekt (vgl. Tab. A.1 in Anhang A.4), der etwa doppelt so groß ist wie der Parameter ρ_7 des planaren Hall-Effekts, sobald M nicht mehr exakt in

der ip-Ebene liegt.

Für niedrige externe Magnetfelder ($\mu_0 H = 100$ mT) ist der Einfluss der magnetischen Anisotropie auf die Messdaten sichtbar. In diesem Fall zeigt die Magnetisierung \mathbf{M} der Probe nicht für alle Magnetfeldorientierungen in Richtung des Feldvektors \mathbf{H} . Daraus resultiert, dass sich der Magnetwiderstand bei den harten Achsen bei $\theta_{\text{ip}} \approx 36^\circ$ und $\theta_{\text{ip}} \approx 144^\circ$ abrupt ändert. Dazwischen liegen die leichten Achsen ($\theta_{\text{ip}} \approx 0^\circ$ und $\theta_{\text{ip}} \approx 90^\circ$). Die entsprechende kubische Anisotropie ergibt sich aus der Simulation zu $B_c = -12$ mT. Der Beitrag der uniaxialen Anisotropie in der (Ga,Mn)As-Filmebene beträgt $B_{110} = 10$ mT.

oopj-Konfiguration

Die ADMR-Daten der Probe B729f in oopj-Konfiguration sind in Abb. 4.13 (c) und (d) dargestellt. In dieser Konfiguration gilt $\mathbf{m} \cdot \mathbf{j} = 0$, so dass sich Gl. 2.32 und Gl. 2.33 zu folgenden Ausdrücken verkürzen:

$$\rho_{\text{long}} = \rho_0 + \rho_2 m_n^2 + \rho_4 m_n^4 \quad (4.6)$$

$$\rho_{\text{trans}} = \rho_6 m_n + \rho_8 m_n^3. \quad (4.7)$$

Der Längsanteil ρ_{long} des Widerstandstensors in oopj-Konfiguration (Abb. 4.13(c)) zeigt die typische $\cos^2 \theta$ -Signatur mit Minima bei $\theta_{\text{oopj}} = 0^\circ$ und $\theta_{\text{oopj}} = 180^\circ$. In diesem Fall steht \mathbf{H} senkrecht zur Filmebene. Für ausreichend große externe Magnetfelder kann die uniaxiale Anisotropie B_{001} überwunden und die Magnetisierungsrichtung \mathbf{M} aus der Filmebene in die $[001]$ (bzw. $[00\bar{1}]$) Richtung herausgedreht werden. Mit Hilfe der Simulation wurde $B_{001} = 83$ mT bestimmt, so dass auch bei der niedrigsten in den Experimenten verwendeten magnetischen Feldstärke $\mu_0 H = 100$ mT keine Hysterese durch die Formation von magnetischen Domänen beobachtet werden konnte. Da die Simulation der Messdaten auf Berechnungen im Rahmen des Stoner-Wohlfarth-Modells basiert und damit nur für eindomänige Dünnschichten gültig ist, wurden keine Messungen bei geringeren magnetischen Feldstärken als $\mu_0 H = 100$ mT durchgeführt.

In oopj-Konfiguration wird der Queranteil des Widerstandstensors (Abb. 4.13 (d)) von dem Beitrag ρ_6 des anomalen Hall-Effekts dominiert und zeigt somit bei allen gemessenen Feldstärken ein Sinus-artiges Verhalten mit einem Minimum bei $\theta_{\text{oopj}} = 90^\circ$

4.2 Untersuchung des winkelabhängigen Magnetwiderstands an (001)-orientiertem (Ga,Mn)As

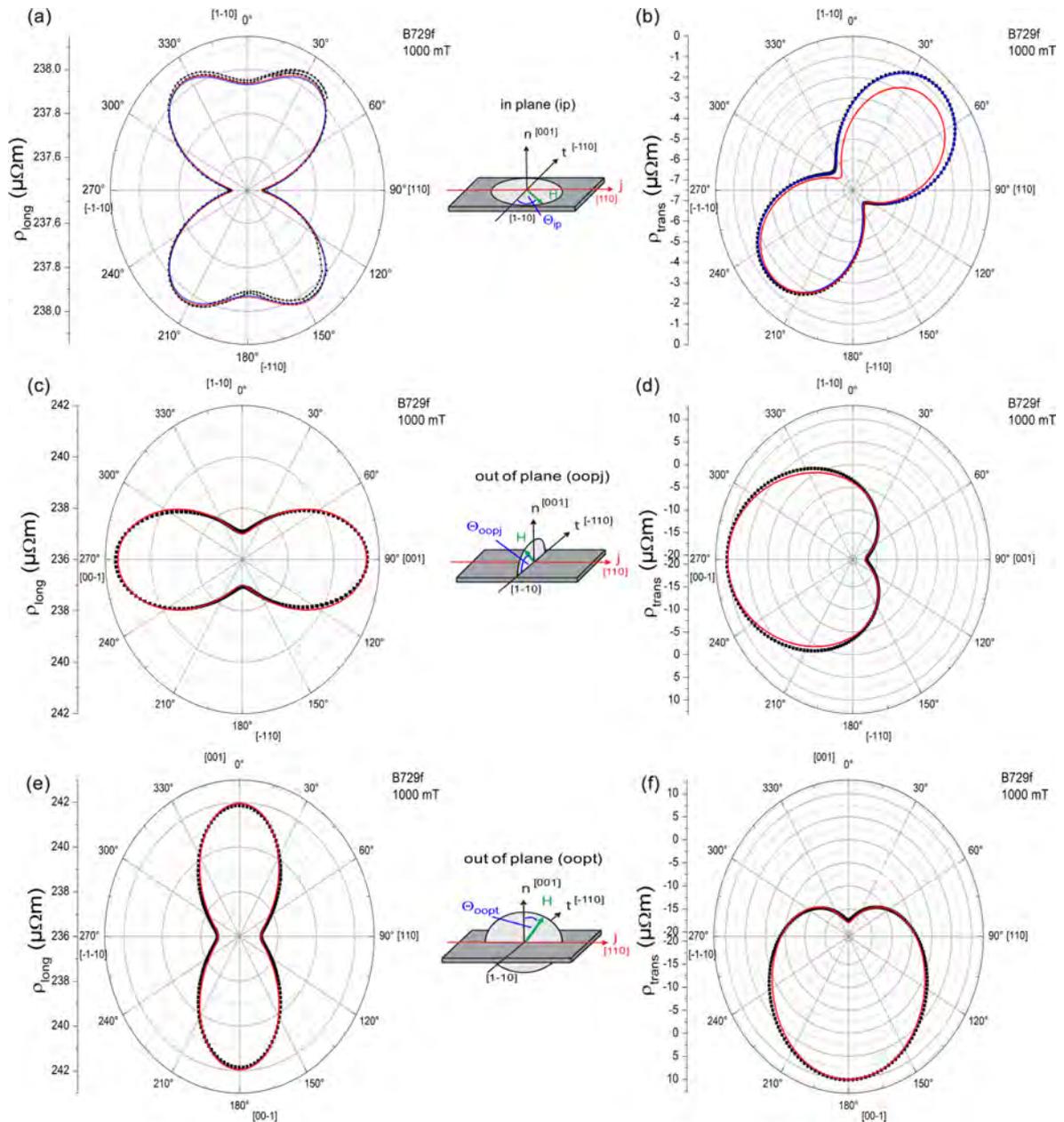


Abbildung 4.13 Messungen und Simulationen des Längsanteils ρ_{long} des Magnetwiderstands bei $\mu_0 H = 1000$ mT in ip- (a), oopj- (c) und oopt-Konfiguration (e), sowie des Queranteils ρ_{trans} des Magnetwiderstands bei 1000 mT ip (b), oopj (d) und oopt (f). Die schwarzen Punkte stellen die Messdaten dar, die Simulationen sind als rote Linien eingezeichnet. Die blauen Linien in (a) und (b) stellen die Simulation unter Berücksichtigung der Verkipfung des Rotationsvektors dar.

($\mathbf{m} \cdot \mathbf{n} < 0$ da $\mathbf{m} \parallel \mathbf{H} = [001]$) und einem Maximum bei $\theta_{\text{oojp}} = 270^\circ$ ($\mathbf{m} \cdot \mathbf{n} > 0$).

oopt-Konfiguration

In den abschließend betrachteten oopt-Messungen ist $\mathbf{m} \cdot \mathbf{t} = 0$, so dass für die Projektionen des Widerstandstensors in diesem Fall gilt

$$\rho_{\text{long}} = \rho_0 + \rho_1 m_j^2 + \rho_2 m_n^2 + \rho_3 m_j^4 + \rho_4 m_n^4 + \rho_5 m_j^2 m_n^2 \quad (4.8)$$

$$\rho_{\text{trans}} = \rho_6 m_n + \rho_8 m_n^3. \quad (4.9)$$

Der Kurvenverlauf von ρ_{long} und ρ_{trans} in oopt-Konfiguration (vgl. Abb. 4.13 (e) und (f)) entspricht qualitativ den Messungen in oopj-Konfiguration. Aufgrund der Einbaukonvention für oopt-Messungen ist die Lage der Extrema in beiden gezeigten Messungen jedoch um 90° gegenüber den entsprechenden oopj-Messungen verschoben ($\theta_{\text{oopt}} = 0^\circ$ entspricht in oopt einem Magnetfeld senkrecht zur Filmebene). Anhand der Simulation konnte bestätigt werden, dass die in den vorangegangenen Simulationen zur ip- und oopj-Konfiguration bestimmten Reihenentwicklungsparameter ρ_1 bis ρ_6 sowie ρ_8 unter Verwendung von \mathbf{n} auch die oopt-Messdaten für alle gemessenen Magnetfelder konsistent beschreiben können. Alle Simulationsparameter zu den Messungen an der Probe B729f sind in Tab. 4.3 aufgelistet. Im Anhang sind ebenfalls alle in den Simulationen verwendeten Offsetparameter ρ_0 und ρ_{off} in Tab. A.2 bis Tab. A.4 aufgeführt. Es wurde beobachtet, dass diese Offsetparameter feldabhängig sind und mit zunehmender externer Magnetfeldstärke sinken, was mit den in [39] beschriebenen Beobachtungen übereinstimmt.

Index	ADMR	B_{001} (mT)	B_{110} (mT)	B_c (mT)
ρ_1 ($\mu\Omega\text{m}$)	0.67	83	10	-12
ρ_2 ($\mu\Omega\text{m}$)	3.35	-	-	-
ρ_3 ($\mu\Omega\text{m}$)	-1.05	-	-	-
ρ_4 ($\mu\Omega\text{m}$)	1.1	-	-	-
ρ_5 ($\mu\Omega\text{m}$)	-2	-	-	-
ρ_6 ($\mu\Omega\text{m}$)	-11	-	-	-
ρ_7 ($\mu\Omega\text{m}$)	-5.2	-	-	-
ρ_8 ($\mu\Omega\text{m}$)	-3	-	-	-
ρ_9 ($\mu\Omega\text{m}$)	0	-	-	-

Tabelle 4.3 Simulationsparameter der ADMR-Messungen an der Probe B729f.

4.3 Untersuchung der winkelabhängigen Magnetothermokrafft an (001)-orientiertem (Ga,Mn)As

In Kap. 4.1.3 wurde bereits das Messprinzip für Thermokrafftmessungen anhand von Abb. 4.7 erläutert. Im Folgenden werden nun winkelabhängige Thermokrafftmessungen (ADMTP) an der (Ga,Mn)As-Probe B729f vorgestellt, deren ADMR-Eigenschaften in Kap. 4.2 beschrieben sind. Die Umrechnung der gemessenen Thermospannungen erfolgt dabei wieder gemäß Gl. 4.2.

In den nachfolgend diskutierten ADMTP-Messungen wurde der Temperaturgradient auf der Probe durch einen Heizstrom $I_{\text{Heiz}} = 50 \text{ mA}$ über den 100Ω Widerstand erzeugt. Anhand der resistiven Thermometrie wurde die dadurch erzeugte Temperaturdifferenz auf der Probe zwischen den zur Messung der Längsspannung verwendeten Abgriffen zu $\Delta T = 0.8 \text{ K} \pm 0.2 \text{ K}$ bestimmt. Die mittlere Proben temperatur beträgt bei diesem Heizstrom 25.2 K , als Umgebungstemperatur in der Messkammer wurden vor den Messungen $T_{\text{LS}} = 10 \text{ K}$ über eine Wartezeit von ca. einer Stunde stabilisiert und während der Messungen konstant gehalten.

Das reine Spannungssignal der Magnetothermokrafft war in allen durchgeführten Messungen etwa drei Größenordnungen kleiner als das Spannungssignal des Magnetwiderstandes. Dadurch fallen Signalschwankungen im Nanovoltbereich stärker ins Gewicht. Dieses konnte auch unter Verwendung der Filterfunktion des Nanovoltmeters und unter Verlängerung der Integrationszeit nicht behoben werden. Gerade in den Messungen der Querspannungen mit einem Signalhub $V_{\text{therm}} \leq 0.5 \mu\text{V}$ in Abb. 4.15 tritt daher in den Thermokrafftmessungen ein sichtbares Rauschen auf.

Auch die winkelabhängige Magnetothermokrafft an B729f wurde in den drei verschiedenen Rotationsebenen ip , $oopj$ und $oopt$ gemessen. Eine Übersicht über die gemessenen Längs- und Queranteile der Thermokrafft ist in Abb. 4.14 und Abb. 4.15 jeweils in der rechten Spalte zu sehen. In der linken Spalte wurden diesen Messungen zum Vergleich die entsprechenden ADMR-Messungen bei derselben magnetischen Feldstärke gegen-

übergestellt.

Mit Hilfe der in Kap. 2.7 beschriebenen Modellierung wurden die Thermokraftsignale zunächst ohne Verwendung der Seebeck-Parameter S_B und S_C unter Minimierung der Fitgüte simuliert. Die Parameter der magnetischen Anisotropie wurden dabei aus den ADMR-Simulationen (siehe Tab. 4.3) übernommen. Eine anschließende Simulation mit Verwendung der Seebeck-Parameter S_B und S_C untersucht die Notwendigkeit und den Einfluss dieser zusätzlichen Parameter auf die Güte der Simulation der Quersignale. Die Parametersätze beider Simulationen sind in Tab. 4.4 gegenübergestellt und werden im Folgenden für die einzelnen Thermokraftmessungen diskutiert.

Qualitativer Vergleich der Längssignale

Ähnlich wie der Magnetwiderstand zeigt auch die Magnetothermokrafft im Längsanteil ein $\cos^2(\theta)$ -artiges Verhalten. In der ip-Messung bei $\mu_0 H = 1000$ mT in Abb. 4.14 (b) dominiert dieses Verhalten in ρ_{long} gegenüber dem $\cos^4(\theta)$ -Beitrag der Reihenentwicklung, so dass in diesem Fall keine Struktur mit vier Maxima auftritt. Im ADMR in Abb. 4.14 (a) dagegen gilt $|\rho_1| < |\rho_3|$. Verglichen mit der ADMR (ip)-Messung sind die Extrema der $\cos^2(\theta)$ -artigen Thermokraft-Kurve um 90° verschoben. Dies spiegelt sich in den gleichen Vorzeichen der Simulationsparameter S_1 und S_3 wieder, wohingegen ρ_1 und ρ_3 unterschiedliche Vorzeichen besitzen.

In oopj-Konfiguration stimmen die Kurvenverläufe der ADMR-Messung in Abb. 4.14 (c) und der ADMTP-Messung in Abb. 4.14 (d) qualitativ überein. Sowohl im Magnetwiderstand als auch in der Thermokraft sind die Simulationsparameter ρ_2 und ρ_4 bzw. S_2 und S_4 positiv und der in \mathbf{m}_j quadratische Term dominiert. Jedoch tritt in der ADMTP (oopj)-Messung eine starke Asymmetrie der Maxima auf, der Hub des Maximums bei $\theta_{\text{oopj}} = 90^\circ$ ist etwa 30% größer als der Hub des Maximums bei $\theta_{\text{oopj}} = 270^\circ$. Dieses Verhalten zeigte sich bei allen gemessenen Feldstärken und konnte bislang nicht eindeutig erklärt werden.

In oopt-Konfiguration ist wieder ein gegenläufiges Verhalten zwischen dem ADMR in Abb. 4.14 (e) und dem ADMTP in Abb. 4.14 (f) zu sehen. Dies führt in den Simulationen zu unterschiedlichen Vorzeichen der Parameter S_5 und ρ_5 . Auch im ADMTP (oopt) ist eine leichte Asymmetrie der Maxima zu erkennen.

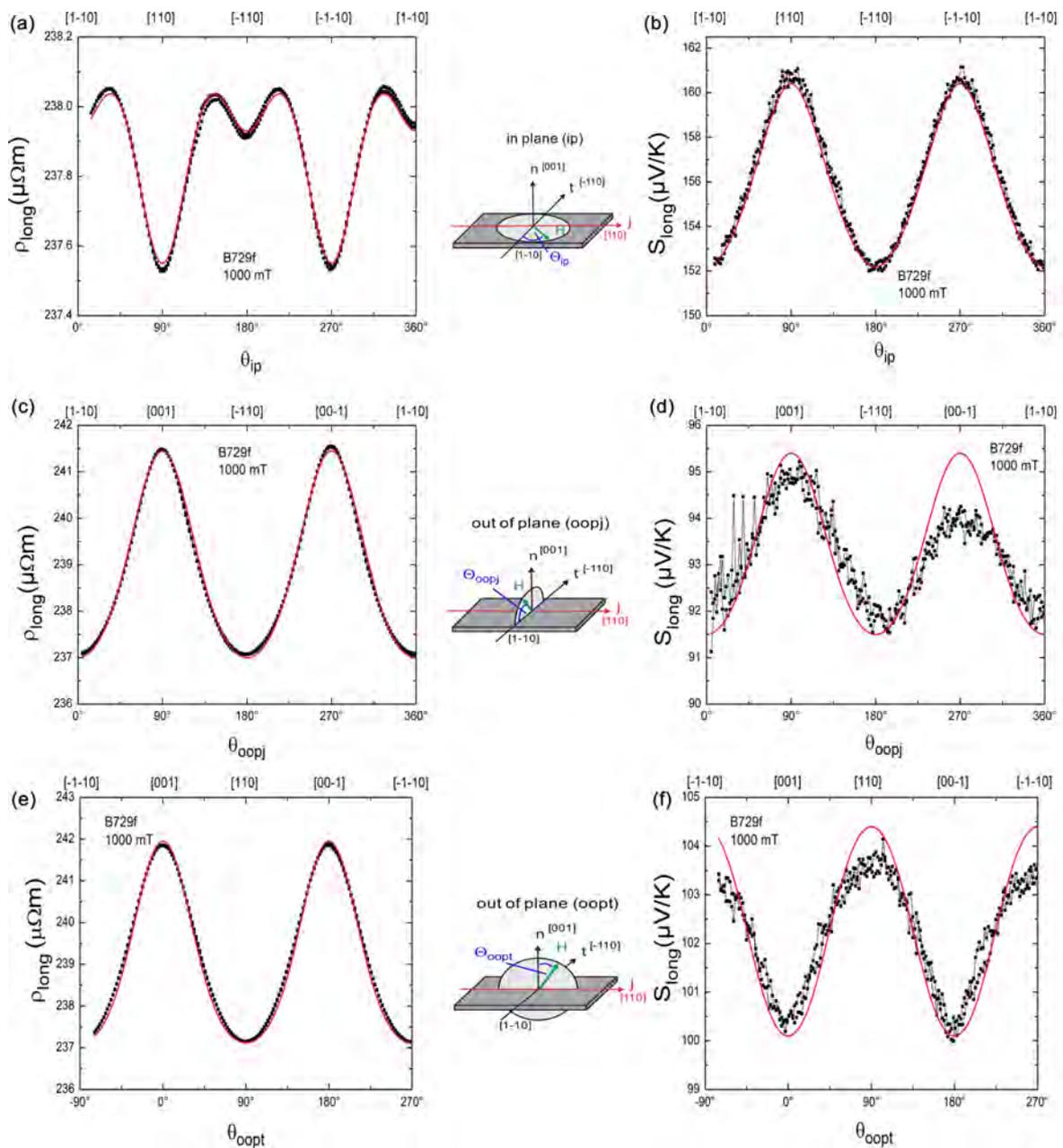


Abbildung 4.14 Gegenüberstellung der Längssignale der ADMR- (linke Spalte) und ADMTP-Messungen (rechte Spalte) an der Probe B729f bei einem externen Magnetfeld $\mu_0 H = 1000$ mT. Gezeigt sind die Längsanteile des Widerstands- bzw. Thermokrafttensors in ip- (a,b), oopj- (c,d) und oopt-Konfiguration (e,f). Die Messdaten sind als schwarze Punkte dargestellt, die roten durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse der Simulation.

Qualitativer Vergleich der Quersignale

Auch im Vergleich von ρ_{trans} und S_{trans} zeigen sich qualitative Unterschiede. In ip-Konfiguration zeigen sowohl das Magnetwiderstandssignal in Abb. 4.15 (a), als auch das Thermokraftsignal in Abb. 4.15 (b) ein $\sin(\theta) \cos(\theta)$ -Verhalten, die Lage der Extrema stimmt ebenso wie das Vorzeichen der Parameter S_7 und ρ_7 überein. Wie im vorangegangenen Abschnitt bereits beschrieben wurde, kann mit einer leichten Verkipfung aus der (001)-Richtung in der Simulation der asymmetrische Verlauf des ADMR-Signals gut angepasst werden (blaue Kurve in (a)). In den ADMTP-Simulationen war die Verbesserung der Simulationsgüte bei Berücksichtigung des verkippten Einbaus dagegen vernachlässigbar klein.

In den beiden oop-Konfigurationen oopj und oopt zeigt sich jeweils ein gegenläufiges Verhalten. Die ADMR-Messungen in Abb. 4.15 (c) und in Abb. 4.15 (e) durchlaufen bei $\theta_{\text{ooj}} = 90^\circ$ bzw. $\theta_{\text{oopt}} = 0^\circ$ die Minima der $\cos(\theta)$ -Abhängigkeit, die ADMTP-Messungen in Abb. 4.15 (d) und in Abb. 4.15 (f) dagegen zeigen ein maximales Signal. Auch in den Simulationen haben die entsprechenden Koeffizienten ρ_6 und S_6 unterschiedliche Vorzeichen.

Einfluss der Seebeck-Parameter S_B und S_C

Wie in der Einführung dieses Abschnittes bereits beschrieben wurde, wurden für die Thermokraftmessungen je eine Simulation mit und ohne die Seebeck-Parameter S_B und S_C durchgeführt. In Abb. 4.14 und Abb. 4.15 sind die ADMTP-Simulationen ohne diese Parameter als rote Linien eingezeichnet, blaue Linien in den ADMTP-Signalen stellen Simulationen mit S_B und S_C dar. Anhand der Reihenentwicklungen wurde in Kap. 2.6.1 festgestellt, dass diese zusätzlichen Beiträge lediglich in den Querkomponenten der ip- und oopt-Thermokraftsignale auftreten können. Eine Zusammenstellung der erhaltenen Simulationsparameter ist in Tab. 4.4 zu finden.

Vergleicht man die Simulationsgüten dieser beiden Simulationen in den entsprechenden Konfigurationen, lässt sich bei allen gemessenen magnetischen Feldstärken nur ein sehr geringer Einfluss der Parameter S_B und S_C feststellen. Die nachfolgende Tab. 4.5 vergleicht die berechneten Fitgüten der Simulationen in ip- und oopt-Konfiguration. In beiden Fällen wurde durch iterative Anpassung der Simulationsparameter die Fitgüte χ^2 minimiert. Bei der Berücksichtigung der Parameter S_B und S_C wurden zudem auch

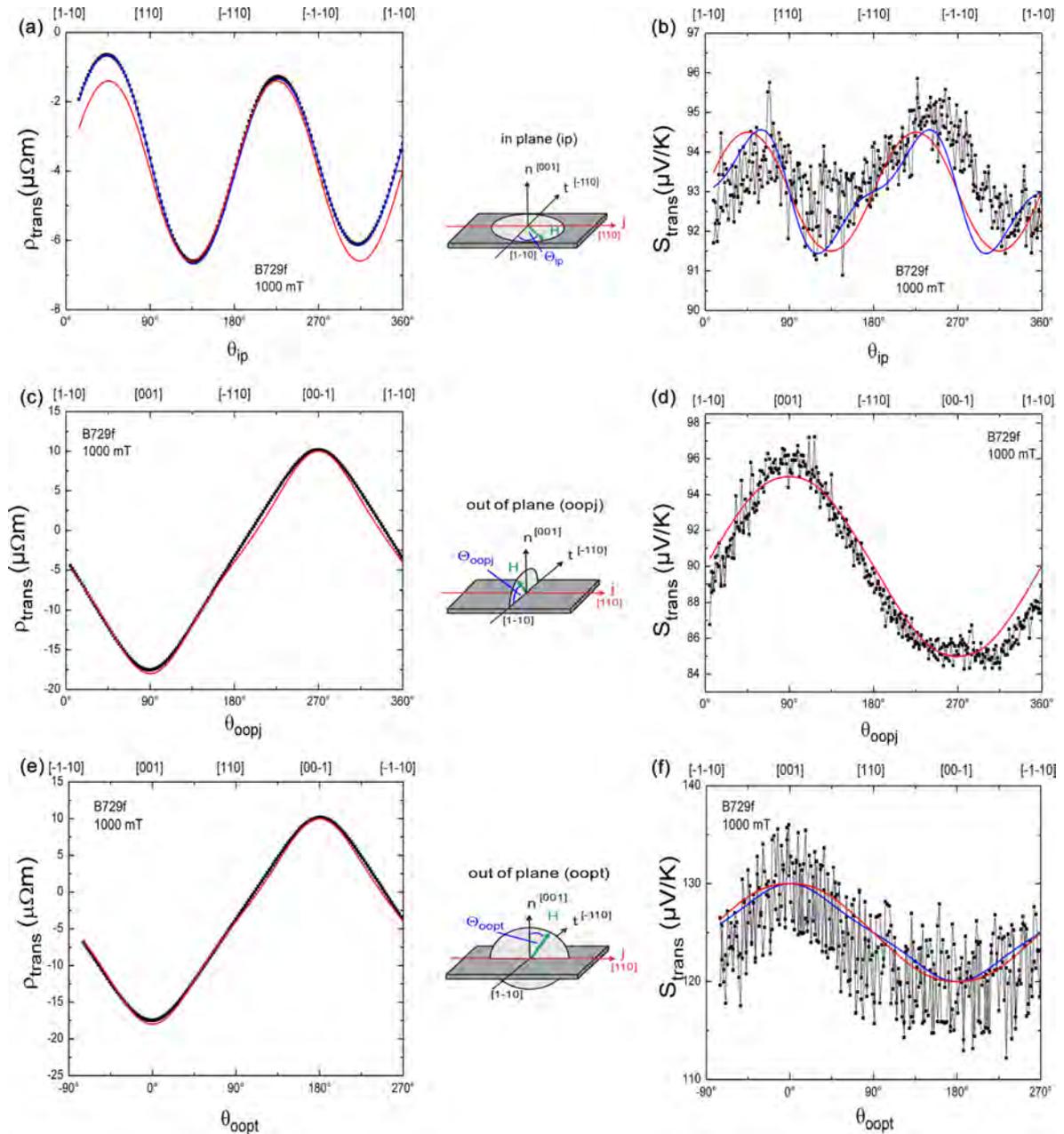


Abbildung 4.15 Gegenüberstellung der Quersignale der ADMR- (linke Spalte) und ADMTP-Messungen (rechte Spalte) an der Probe B729f bei $\mu_0 H = 1000$ mT. Gezeigt sind die Queranteile des Widerstands- bzw. Thermokraftensors in ip- (a,b), oopj- (c, d) und oopt-Konfiguration (e, f). Die Messdaten sind als schwarze Punkte dargestellt, die roten durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse der Simulation. Die blaue Linie in (a) stellt die ADMR-Simulation mit Korrektur auf den verkippten Einbau dar, in (b) und (f) zeigen die blauen Linien Simulationen unter Berücksichtigung der Seebeck-Parameter S_B und S_C .

Index	ADMTP ohne S_B und S_C	ADMTP mit S_B und S_C
$S_1(\frac{\mu V}{K})$	5.7	5.7
$S_2(\frac{\mu V}{K})$	3.6	3.6
$S_3(\frac{\mu V}{K})$	2.5	2.5
$S_4(\frac{\mu V}{K})$	0.3	0.3
$S_5(\frac{\mu V}{K})$	1.8	1.8
$S_6(\frac{\mu V}{K})$	6	6
$S_7(\frac{\mu V}{K})$	-3	-0.6
$S_8(\frac{\mu V}{K})$	-1	-1
$S_9(\frac{\mu V}{K})$	0	0
$S_B(\frac{\mu V}{K})$	0	-2
$S_C(\frac{\mu V}{K})$	0	-4

Tabelle 4.4 Simulationsparameter der ADMTP-Messungen an der Probe B729f.

die Parameter S_1 bis S_9 erneut angepasst, hier ergab sich jedoch lediglich eine Änderung des Parameters S_7 (vgl. Tab. 4.4). Die Simulation der Magneto-thermokrafft reagiert bei niedrigen $\mu_0 H$ sehr empfindlich auf Änderungen der Anisotropieparameter B_c und B_{110} , daher können Unstetigkeitsstellen in den Simulationen der 100 mT-Daten auftreten. Da das Simulationsprogramm die mittlere quadratische Abweichung des Simulationspunktes vom Datenpunkt an Unstetigkeitsstellen nicht berechnen kann, ist in diesem Fall eine Berechnung der Fitgüte χ^2 nicht möglich. Die Wahl der Anisotropie- und Entwicklungsparameter erfolgte jedoch jeweils unter Minimierung der Fitgüte χ_{trans}^2 für den gesamten Datensatz der Probe, deshalb konnten im vorliegenden Fall keine χ^2 -Werte für die oopt-Datensätze bei $\mu_0 H = 100$ mT angegeben werden.

ip	χ^2 ohne S_C	χ^2 mit S_C	oopt	χ^2 ohne S_B	χ^2 mit S_B
1T	$2.23 \cdot 10^{-10}$	$1.91 \cdot 10^{-10}$	1T	$25.8 \cdot 10^{-6}$	$24.9 \cdot 10^{-6}$
0.5T	$2.88 \cdot 10^{-10}$	$2.44 \cdot 10^{-10}$	0.5T	$28.2 \cdot 10^{-6}$	$27.8 \cdot 10^{-6}$
0.1T	$1.77 \cdot 10^{-10}$	$1.31 \cdot 10^{-10}$	0.1T	-	-

Tabelle 4.5 Vergleich der Fitgüten der transversalen ADMTP-Simulationen in ip- und oopt-Konfiguration mit und ohne Verwendung der Seebeck-Parameter S_B und S_C .

Das starke Rauschen der Querspannungssignale des ADMTP erschwert einen qualitativen Vergleich der berechneten Simulationsgüten χ^2 . Aus Kap. 2.6.1 ist jedoch bereits ersichtlich, dass die entsprechenden Seebeck-Parameter erst in vierter Ordnung der Magnetisierung auftreten. Gerade in den Quersignalen der Magneto-thermokrafft

kann das Messsignal jedoch schon unter Verwendung der Terme in erster und zweiter Ordnung gut beschrieben werden. Offenbar ist der Einfluss dieser Parameter in den vorliegenden (001)-orientierten (Ga,Mn)As-Filmen zu gering, um vor dem Hintergrund des starken Rauschens aufgelöst zu werden.

Die Magnetothermokrafft ist über die Mott-Relation mit dem Magnetwiderstand der Probe verknüpft:

$$\hat{S} = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \hat{\rho} \left(\frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial E} \right)_{E_F}. \quad (4.10)$$

Der Zusammenhang der beiden Tensoren \hat{S} und $\hat{\rho}$ wird dabei von der Energieableitung des elektrischen Leitfähigkeitstensors $\hat{\sigma}$ an der Fermienergie bestimmt. Durch die Mott-Relation können somit durch die Kenntnis des Widerstandstensors und der Fermifläche einer Probe Rückschlüsse auf thermogalvanische Eigenschaften gezogen werden. In der Literatur wird die Mott-Relation (Gl. 4.10) häufig linearisiert⁵ angegeben, d.h. es wird von einer sphärischen Fermifläche ausgegangen [18, 19]. Einzig in diesem Fall einer sphärischen Fermifläche würde die Matrix der Energieableitung des Leitfähigkeitstensors $\frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial E}$ als Einheitsmatrix dargestellt werden können, woraufhin die Mott-Relation in jeder Tensorkomponente als lineare Gleichung dargestellt werden könnte.

In den vorliegenden Messungen an (001)-orientiertem (Ga,Mn)As konnten durch die Richtungsprojektion jeweils nur zwei Einträge der Thermokrafft- und Widerstandstensoren vermessen werden. Ein möglicher Zusammenhang der mit den Simulationen bestimmten Entwicklungskoeffizienten des Magnetwiderstandes und der Magnetothermokrafft wird in Abb. 4.16 untersucht. Aus den Vorzeichen der S_i und ρ_i lassen sich, wie oben bereits diskutiert, die auftretenden gegenläufigen Kurvenverläufe erklären. Durch die ausgeprägten Entwicklungsparameter ρ_6 und S_6 zeigt sich die Dominanz des anomalen Hall-Effekts bzw. des anomalen Nernst-Effekts in ip-Messungen. Ein quantitativer Skalierungsfaktor, der eine Berechnung der ADMTP-Koeffizienten S_i aus den ρ_i ermöglichen könnte, ist anhand der vorliegenden Daten jedoch nicht ersichtlich. Diese Tatsache lässt darauf schließen, dass die Mott-Relation für (Ga,Mn)As nicht als lineare Gleichung auftritt. Die Verknüpfung zwischen \hat{S} und $\hat{\rho}$, also die Fermifläche von (Ga,Mn)As, kann somit keine sphärische Gestalt haben.

⁵In diesem Fall wird das Tensorprodukt $\hat{\rho} \left(\frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial E} \right)_{E_F}$ in Gl. 4.10 zu $\hat{\rho} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial E} \right)_{E_F}$ genähert, so dass für die einzelnen Koeffizienten der Thermokrafft- bzw. Widerstandstensoren gilt $S_{ij} = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \rho_{ij} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial E} \right)_{E_F}$.

Für weiterführende Aussagen über die Gestalt der Fermifläche von (Ga,Mn)As ist jedoch eine Kenntnis weiterer Matrixeinträge von $\hat{\rho}$ und \hat{S} notwendig, um $\frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial E}$ aus der Tensorgleichung 4.10 abschätzen zu können. Diese Informationen können aus den bisherigen ADMR- und ADMTP-Messungen nicht erhalten werden, da hierzu eine Variation der Transportrichtung im Messaufbau ermöglicht werden muss (vgl. Kap. 6.5).

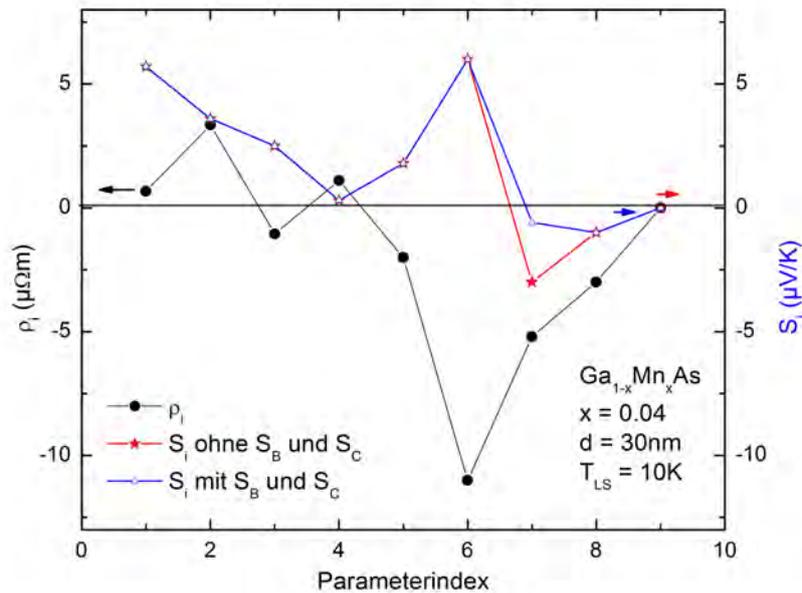


Abbildung 4.16 Vergleich der Entwicklungsparameter der Simulationen des Magnetwiderstandes ρ_i und des Thermokraftensors S_i . Aufgetragen sind die aus den Simulationen bestimmten Koeffizienten gegen den Parameterindex i ($1 \leq i \leq 9$). Die ρ_i sind als schwarze Punkte dargestellt, rote Sterne symbolisieren die Ergebnisse der Thermokraft-Simulation ohne die Parameter S_B und S_C . Blaue offene Punkte stellen die Thermokraft-Parameter unter Berücksichtigung von S_B und S_C in der Simulation dar.

Diskussion der Magnetothermokrafft

Ähnlich wie in den resistiven Messungen an (Ga,Mn)As wird auch in den ADMTP-Messungen eine Feldabhängigkeit des Thermokraftsignals beobachtet. Mit zunehmender externer Magnetfeldstärke sinkt in allen Messkonfigurationen der Betrag der Offset-Parameter S_0 und S_{off} , wenn auch wesentlich weniger stark als in den resistiven Messungen. Eine Sättigung der Magnetothermokrafft bei Feldstärken größer als 200mT, wie sie in [18] als Gegensatz zur Eigenschaft resistiver Messungen an (Ga,Mn)As beschrieben

wird, konnte in der vorliegenden Arbeit jedoch nicht beobachtet werden. Pu *et al.* diskutierten anhand ihrer nachfolgend in Abb. 4.17 (b) gezeigten Messungen an einer vergleichbaren (Ga,Mn)As-Probe, dass die Sättigung der longitudinalen Thermokrafft als Folge der parallelen Ausrichtung der Probenmagnetisierung \mathbf{M} zur Magnetfeldrichtung $\mu_0\mathbf{H}$ ab $|\mu_0H| \approx 200$ mT auftritt. Thermokrafftmessungen mit $|\mu_0H| \geq 200$ mT wurden in der o.g. Publikation jedoch nicht gezeigt. Die in der vorliegenden Arbeit ermittelten Offsetparameter S_0 und S_{off} an der (Ga,Mn)As-Probe B729f sind in Abb. 4.17 (a) als Funktion der externen Magnetfeldstärke μ_0H mit $100 \text{ mT} \leq \mu_0H \leq 1000 \text{ mT}$ dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich auch bei $\mu_0H = 1 \text{ T}$ noch keine Sättigung in den Offsetparametern einstellt. Um eindeutige Aussagen über das Sättigungsverhalten der Thermokrafft und einen Vergleich mit dem Magnetwiderstand machen zu können, sind somit Messungen bis zu wesentlich höheren Feldstärken als in [18] notwendig.

Im Gegensatz zu dem Offset-Parameter S_0 steigt die relative Magnetothermokrafft $\frac{\Delta S}{S} = \frac{V_{\text{therm.,max.}} - V_{\text{therm.,min.}}}{V_{\text{therm.,max.}}}$ mit der Erhöhung der Magnetfeldstärke an. In der Auswertung des longitudinalen Thermokrafftsignals ergibt sich $\frac{\Delta S}{S}|_{\text{long}} = 4.3\%$ bei 0.1 T und $\frac{\Delta S}{S}|_{\text{long}} = 5.4\%$ bei 1 T Magnetfeldstärke. Ein ähnlicher Effekt wird auch im transversalen Thermokrafft signal beobachtet, bei 0.1 T ist $\frac{\Delta S}{S}|_{\text{trans}} = 3.1\%$, bei 1 T ist $\frac{\Delta S}{S}|_{\text{trans}} = 3.9\%$. Pu *et al.* bestimmten bei einer Temperatur von 6 K $\frac{\Delta S}{S}$ zu 6% und stellten ein Abfallen dieses Parameters mit steigender Proben temperatur fest. Durch die gezeigten Messungen kann ebenfalls bestätigt werden, dass in (Ga,Mn)As $S_{\parallel} > S_{\perp}$ gilt [18], wo hingegen $\rho_{\parallel} < \rho_{\perp}$ ist (vgl. Kap. 4.2).

Fazit

Die Untersuchung der winkelabhängigen Magnetothermokrafft an (001)-orientiertem (Ga,Mn)As zeigt qualitative Abweichungen der Kurvenverläufe von denen der ADMR-Messungen in den verwendeten Rotationsebenen. Dieses wird in den Simulationen der Messdaten anhand der Reihenentwicklungen aus Kap. 2 durch einen Vergleich der Vorzeichen der Entwicklungsparameter ρ_i und S_i deutlich. Die Mott-Relation, die diesen Zusammenhang von $\hat{\rho}$ und \hat{S} als Tensorgleichung beschreibt, wird bisher in vielen Veröffentlichungen zu (Ga,Mn)As als linear angenommen. Die gemessenen Datensätze und die daraus errechneten Unterschiede in den Vorzeichen und Gewichtungen der Parameter ρ_i und S_i lassen jedoch keine Interpretation eines globalen linearen Zusammenhangs

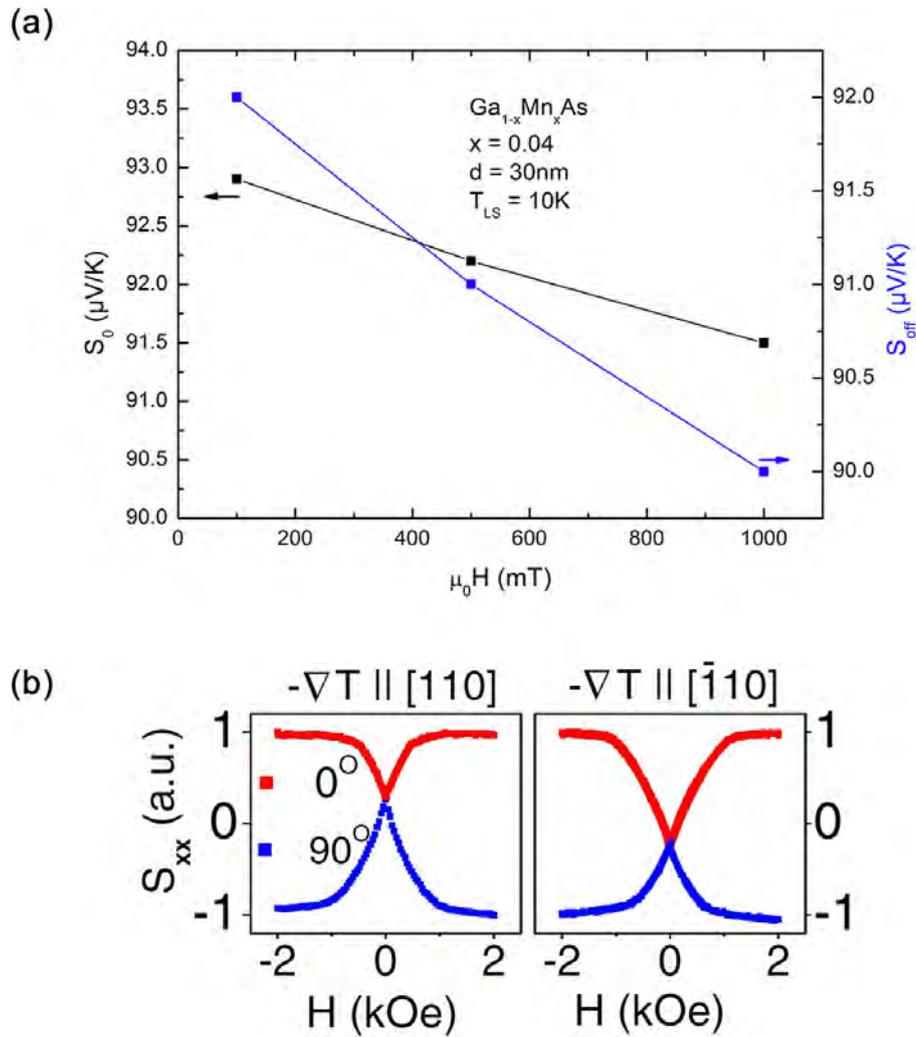


Abbildung 4.17 (a) Magnetfeldabhängigkeit der longitudinalen (schwarz) und transversalen (blau) Offsetparameter S_0 und S_{off} der Thermokraft, gemessen an der Probe B729f in oopj-Konfiguration. (b) Feldabhängigkeit der longitudinalen (0° , rot) und transversalen (90° , blau) Magnetothermopkraft aus [18], gemessen an einer $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ -Hallbar mit $x=0.039$ bei $T = 15\text{ K}$.

der Magnetotheermokraft und des Magnetwiderstandes und somit einer sphärischen Fermifläche von (Ga,Mn)As zu. Anhand der durchgeführten Messungen kann noch keine Abschätzung der Fermifläche von (Ga,Mn)As erfolgen, da lediglich zwei Projektionen des Widerstands- und Thermokrafttensors vermessen werden konnten. Die vorliegenden Daten zeigen aber, dass die Fermifläche eine komplexe Gestalt annimmt und keine triviale Geometrie aufweisen kann.

Zudem haben die in diesem Kapitel dargestellten Messungen gezeigt, dass ein möglicher Einfluss der aus den „fehlenden“ Onsager-Beziehungen in der Magnetotheermokraft resultierenden Parameter S_B und S_C bisher nicht aufgelöst werden kann. Um diese Parameter in vierter Ordnung der Magnetisierung experimentell verifizieren zu können, ist es notwendig, die Amplitude der Spannungssignale der Thermokraft deutlich zu erhöhen und den Einfluss des Rauschens zu erniedrigen. Dazu muss eine Erhöhung des auf die Probe aufgeprägten Temperaturgradienten erfolgen. Dies kann experimentell durch eine Verbesserung der thermischen Ankopplung der Probe an den Heizwiderstand und die Wärmesenke (vgl. Kap. 4.1.2) und Messungen ohne Helium-Austauschgas (vgl. Kap. 5) realisiert werden. Außerdem erweist sich anhand der theoretischen Überlegungen aus Kap. 2.6.2 ein Übergang zu einer niedrigsymmetrischeren Kristallsymmetrie als vielversprechender Ansatz, da in diesem Fall die Seebeck-Parameter bereits in niedrigeren Magnetisierungsordnungen auftreten. Dieser Ansatz wird im nachfolgenden Kap. 4.4 anhand einer (311)-orientierten (Ga,Mn)As-Probe untersucht.

4.4 ADMR und ADMTP-Messungen an (311)-orientiertem (Ga,Mn)As

Das vorangegangene Kapitel hat gezeigt, dass die Parameter S_B und S_C der Reihenentwicklungen gemäß Gl. 2.41 mit dem verwendeten Aufbau experimentell nicht bestimmt werden können, wenn diese erst in höheren Ordnungen der Magnetisierung auftreten. Motiviert durch die Berechnungen aus Kap. 2.6.2 werden in Folgenden Messungen an einer (311)-orientierten (Ga,Mn)As-Probe vorgestellt und der Einfluss des Seebeck-Parameters S_α untersucht, der bereits in erster Ordnung der Magnetisierung auftritt.

Die verwendete Probe B594a wurde in der Gruppe von W. Limmer in Ulm auf (311)-orientiertem GaAs gewachsen und besitzt eine Schichtdicke von 30 nm. Mittels optischer

Lithographie wurde diese Probe zu einer Hallbar mit einer Stegbreite von $w = 250 \mu\text{m}$ strukturiert und anschließend wie in Kap. 3.4 beschrieben mit Ge Varnish auf den Probenhalter montiert. Da die Kalibrationskurven zur resistiven Thermometrie gezeigt haben, dass die Curie-Temperatur dieser Probe bei etwa 39 K liegt, musste die Wahl des Heizstroms an den 100Ω Widerstand entsprechend angepasst werden, um lokal paramagnetische Bereiche auf der Probe zu verhindern. Alle nachfolgend gezeigten Messungen wurden bei einem Heizstrom $I_{\text{Heiz}} = 40 \text{ mA}$ aufgenommen. Die mittlere Proben temperatur betrug damit 25 K.

Abb. 4.18 zeigt eine Gegenüberstellung der *ip* gemessenen Längs- und Quersignale des ADMR und ADMTP. Die Hallbar ist dabei entlang der $[3\bar{3}2]$ -Richtung orientiert. Die Messung der Längsspannung erfolgt ebenfalls entlang der $[3\bar{3}2]$ -Richtung. Um das Spannungssignal in den Thermokraftmessungen zu optimieren, wurde der Längsanteil der Thermospannungen, wie in Abb. 4.18 (b) dargestellt, über die gesamte Länge der Hallbar gemessen. Eine lineare Zunahme der Thermospannung mit der Distanz zwischen den verwendeten Abgriffen auf der Hallbar konnte vorab bestätigt werden. Eine analog zu Kap. 4.1.2 durchgeführte resistive Thermometrie ergab einen Temperaturunterschied von $\Delta T = 0.4 \text{ K}$ zwischen benachbarten Querabgriffen mit einem Abstand von $675 \mu\text{m}$. Unter der Annahme eines homogenen Temperaturverlaufs ergibt sich somit ein Temperaturunterschied von $\Delta T = 1.5 \text{ K}$ über die gesamte Länge $l = 2.5 \text{ mm}$ der Hallbar. Zusätzlich konnte das in den Thermokraftmessungen auftretende Rauschen durch eine Anpassung der Filterparameter des Keithley K2182 Nanovoltmeters minimiert werden.

In *ip*-Konfiguration verkürzt sich mit $(\mathbf{m} \cdot \mathbf{n}) = 0$ die Darstellung der Reihenentwicklung des Thermokrafttensors (Gl. 2.45 und Gl. 2.46) für (311)-orientierte Filme aus Kap. 2.6.2 zu

$$S_{\text{long},311} = S_0 + S_1 m_j^2 + S_\alpha m_t \quad (4.11)$$

$$S_{\text{trans},311} = S_{\text{off}} + S_4 m_j + S_6 m_j m_t \quad (4.12)$$

Die entsprechende Darstellung des Magnetwiderstandes ist bis auf das Fehlen des Seebeck-Parameters S_α identisch:

$$\rho_{\text{long},311} = \rho_0 + \rho_1 m_j^2 \quad (4.13)$$

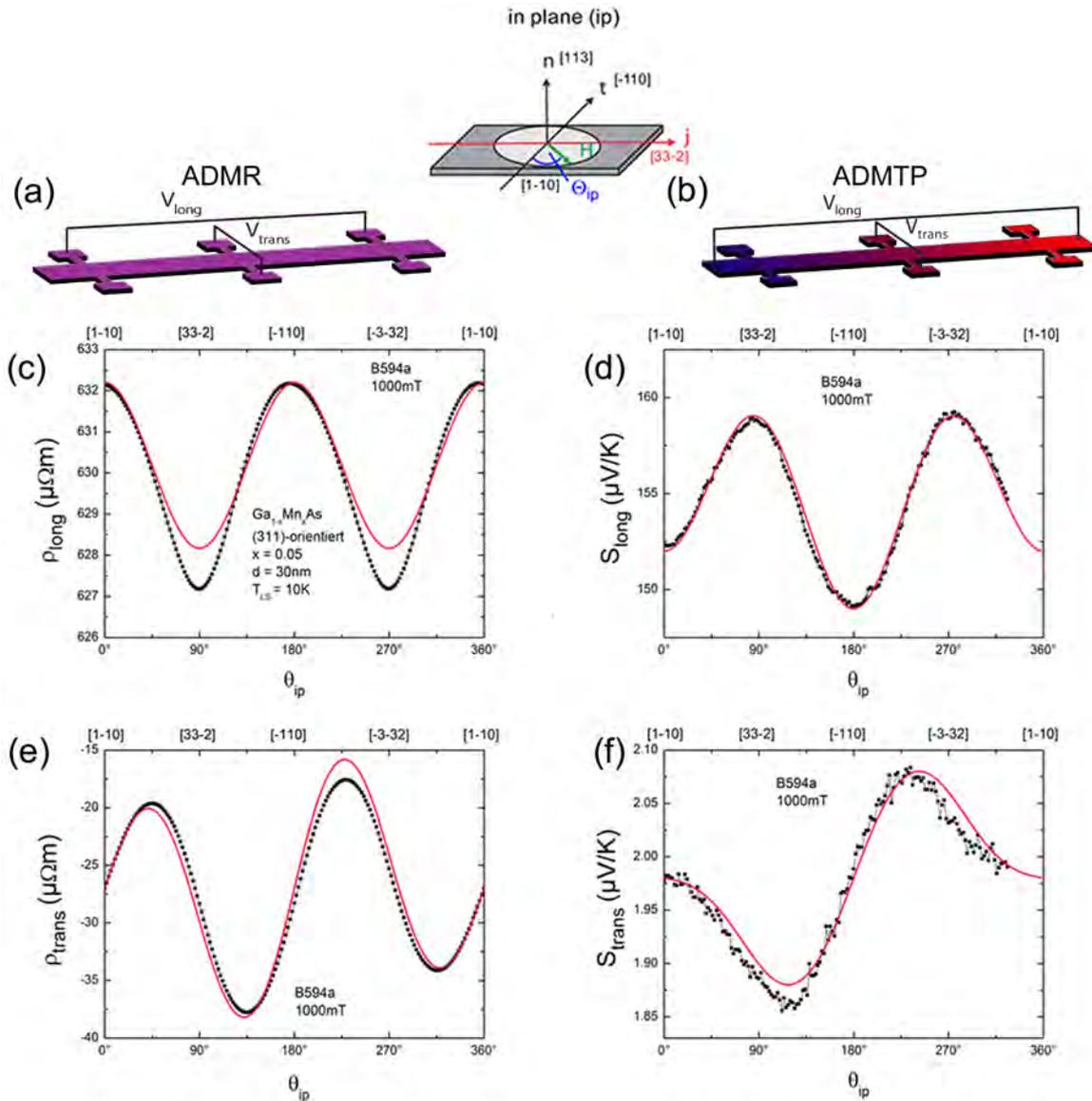


Abbildung 4.18 Vergleich der ip-Messungen an der (311)-orientierten (Ga,Mn)As-Probe B594a für $\mu_0 H = 1 \text{ T}$. Die verwendeten Längs- und Querabgriffe sind in den Messskizzen (a) und (b) zu sehen. Die linke Spalte zeigt die Längs- (c) und Queranteile (e) des Magnetwiderstandes, die rechte Spalte die Längs- (d) und Queranteile (f) der Magneto-thermokraft. Schwarze Punkte stellen Messdaten dar, die roten durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse der Simulation.

$$\rho_{\text{trans},311} = \rho_{\text{off}} + \rho_4 m_j + \rho_6 m_j m_t \quad (4.14)$$

Wie anhand von Gl. 4.13 zu erwarten ist, zeigt der Längsanteil des Magnetwiderstandes ein $\cos^2(\theta)$ -Verhalten. Der Längsanteil der Thermokraft zeigt ebenfalls einen $\cos^2(\theta)$ -artigen Verlauf, jedoch sollten die Minima bei 0° und 180° unterschiedlich tief sein. Darin zeigt sich die Überlagerung des $\cos^2(\theta)$ -Terms der Reihenentwicklung mit dem $\cos(\theta)$ -artigen Seebeck-Term $S_\alpha m_t$. Zudem stimmt die Lage der Extrema der Thermokraft und des Magnetwiderstandes nicht überein, was an unterschiedlichen Vorzeichen der Koeffizienten S_1 und ρ_1 liegt.

Schon aus dem Kurvenverlauf der longitudinalen Thermokraft in ip-Konfiguration (vgl. Abb. 4.18 (d)) lässt sich S_α erkennen. Das Auftreten der unterschiedlich tiefen Minima kann nur durch einen $\cos(\theta)$ -artigen Beitrag zu S_{long} erklärt werden, in Gl. 4.11 hat jedoch nur der Seebeck-Term $S_\alpha m_t$ eine entsprechende Struktur. Somit kann die Existenz des Seebeck-Parameters S_α zunächst schon quantitativ bestätigt werden.

Die in Kap. 2.7 für (001)-orientierte Filme vorgestellte Simulation wurde entsprechend der Reihenentwicklungen aus Kap. 2.6.2 für (311)-orientierte Filme erweitert. Die roten durchgezogenen Linien in Abb. 4.18 zeigen die Ergebnisse der Simulationen unter Minimierung der Simulationsgüte χ^2 . Beim Anpassen der Messdaten zeigt sich, dass die Annahme einer Magnetfeldunabhängigkeit der Entwicklungsparameter gerade für ρ_{long} und ρ_{trans} nicht erfüllt ist, wodurch es bei manchen Feldstärken zu Abweichungen der Messdaten von den Simulationskurven kommt. Die bestimmten Entwicklungsparameter für den Widerstands- und den Thermokrafttensor sind in Tab. 4.6 zu finden. Mit Hilfe der Simulation konnte der Seebeck-Parameter S_α zu $1.5 \frac{\mu\text{V}}{\text{K}}$ bestimmt werden. Damit liegt S_α in der selben Größenordnung wie die übrigen Entwicklungsparameter S_1, \dots, S_7 und ist somit nicht zu vernachlässigen.

In den Reihenentwicklungen der Tensoren treten im Queranteil keine Unterschiede zwischen dem Magnetwiderstand und der Magnetothermokraft auf. Jedoch fällt in Abb. 4.18(e) und (f) auf, dass die Gewichtung der Entwicklungsparameter unterschiedlich ist. Der Queranteil des Magnetwiderstandes in (e) verläuft $\cos^2(\theta)$ -artig und ist auf einen dominierenden Beitrag von $\rho_6 m_j m_t$ zurückzuführen. Die Asymmetrie des Kurvenverlaufs wird durch $\rho_4 m_j$ moduliert. Das Quersignal der Thermokraft dagegen ist

In Abb. 4.19 (a) und (c) sind die Längsanteile des Widerstandstensors und des Thermokrafttensors in Abhängigkeit der externen Magnetfeldstärke $\mu_0\mathbf{H}$ dargestellt. Abb. 4.19 (b) und (d) zeigen Ausschnitte dieser Kurven um den Bereich der Koerzitivfelder. Der Verlauf der Magnetwiderstandsmessung in Abb. 4.19 (b) zeigt dabei ein symmetrisches Verhalten als Funktion von $\mu_0\mathbf{H}$, was entsprechend der $\cos^2(\theta)$ -Abhängigkeit in der Reihenentwicklung des Längsanteils zu erwarten war. Der Längsanteil der Magneto-thermokrafft hingegen verläuft gemäß Gl. 2.45 antisymmetrisch unter Invertierung des Magnetfeldes und besitzt die selben Schaltfelder ($\mu_0H_c = 10\text{ mT}$) wie der Magnetwiderstand.

Aus Abb. 4.19 (c) lässt sich S_α abschätzen. Wechselt das externe Magnetfeld $\mu_0\mathbf{H}$ das Vorzeichen, so entspricht dies einer Drehung von \mathbf{H} um 180° in den ADMTP-Messungen. Die Differenz der Thermokraftsignale unter Invertierung des Magnetfeldes ist vergleichbar mit S_α . Diese Differenzen wurden für unterschiedliche Magnetfeldstärken $0.1\text{ T} \leq |\mu_0\mathbf{H}| \leq 1\text{ T}$ ausgewertet. Aus Abb. 4.19 (c) ergibt sich damit $1.9 \frac{\mu\text{V}}{\text{K}} \leq S_\alpha \leq 3.9 \frac{\mu\text{V}}{\text{K}}$, was in der selben Größenordnung wie der aus der ADMTP-Simulation bestimmten Wert $S_\alpha = 1.5 \frac{\mu\text{V}}{\text{K}}$ liegt. Da die Thermokraft genau wie der Magnetwiderstand auch für hohe Felder keine Sättigung zeigt, nimmt die Differenz der Thermokraftsignale mit $|\mu_0\mathbf{H}|$ zu. Dies spiegelt sich auch in der Feldabhängigkeit der Simulationsparameter wieder. Auch diese Beobachtung steht im Gegensatz zu der von Pu *et al.* beschriebenen Sättigung der Thermokraft bei hohen Magnetfeldern (vgl. Kap. 4.3 und [18]).

oop-Messungen

Eine Zusammenfassung der oop-Messungen und Simulationen an der Probe B594a ist in Abb. 4.20 für $\mu_0H = 1\text{ T}$ zu sehen. Die Messung der Längsspannung erfolgte dabei wieder in $[3\bar{3}\bar{2}]$ -Richtung, die Querspannung wurde entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung aufgezeichnet. In den oopj-Messungen in Abb. 4.20(a)-(d) ist zu sehen, dass sich die qualitativen Kurvenverläufe für ADMR- und ADMTP-Messungen unterscheiden, zudem treten die Extrema im Quersignal des ADMTP (Abb. 4.20(d)) bei anderen Winkeln θ_{oopj} auf als die Extrema des ADMR-Signals in Abb. 4.20(c). Außerdem fällt auf, dass die Extrema im Längsanteil der Thermokraft (vgl. Abb. 4.20(b)) unterschiedlich stark ausgeprägt sind. Diese Asymmetrie kann für die Maxima bei $\theta_{\text{oopj}} = 90^\circ$ und $\theta_{\text{oopj}} = 270^\circ$ nicht durch einen Beitrag der Reihenentwicklung des Thermokrafttensors

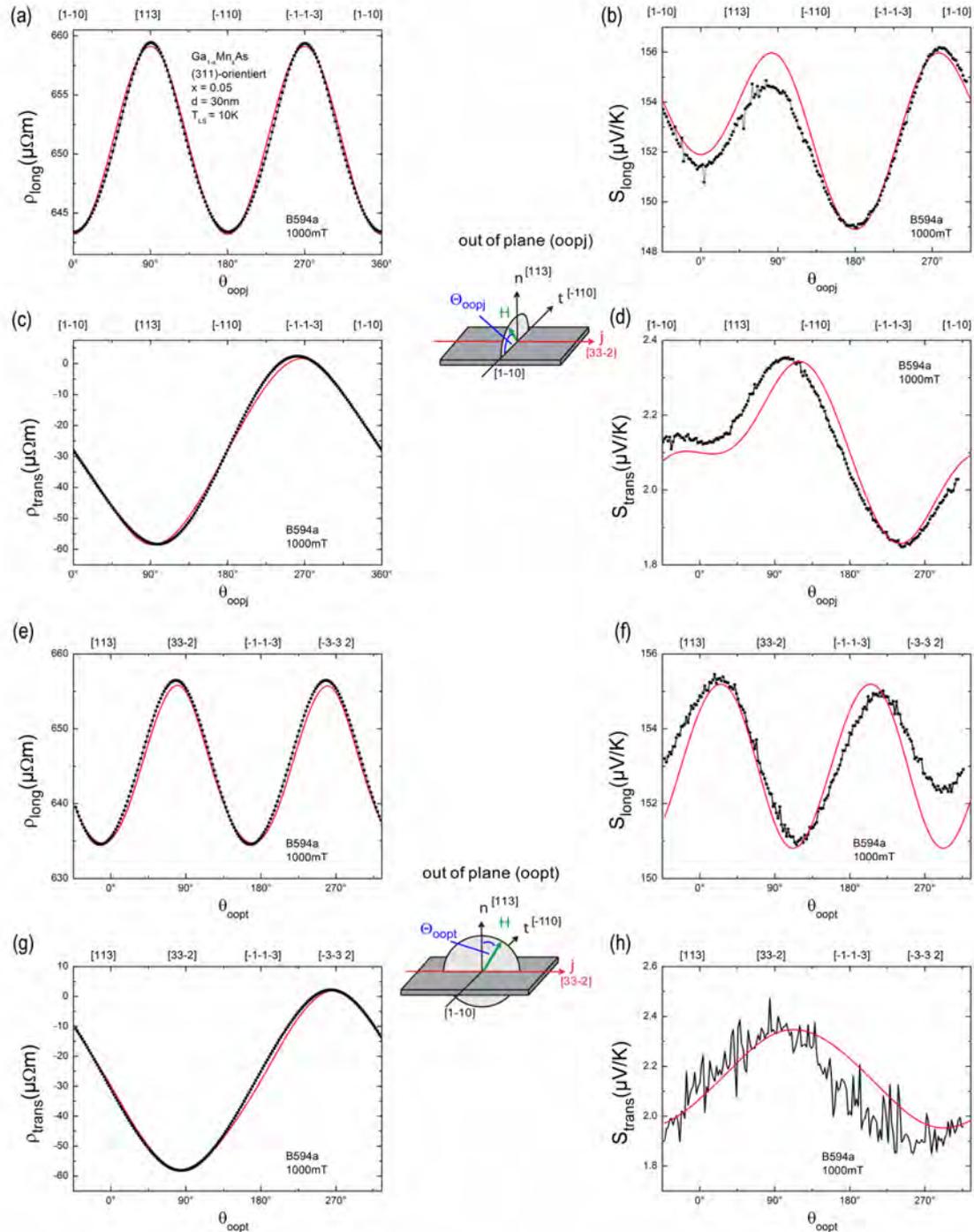


Abbildung 4.20 Vergleich der oop-Messungen an der (311)-orientierten (Ga,Mn)As-Probe B594a für $\mu_0 H = 1 \text{ T}$. Die linke Spalte zeigt jeweils die Längs- und Queranteile des Magnetwiderstandes, die rechte Spalte die Längs- und Queranteile der Magnetothermokraft. Die Grafiken (a)-(d) stellen die Messungen in oopj-Geometrie gegenüber, die oopt-Messungen sind in (e)-(h) zu sehen. Schwarze Punkte stellen Messdaten dar, die roten durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse der Simulation.

(vgl. Gl. 2.45) erklärt werden, so dass die Simulation der Thermokraft vom gemessenen Kurvenverlauf abweicht. Die Asymmetrie tritt auch in der longitudinalen oopt-Messung (Abb. 4.20(f)) sowohl bei den Minima (stark ausgeprägt), als auch bei den Maxima (weniger deutlich ausgeprägt) auf. Ein verkippter Einbau, d.h. ein prozentualer Anteil des Quersignals in den Längssignalen der ADMTP-Messungen, kann als Ursache ausgeschlossen werden, da die Asymmetrie des Kurvenverlaufs in den entsprechenden ADMR-Messungen (bei identischem Einbau) nicht auftritt. Aufgrund der Messgeometrie kann auch ein evtl. auftretender Temperaturgradient entlang der \mathbf{n} -Richtung, d.h. ein ANE-Signal, nicht die Ursache der Asymmetrien sein, da auch unter Berücksichtigung eines anomalen Nernst-Effektes der komplette oopt-Datensatz nicht konsistent durch einen Parametersatz in der Simulation beschrieben werden kann. Die Ursache des Auftretens der Asymmetrie in den oop-Thermokraftmessungen kann somit bisher noch nicht erklärt werden. Da für diese Arbeit jedoch nur eine (Ga,Mn)As-Probe auf (311)-orientiertem GaAs-Substrat zur Verfügung stand, sollte dieses Verhalten in zukünftigen Thermokraft-Untersuchungen an (311)-orientierten (Ga,Mn)As-Proben auf ein generisches Auftreten hin überprüft werden.

Fazit

Verwendet man anstelle der in Kap. 4.3 untersuchten auf (001)-orientierten Substraten gewachsenen Dünnschichten niedrigsymmetrischere Kristalle, treten in den Reihenentwicklungen der Widerstands- und Thermokraftsensoren bereits in niedrigeren Entwicklungsstufen Unterschiede auf, die aus den Onsager-Relationen resultieren. In diesem Kapitel konnten diese Unterschiede anhand der gewählten (311)-orientierten (Ga,Mn)As-Filme experimentell bei Rotationen in den beiden Konfigurationen ip und oopj nachgewiesen werden. Der zugehörige Seebeck-Parameter S_α konnte dabei nicht nur qualitativ aus dem Kurvenverlauf der longitudinalen Thermokraft in der ip-Messung, sondern auch quantitativ aus der Simulation des gesamten Messdatensatzes bestimmt werden. Da der erhaltene Wert für den Seebeck-Parameter mit $S_\alpha = 1.5 \frac{\mu\text{V}}{\text{K}}$ in der selben Größenordnung wie die übrigen Entwicklungsparameter der Thermokraft liegt, kann dieser nicht gegenüber den übrigen S_i vernachlässigt werden. Somit konnte in der vorliegenden Arbeit bestätigt werden, dass die Onsager-Relationen für die Thermokraft - im Gegensatz zum Magnetwiderstand - keine Restriktionen der Tensorsymmetrie bewirken. Zudem zeigen die diskutierten Simulationen eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Kurvenverläufen des Magnetwiderstandes und der Magnetothermokraft.

Dies bestätigt die Qualität der auf der Reihenentwicklung der Tensoren beruhenden Theorie zur Beschreibung sowohl resistiver, als auch thermogalvanischer Experimente.

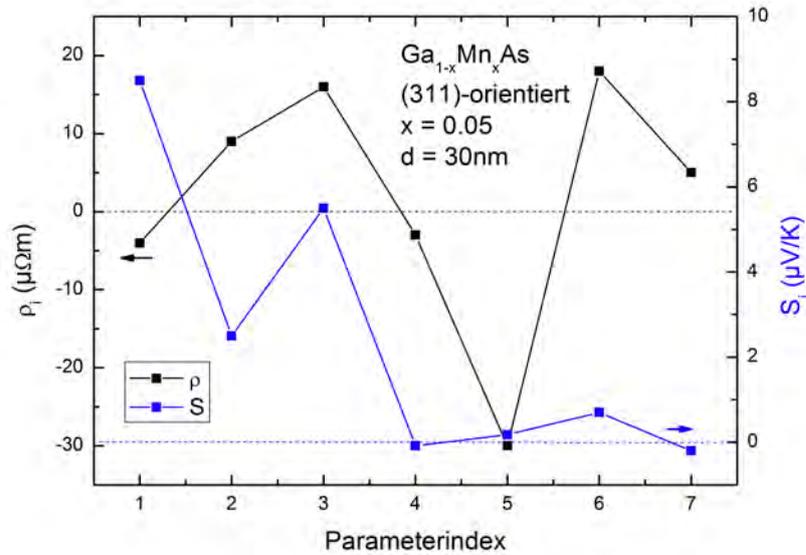


Abbildung 4.21 Vergleich der Entwicklungsparameter der Simulationen des Magnetwiderstandes $\hat{\rho}$ und des Thermokrafttensors \hat{S} für die (311)-orientierte Probe B594a. Aufgetragen sind die aus den Simulationen bestimmten Koeffizienten gegen den Parameterindex i ($1 \leq i \leq 7$). Die ρ_i sind als schwarze Quadrate dargestellt, blaue Quadrate stellen die Thermokraft-Parameter unter Berücksichtigung von S_α in der Simulation dar.

Eine Untersuchung des Zusammenhangs des Magnetwiderstandes mit der Magneto-thermoelektrik gemäß der Mott-Relation führt auch in Abb. 4.21 für (311)-orientierte (Ga,Mn)As-Proben zu dem Ergebnis, dass die Mott-Relation für (Ga,Mn)As nicht linearisiert dargestellt werden kann. Dies bestätigt die Schlussfolgerung aus Kap. 4.3, dass die (Ga,Mn)As-Fermifläche keine sphärische Gestalt haben kann, die im Widerspruch zu den linearen Darstellungen der Mott-Relation in vielen Veröffentlichungen zu den thermogalvanischen Eigenschaften von (Ga,Mn)As steht [18, 19].

5 Planung und Konstruktion eines Messaufbaus für Messungen unter Vakuum

Die Ergebnisse aus Kap. 4.1 bis Kap. 4.3 haben gezeigt, dass die thermische Ankopplung zwischen der Probe und der Wärmesenke bzw. dem Heizer sehr schwach ist, so dass auch bei hohen Heizleistungen nur geringe Temperaturunterschiede auf der Probe erzeugt werden können. Zudem wird das ADMTP-Signal in Kap. 4.3 von einem Rauschen überlagert, das etwa dem halben Hub des Signals entspricht. Als Ursache hierfür wird vor allem eine thermische Ankopplung an das Austauschgas in der Probenkammer vermutet. Um dieses Problem zu lösen, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein neuer Probenstab geplant und mit dem CAD-Programm Adobe Inventor konstruiert. Das grundlegende Ziel der neuen Konstruktion war dabei, Kalorik-Messungen ohne Austauschgas - d.h. im Vakuum - zu ermöglichen. Dies kann durch Auspumpen einer Probenstabhülle ermöglicht werden, die den gesamten Probenstabteil, der sich im VTI des Kryostaten befindet, verschließt. Dabei ist auf eine ausreichende Dichtung der Hülle gegen den VTI zu achten. Bei dem neuen Probenstab wird dies durch eine sog. warme Dichtung gewährleistet. Zusätzlich wird eine gute thermische Ankopplung des Probenträgers in der evakuierten Hülle an die Temperatur im Probenraum des VTI benötigt. Nur so kann sichergestellt werden, dass die Temperatur des Probenträgers im Ruhezustand (ohne Heizströme) mit der am VTI eingestellten Temperatur identisch ist. Außerdem wurden, ausgehend von den Konstruktionsideen des bisherigen Probenstabs, noch einige Erweiterungen vorgenommen. Der nachfolgende Abschnitt diskutiert die grundlegenden Ideen bei der Konstruktion des neuen Probenstabs und stellt die einzelnen Baugruppen kurz vor.

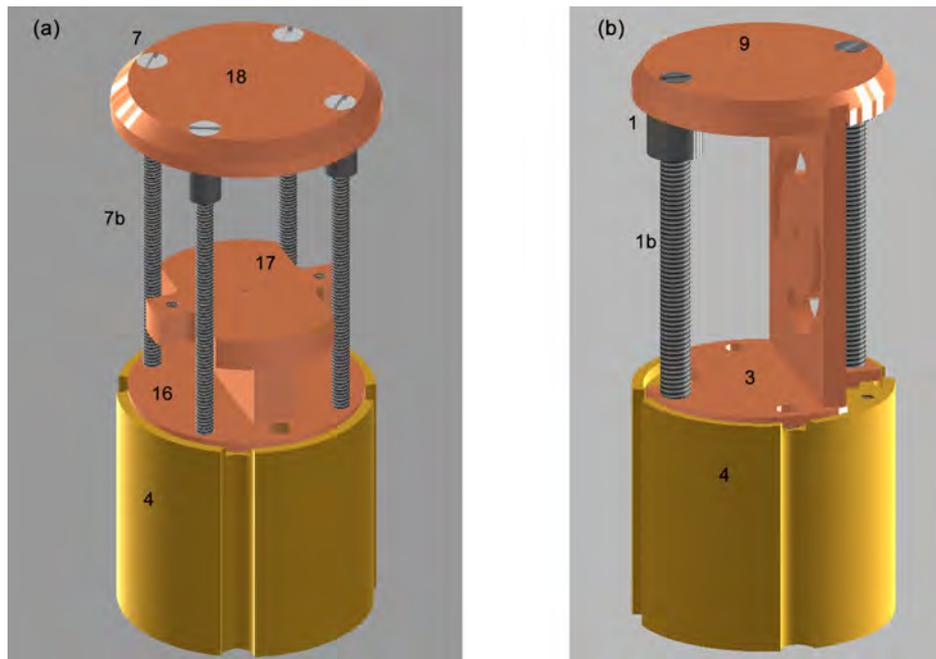


Abbildung 5.1 Konstruktionen der ip- (a) und oop- (b) Probenträger für den Vakuumstab. Die Thermokoppelplatten aus Kupfer (Bauteil 18 bzw. 9) werden gegen die Innenseite der Thermokoppelplatte der Vakuumhülle gepresst. Über die Silberstifte (Bauteile 1 und 1b bzw. 7 und 7b), die gleichzeitig zur Fixierung der Thermokoppelplatten dienen, ist der Probenträger so thermisch an den Innenraum des VTI angeschlossen.

Das **dreiteilige Probenträgersystem** des bisherigen Stabs aus Kap. 3.4 wurde übernommen. Um eine gute thermische Ankopplung des Probenträgers an den VTI zu gewährleisten, wurden für den oop- und den ip- Probenträger Thermokoppelplatten aus Kupfer entworfen. Diese werden mit zwei bzw. vier Silberschraubensystemen (Bauteile 1 und 1b bzw. 7 und 7b in Abb. 5.1) an der Konsole (Bauteil 4) befestigt und dienen als Temperaturbrücken zwischen der Vakuumhülle und der Konsole mit montiertem Probenträger. Die Thermokoppelplatten werden bei der Montage der Vakuumkappe gegen die konische Innenseite des Kupferabschlusses der Vakuumkappe gepresst und stellen so eine thermische Brücke dar. Die Temperatur des Probenstabs wird durch einen Cernox-Sensor an der Stabseite der Konsole kontrolliert. Über zwei in die Konsole eingefasste 280Ω Heizwiderstände kann die Temperatur des Probenstabs unabhängig von der VTI-Temperatur erhöht werden.

Eine **Vakuumhülle** aus rostfreiem, nichtmagnetischem Edelstahl umschließt den Stabteil im Kryostaten. An die Unterseite des Stahlrohres (Bauteil 2) wird eine an der Innenseite konisch vertiefte Kupferscheibe (Bauteil 8) gelötet. Gegen diese Hülle kann

von innen die Thermokoppelplatte des Probenträgers gepresst werden, um einen thermischen Kontakt zwischen dem He-Gas im VTI und der Probenkammer herzustellen. Die Oberseite der Vakuumschale liegt mit der Basis der Quetschdichtung (Bauteil 15) auf der VTI-Oberkante auf und wird an dieser mit einem Kleinflansch befestigt. Eine Skizze des neuen Messaufbaus ist in Abb. 5.2 zu sehen.

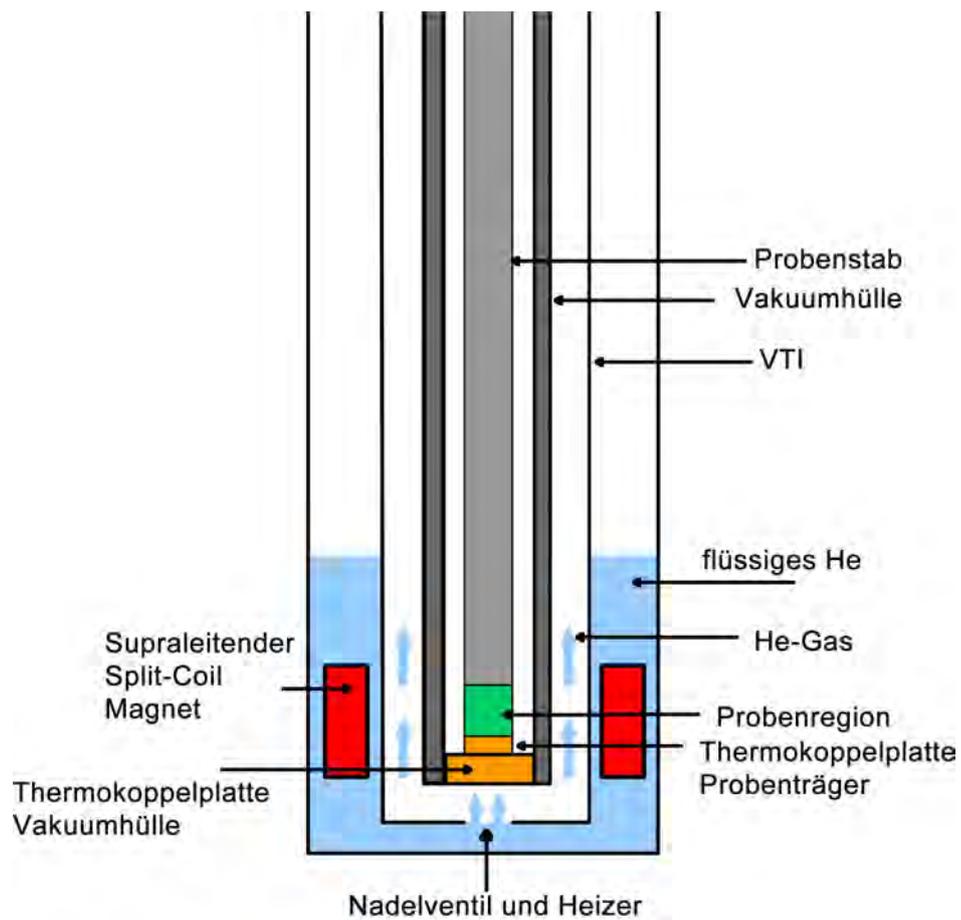


Abbildung 5.2 Skizze des neuen Messaufbaus.

Die **warme Dichtung** der Vakuumschleife gegen das Heliumgas im VTI wird durch eine Quetschdichtung realisiert (vgl. Abb. 5.3). Durch Verschrauben der Basis (Bauteil 15) mit dem Aufsatz der Dichtung (Bauteil 19) wird durch zwei innere Messingringe (Bauteile 20 und 21) Druck auf die beiden O-Ringe (Bauteil 22) ausgeübt, so dass diese dicht gegen die Vakuumschleife und die Quetschdichtung gepresst werden. Die Grundkonstruktion des eigentlichen **Probenstabs** wird aus den bisherigen Kalorik-Aufbauten übernommen und mit kleineren Änderungen überarbeitet. Die Länge des Probenstabs (Bauteil 5) im Kryostaten wird durch einen Membranbalg der Firma VACOM (Bauteil 23, maximaler Hub 10 mm) an der Oberseite des Stabs variabel. Dadurch sollen Unterschiede in der thermischen Ausdehnung der verwendeten Materialien zwischen Raumtemperatur und dem Tieftemperaturbereich ausgeglichen werden. So soll auch bei tiefen Temperaturen ein guter thermischer Kontakt zwischen dem VTI und dem Probenhalter ermöglicht werden.

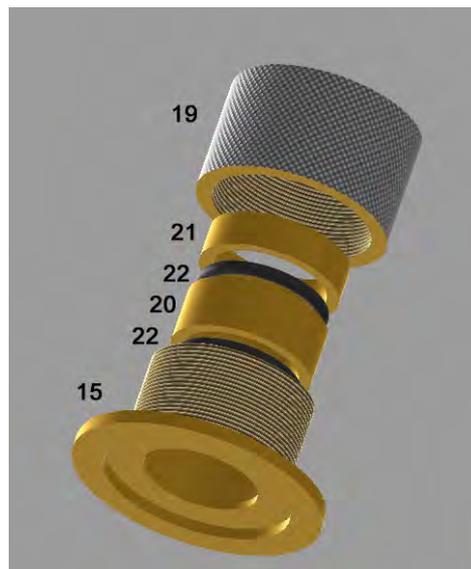


Abbildung 5.3 Quetschdichtung: Durch die beiden Messingringe (Bauteile 20 und 21) werden beim Verschrauben der Basis (Bauteil 15) mit dem Aufsatz (Bauteil 19) die beiden Gummiringe (Bauteil 22) verquetscht. Dadurch wird der Bereich zwischen der Quetschverschraubung und der innen verlaufenden Vakuumschleife gegen das Heliumgas im VTI abgedichtet.

In Abb. 5.4 ist eine Komplettansicht des konstruierten Probenstabs und der Vakuumschleife zu sehen. Vor dem Membranbalg befindet sich ein KF 40/16 Kreuzstück der Firma VAT (Bauteil 14), an das eine Vakuumpumpe über ein Eckventil angeschlossen werden

kann. So kann das von der Vakuumschale eingeschlossene Volumen evakuiert werden. Der für die Vakuum-Kalorikmessungen angestrebte Enddruck im Probenraum liegt bei $p = 10^{-5}$ mbar. Auf den Membranbalg setzt der Verteileranschluss (Bauteil 11) auf. An diesem befindet sich der Anschluss für einen 24-fach Fischerstecker, über den im Stab verlaufende Leitungen mit den Drahtübergaben am Stab (Bauteil 6) und damit mit den Pinstecker-Anschlüssen am Probenhalter verbunden sind. Der Cernox-Sensor und die resistiven Heizer am Stab werden über einen weiteren 8-fach Fischerstecker angesteuert.

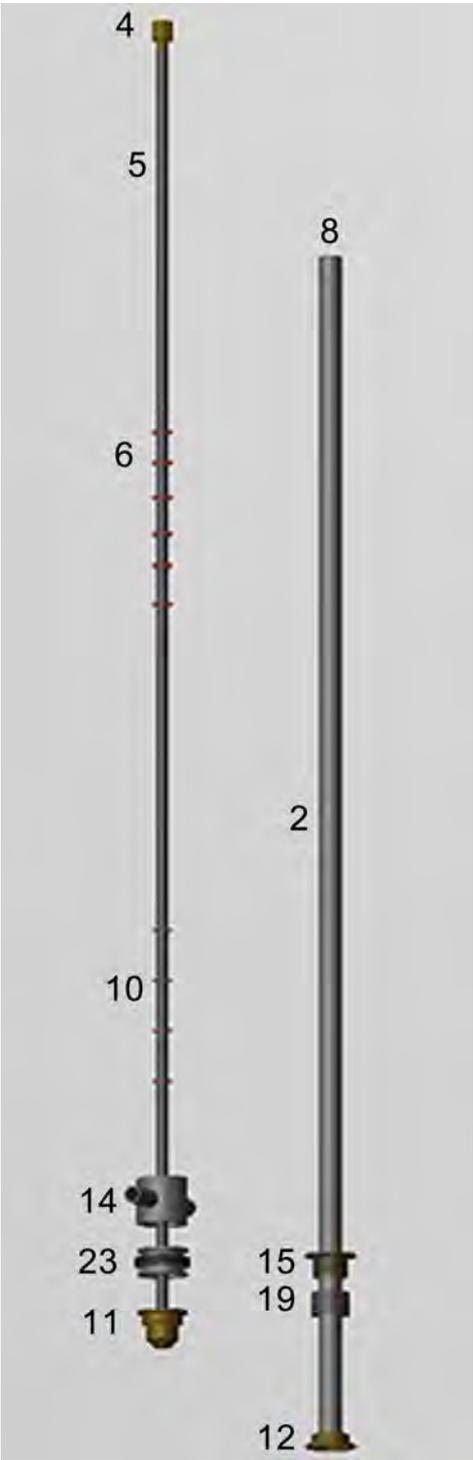


Abbildung 5.4 Gesamtansicht Vakuumstab mit Hülle.

6 Abschließende Betrachtungen

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des DFG-Schwerpunktprogramms *Spin-Caloric Transport* angefertigt. Dieses befasst sich mit der Erforschung des thermisch getriebenen Spintransportes unter anderem in Form des Seebeck-Effektes [70], Spin-Seebeck-Effektes [6–11] und Spin-Pumpens [71]. Die vorliegende Arbeit untersucht die magnetothermogalvanischen Eigenschaften des verdünnten ferromagnetischen Halbleiters (Ga,Mn)As, genauer den Widerstandstensor $\hat{\rho}$ und den Magnetothermokräfttensor \hat{S} . Basierend auf einer Reihenentwicklung des Thermokräfttensors in Potenzen der Magnetisierung konnten die verschiedenen Beiträge zu den gemessenen Projektionen der Magnetothermokräft quantifiziert werden. Über einen Vergleich mit resistiven Messungen an den selben Proben werden zudem Rückschlüsse auf die Mott-Relation und die Eigenschaften der Fermifläche von (Ga,Mn)As möglich.

Das nachfolgende Kapitel fasst die zentralen Ergebnisse dieser Arbeit zusammen. Eine detailliertere Diskussion der Ergebnisse der resistiven und thermogalvanischen Messungen ist in Kap. 4.2 bis Kap. 4.4 zu finden. In Kap. 6.5 wird zudem ein Ausblick auf zukünftige, auf den Ergebnissen dieser Arbeit basierenden Weiterentwicklungen des Kalorik-Aufbaus und thermogalvanische Messungen gegeben.

6.1 Inbetriebnahme des Kalorik-Aufbaus

Zu Beginn meiner Diplomarbeit wurde ein neuer Messaufbau für Kalorik-Messungen in Betrieb genommen, der winkelaufgelöste Magnetowiderstands- und Magnetothermogalvanik-Messungen in verschiedenen Konfigurationen der Magnetisierungsrichtung \mathbf{M} zur Transportrichtung \mathbf{j} ermöglicht. Über einen Heizwiderstand auf dem Probenträger wurde den verwendeten (Ga,Mn)As-Proben ein Temperaturgradient ∇T aufgeprägt. ∇T war dabei entlang einer in den (Ga,Mn)As-Filmen strukturierten Hallbar orientiert. Mit Hilfe von resistiver Thermometrie über verschiedene Querabgriffe der Hallbar konnte der lineare Verlauf des Temperaturgradienten vor der Durchführung der

Thermokraft-Messungen überprüft und die Größe der Temperaturdifferenz zwischen dem warmen und dem kalten Ende der Probe bestimmt werden. Ein Vergleich mit den durch Cernox-Sensoren bestimmten Temperaturen $T_{c,1}$ und $T_{c,2}$ an den äußeren Enden der (Ga,Mn)As-Probe auf der warmen und kalten Seite des Probenträgers hat gezeigt, dass die Temperaturen und Temperaturdifferenzen auf der Probe stark von den mit dieser Methode ermittelten Werten abweichen. Aufgrund einer limitierten thermischen Ankopplung der Probe an die Wärmequelle und die Temperatursenke des Probenhalters konnten auch bei höheren Heizströmen nur geringe Temperaturdifferenzen $\Delta T = 0.3 - 1.5$ K im (Ga,Mn)As erzeugt werden, zudem erwärmten sich die Proben sehr stark bei höheren Heizströmen.

Die aus den Thermospannungen ermittelten Thermokraft-Signale S_{long} und S_{trans} waren wie erwartet positiv [18, 66, 67]. S_{long} und S_{trans} sind abhängig von der mittleren Proben temperatur und steigen bei tiefen Temperaturen mit Erhöhung der Temperatur an, wodurch ein Vergleich der bei unterschiedlichen Heizleistungen gemessenen Thermokraftsignale nicht möglich war. Die gemessenen Thermokraft-Signale sind jedoch in guter Übereinstimmung mit den von Pu *et al.* an einer vergleichbaren (Ga,Mn)As-Probe bestimmten Werten bei einer ähnlichen Proben temperatur [18].

6.2 Winkelabhängiger Magnetwiderstand an (001)-orientiertem (Ga,Mn)As

In der vorliegenden Arbeit wurden Magnetwiderstandsmessungen in Abhängigkeit des Winkels zwischen dem externen Magnetfeld $\mu_0 \mathbf{H}$ und der Transportrichtung \mathbf{j} (engl. Angle Dependent Magneto Resistance, ADMR) an zwei (001)-orientierten (Ga,Mn)As-Filmen mit einer Schichtdicke von 30 nm bei einer Probenraumtemperatur von $T_{\text{LS}} = 10$ K und magnetischen Feldstärken $\mu_0 H = 0.1, 0.5, 1$ T durchgeführt. Die Filme wurden in der Gruppe von W. Limmer an der Universität Ulm auf 1 mm dickem GaAs-Substrat mittels Molekularstrahlepitaxie gewachsen. Die ADMR-Messungen wurden in drei verschiedenen Einbau-Konfigurationen durchgeführt: in ip-Konfiguration ist die Filmnormale \mathbf{n} die Rotationsachse, in oopj- und oopt-Konfiguration sind die Stromrichtung \mathbf{j} bzw. die Transversale \mathbf{t} die Rotationsachsen (vgl. Abb. 3.4). Der Strom $I = 20 \mu\text{A}$ wurde in allen Messungen entlang der [110]-Richtung angelegt, die Messung der Längsspannung V_{long} erfolgte ebenfalls entlang [110]. Die Querspannung V_{trans} wur-

de entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung gemessen. Um die ADMR-Messungen mit den anschließend durchgeführten winkelabhängigen Magnetothermokrafft-Messungen (engl. Angle Dependent Magneto Thermopower, ADMTP) an denselben Proben vergleichen zu können, wurde auch für resistive Messungen über den im Probenhalter integrierten $100\ \Omega$ -Heizwiderstand R_{Heiz} ein Temperaturgradient entlang der $[110]$ -Richtung angelegt. Dadurch erfolgte eine Erhöhung der mittleren Proben temperatur auf etwa 25 K. Da ein Vergleich der Messsignalstärken der ADMR- und ADMTP-Messungen jedoch gezeigt hat, dass das Thermokrafft signal etwa drei Größenordnungen kleiner ist als das Spannungssignal der resistiven Messungen, nimmt der aufgeprägte Temperaturgradient keinen auflösbaren Einfluss auf die resistiven Messungen.

Mit Hilfe der auf der Reihenentwicklung des Widerstandstensors basierenden Simulation wurden die Widerstandsparameter $\rho_0 \dots \rho_9$ und die Anisotropie-Parameter B_c, B_{110} und B_{001} an die Messdaten für ρ_{long} und ρ_{trans} angepasst. Unter Verwendung der Reihenentwicklung des Widerstandstensors für tetragonal verzerrte kubische Kristalle konnten die ip-, oopj- und oopt-Datensätze konsistent mit einem einzigen Parametersatz gut beschrieben werden. In der Entwicklung des Widerstandstensors wurden die Entwicklungsparameter ρ_1 bis ρ_9 als magnetfeldunabhängig angenommen. Aus der Simulation hat sich jedoch herausgestellt, dass die Parameter ρ_1 und ρ_3 , die den anisotropen Magnetwiderstand beschreiben, abhängig vom externen Magnetfeld $\mu_0 H$ sind. Da $\rho_6 \propto \rho_{\text{long}}^2$ ist, wird der anomale Hall-Effekt ($\propto \rho_6$) in den vorliegenden (Ga,Mn)As-Proben durch den side-jump-Effekt dominiert [30]. Eine andere theoretische Erklärung kann durch einen streuungsunabhängigen Beitrag zur Berryphase gegeben werden, der ebenfalls einen Beitrag der Form $\rho_{\text{AHE}} \propto \rho_{\text{long}}^2$ liefert [72].

6.3 Winkelabhängige Magnetothermokrafft an (001)-orientiertem (Ga,Mn)As

Im Anschluss an die resistiven Messungen wurden ADMTP-Messungen an den in den ADMR-Messungen verwendeten (Ga,Mn)As-Proben in den Konfigurationen ip, oopj und oopt bei $\mu_0 H = 0.1, 0.5, 1\ \text{T}$ bei einer Probenraumtemperatur von $T_{\text{LS}} = 10\ \text{K}$ durchgeführt. Dazu wurde über den am Heizwiderstand R_{Heiz} angelegten Strom $I_{\text{Heiz}} = 50\ \text{mA}$ ein Temperaturgradient entlang der $\mathbf{j} = [110]$ -Richtung der Hallbar angelegt und die Thermospannungen $V_{\text{long,therm}}$ entlang $[110]$ und $V_{\text{trans,therm}}$ entlang $[1\bar{1}0]$ als Funk-

tion des Winkels zwischen \mathbf{j} und der Richtung des externen statischen Magnetfeldes $\mu_0\mathbf{H}$ aufgezeichnet. Über den vorab aus der resistiven Thermometrie bestimmten Betrag der Temperaturdifferenz zwischen den verwendeten Hallbar-Abgriffen konnten die Thermokraftsignale $S_{\text{long}} = -\frac{V_{\text{long,therm.}}}{\Delta T}$ und $S_{\text{trans}} = -\frac{V_{\text{trans,therm.}}}{\Delta T} \cdot \frac{l}{w}$ aus den Thermospannungen berechnet werden (vgl. Gl. 4.2). Anschließend wurden mit Hilfe der auf der Reihenentwicklung des Thermokrafttensors basierenden Simulation die Entwicklungskoeffizienten $S_0 \dots S_9$ sowie die Seebeckparameter S_B und S_C bestimmt. Da die magnetische Anisotropie bereits aus den Simulationen der ADMR-Datensätze derselben Proben bestimmt wurden, konnten die Anisotropie-Parameter B_c, B_{110} und B_{001} aus den ADMR-Simulationen übernommen werden. Der Einfluss der Seebeck-Parameter S_B und S_C wurde anschließend anhand eines Vergleichs mit einer zweiten Simulation ohne Verwendung der Parameter S_B und S_C untersucht. Aus einem Vergleich der Simulationsgüten konnte gefolgert werden, dass das Auftreten der Seebeck-Parameter in Messungen an (001)-orientiertem (Ga,Mn)As bisher nicht quantitativ nachgewiesen werden kann.

Ein zusätzlicher Vergleich zwischen den ADMR- und den ADMTP-Daten in den verwendeten Messkonfigurationen ip, oopj und oopt zeigte dagegen Unterschiede im Verlauf der winkelabhängigen Messkurven des Magnetwiderstandes und der Magnetothermokrafft. Dies deutet auf einen nichtlinearen, tensoriellen Zusammenhang zwischen dem Widerstandstensor $\hat{\rho}$ und dem Thermokrafttensor \hat{S} hin. Dieser Unterschied ist auch in einem Vergleich der Vorzeichen und relativen Gewichtungen der Entwicklungsparameter S_i mit den Parametern ρ_i des Widerstandstensors ersichtlich. Daraus lässt sich folgern, dass die Mott-Relation, welche die Tensorbeziehung zwischen dem Thermokrafttensor \hat{S} und dem Widerstandstensor $\hat{\rho}$ bildet, nicht - wie in vielen Veröffentlichungen bisher angenommen wurde [18, 19] - als linearisierte Gleichung für die einzelnen Tensorkomponenten von \hat{S} und $\hat{\rho}$ geschrieben werden kann. Anhand dieser Beobachtungen konnten erste Aussagen über die in der Literatur bisher nicht experimentell bestimmte Fermifläche von (Ga,Mn)As gemacht werden. Da die Mott-Relation nicht linear dargestellt werden kann, kann die Verknüpfung zwischen \hat{S} und $\hat{\rho}$, d.h. die Energieableitung des elektrischen Leitfähigkeitstensors an der Fermienergie, nicht als Einheitsmatrix dargestellt werden, wodurch eine sphärische Gestalt der Fermifläche von (Ga,Mn)As ausgeschlossen werden kann. Auch eine theoretische Berechnung durch Dietl *et al.* hat gezeigt, dass die Fermifläche von verdünnten ferromagnetischen Halbleitern durch die von den Löchern im Valenzband vermittelte Austauschwechselwirkung

[52] eine ausgeprägte Abhängigkeit von der relativen Orientierung des Wellenvektors und der Magnetisierung aufweist und somit nicht sphärisch ist [73].

6.4 Winkelabhängiger Magnetwiderstand und Magnetothermokrafft an (311)-orientiertem (Ga,Mn)As

Aus den Messungen an (001)-orientierten (Ga,Mn)As-Filmen konnten keine quantifizierbaren Seebeck-Parameter aufgelöst werden, da diese erst in vierter Ordnung der Reihenentwicklung auftraten. Durch die Anwendung der Tensorentwicklungen auf niedrigsymmetrische Kristallsysteme konnte in Kap. 2.6.2 gezeigt werden, dass für (311)-orientierte (Ga,Mn)As-Filme bereits in erster Entwicklungsordnung ein Seebeckparameter S_α auftritt, der die Reihenentwicklung des Thermokrafttensors qualitativ von der Entwicklung des Widerstandstensors unterscheidet. Ausgehend von diesen Überlegungen wurden an einem von W. Limmer *et al.* auf (311)-orientiertem GaAs-Substrat gewachsenem (Ga,Mn)As-Film mit einer Filmdicke von $d = 30$ nm ADMR- und ADMTP-Messungen durchgeführt. Mit Hilfe des Heizwiderstandes R_{Heiz} am Probenhalter wurde bei diesen Messungen ein Temperaturgradient entlang der $\mathbf{j} = [33\bar{2}]$ -Richtung entlang der Hallbar angelegt, der wie in den Messungen an (001)-orientierten Proben keinen Einfluss auf die ADMR-Signale hatte und die mittlere Proben temperatur bei $T_{\text{LS}} = 10$ K auf etwa 25 K erhöhte. Für ADMR-Messungen wurde zusätzlich ein Strom $I = 20 \mu\text{A}$ entlang der \mathbf{j} -Richtung angelegt und der Längs- und Queranteil des Widerstandes entlang $\mathbf{j} = [33\bar{2}]$ bzw. $\mathbf{t} = [\bar{1}10]$ bei $\mu_0 H = 0.1, 0.5, 1$ T als Funktion des Winkels zwischen \mathbf{j} und der Magnetfeldrichtung \mathbf{H} in den Konfigurationen ip, oopj und oopt gemessen. Die ADMTP-Messungen erfolgten entsprechend ohne den Längsstrom entlang der \mathbf{j} -Richtung. Durch eine Anpassung der Simulationen der Reihenentwicklungen des Magnetwiderstandes bzw. der Thermokrafft an die Symmetrie der (311)-orientierten Probe konnten aus den Messdaten die Entwicklungsparameter ρ_i bzw. S_i ($0 \leq i \leq 6$) sowie der Seebeckparameter S_α bestimmt werden.

Auch für diese Probe konnte kein globaler Zusammenhang zwischen den Entwicklungskoeffizienten des Widerstands- und des Thermokrafttensors gefunden werden, der auf eine linear darstellbare Mott-Relation und damit eine sphärische Fermifläche von

(Ga,Mn)As hindeuten würde. Vielmehr ist bereits aus dem qualitativen Vergleich der Kurvenverläufe der ADMR- und ADMTP-Messungen eine stark unterschiedliche Gewichtung der Entwicklungsparameter des Widerstands- und Thermokraftensors ersichtlich. Der Seebeck-Parameter $S_\alpha \neq 0$ konnte aus den Messungen des Längsanteils des Thermokraftensors in ip- und oopt-Konfiguration qualitativ wie quantitativ nachgewiesen werden, er liegt in der selben Größenordnung wie die übrigen S_i -Parameter und ist somit nicht vernachlässigbar. Eine zusätzliche Abschätzung von S_α konnte mit Hilfe von magnetfeldabhängigen Thermokraftmessungen in ip-Konfiguration gemacht werden. Dazu wurde das externe Magnetfeld bei einem festen Einbauwinkel $\theta_{ip} = 0^\circ$ ($\mu_0\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}0]$) im Bereich von $-7\text{ T} \leq \mu_0 H \leq 7\text{ T}$ variiert und die longitudinale und transversale Thermospannung aufgezeichnet. Aus der Auswertung der Differenz der longitudinalen Thermospannungen bei verschiedenen Werten von $\pm\mu_0 H$ konnte S_α abgeschätzt werden und das Ergebnis aus den ADMTP-Messungen bestätigt werden. Zusätzlich wurden magnetfeldabhängige Messungen des Magnetwiderstandes in ip-Konfiguration mit $I = 20\ \mu\text{A}$ entlang der \mathbf{j} -Richtung bei $\theta_{ip} = 0^\circ$ durchgeführt. Anhand der magnetfeldabhängigen Messungen der Längsspannungen ist auch die unterschiedliche Gewichtung der Entwicklungsparameter der Reihenentwicklungen sichtbar, diese zeigt sich durch eine unterschiedliche Symmetrie der longitudinalen resistiven bzw. thermogalvanischen Messkurven bezüglich dem Nullfeld.

6.5 Ausblick

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit haben eine Reihe interessanter Aspekte für zukünftige Thermokraftexperimente eröffnet. Für weiterführenden Untersuchungen wird vorgeschlagen, den Einfluss der Seebeck-Parameter für verschiedene Materialsysteme zu quantifizieren. Die vorliegende Arbeit konnte zeigen, dass für niedrigsymmetrische Kristalle wie die untersuchten (311)-orientierten (Ga,Mn)As-Filme Unterschiede in den Reihenentwicklungen des ADMR und des ADMTP bereits in niedrigen Ordnungen auftreten können und der zugehörige Seebeck-Parameter S_α von der selben Größenordnung wie die übrigen Entwicklungsparameter ist. Dieser Aspekt sollte auch bei zukünftigen Untersuchungen anderer Materialsysteme wie Heusler-Verbindungen, Magnetit oder Yttrium-Eisen-Granat (YIG) bei der Wahl der Probengeometrie bzw. Kristallorientierung beachtet werden.

Die Messungen an dem vorgestellten Kalorik-Aufbau haben gezeigt, dass die Signalstärken der Thermospannungen in den ADMTP-Messungen durch die thermische Ankopplung der Probe an die Wärmequelle und die Wärmesenke limitiert sind. Da die Auflösung der Seebeck-Parameter jedoch empfindlich von der Signalstärke und der Signalqualität der Thermospannungen abhängt, muss die Signalausbeute der Thermospannungen erhöht werden. Dies kann zum einen durch eine Verbesserung der thermischen Ankopplung der Probe an die Wärmesenke ermöglicht werden, beispielsweise durch eine mechanische Kontaktierung oder den Vergleich der Einflüsse verschiedener wärmeleitfähiger Klebmittel. Außerdem kann versucht werden, die Heizleistung direkt auf der Probe zu deponieren, etwa durch die Strukturierung eines zusätzlichen, von der Halbleiter elektrisch isolierten Quersteiges auf die Probenoberfläche („On-Chip Heizer“). Durch eine Abdeckung dieses Heizsteiges mit einem nichtmagnetischen elektrischen Leiter wie Platin kann die kritische deponierte Heizleistung zusätzlich erhöht werden. In einem Vorexperiment mit einer YIG-Probe konnten im selben Aufbau bei Raumtemperatur bereits durch das Heizen über einen Pt-Streifen Temperaturunterschiede von bis zu 8 K gemessen werden. Ein weiteres Ziel der Messaufbau-Optimierung ist die Ermöglichung durchstimmbarer Temperaturdifferenzen auf der Probe, ohne dabei die Probenoberflächentemperatur drastisch zu erhöhen, wie dies in bisherigen Messungen der Fall war. Somit soll erreicht werden, dass die gemessenen Thermospannungen als Funktion der Temperaturdifferenz verglichen werden können, um die Unabhängigkeit der Thermokraft von der erzeugten Temperaturdifferenz auf der Probe zeigen zu können.

Wie kürzlich veröffentlichte Untersuchungen von Huang *et al.* gezeigt haben, hat die tatsächliche Richtung des aufgeprägten Temperaturgradienten einen empfindlichen Einfluss auf das Messsignal [19]. Daher ist eine klare Definition des Temperaturgradientenverlaufs für ADMTP-Messungen wichtig. Da ein thermischer Übergang von der Probenoberfläche zum Vakuum nicht möglich ist, kann der Einfluss eines möglicherweise auftretenden vertikalen Temperaturgradienten mit dem in der vorliegenden Arbeit neu konstruierten Vakuummessplatz (vgl. Kap. 5) verringert werden. Zudem wird damit eine weitere Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses in den ADMTP-Messungen erwartet. In diesem Zusammenhang ist gerade in niedrigsymmetrischen Kristallsystemen jedoch auch zu beachten, dass der Verlauf des Temperaturgradienten an die phononischen Ausbreitungsrichtungen des Substrates gekoppelt ist [64] und von der angenommenen Ausbreitungsrichtung \mathbf{j} abweichen kann [74].

Der Zusammenhang zwischen den Tensoren \hat{S} und $\hat{\rho}$ wird durch die Mott-Relation

$$\hat{S} = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \hat{\rho} \left(\frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial E} \right)_{E_F} \quad (6.1)$$

geliefert, in der der Thermokrafttensor \hat{S} über die Energieableitung des elektrischen Leitfähigkeitstensors $\hat{\sigma}$ an der Fermienergie mit dem elektrischen Widerstandstensor $\hat{\rho}$ verknüpft ist. Ein Koeffizientenvergleich zwischen ADMR- und ADMTP-Messungen an (001)- und (311)-orientiertem (Ga,Mn)As hat gezeigt, dass es kein lineares Skalenverhalten zwischen dem Magnetwiderstandstensor und dem Thermokrafttensor gibt, wie dies in einigen Veröffentlichungen zu (Ga,Mn)As angenommen wird [18, 19]. Um ein fundiertes Verständnis über die Thermokraft zu erlangen und aus den experimentell einfacher zugänglichen resistiven Effekten bereits Abschätzungen über thermoelektrische Eigenschaften und die Fermiflächen eines Materials machen zu können, ist eine experimentelle Überprüfung der Mott-Relation nötig.

Bisher konnten mit dem vorliegenden Aufbau durch die vorgegebene Richtung des Temperaturgradienten nur zwei Einträge der Mott-Relation vermessen werden. Um Informationen über weitere Tensoreinträge von \hat{S} und $\hat{\rho}$ erfassen zu können, muss eine Richtungsvariation des Temperaturgradienten und der magnetischen Feldrichtung ermöglicht werden. Durch die Verwendung eines 3D-Vektormagneten, der im Rahmen des Schwerpunktprogramms *Spin-Caloric Transport* der DFG bereits beantragt und genehmigt wurde, können in zukünftigen Messungen Drehungen in beliebigen Kristallebenen betrachtet werden. Über On-Chip-Heizstreifen entlang der \mathbf{j} - und \mathbf{t} -Richtung bzw. entlang \mathbf{n} über einen Heizstreifen an der Unterseite des geeignet gewählten Substrats erscheint eine zusätzliche Variation der Richtung des angelegten Temperaturgradienten unter der Voraussetzung einer geeigneten Lösung für reversible Wärmesenken am Probenhalter möglich. Dies kann z.B. über die thermische Ankopplung der entsprechenden Probenseite über wärmeleitfähige Bonddrähte an zusätzliche Kupferblöcke am Probenhalter realisiert werden.

Das erst vor wenigen Jahren entstandene Forschungsgebiet der Spin-Kaloritronik eröffnet noch ein weites Feld neuer, bislang noch nicht vollständig erklärter Effekte wie dem Spin-Seebeck-Effekt. In den bisher veröffentlichten Spin-Seebeck-Experimenten an magnetischen Materialien [6–9], Halbleitern [11] und Isolatoren [10] werden auf der Probe aufgedampfte, transversal zur Richtung des Temperaturgradienten orientierte

Pt-Streifen zur Detektion des Spin-Stroms über den Inversen Spin-Hall-Effekt (ISHE) verwendet [75]. Dabei wird ein linearer Verlauf der an den Pt-Streifen gemessenen Spannung V_{ISHE} als Funktion der Position des Pt-Streifens auf der Probe mit einem Vorzeichenwechsel zwischen der warmen und der kalten Seite beobachtet. Die Ursache dieses Vorzeichenwechsels ist bislang noch nicht eindeutig geklärt, jüngste Veröffentlichungen schlagen unterschiedliche Temperaturen der Magnonen und Phononen als Grund für die beobachteten Thermospannungssignale vor [76]. In den vergangenen Wochen konnten die von Jaworski *et al.* publizierten Beobachtungen des Spin-Seebeck-Effekts an (Ga,Mn)As [11] in einer Kollaboration mit dem IFW Dresden bestätigt werden [77]. Das Ziel dieser Zusammenarbeit ist es, anhand einer simultanen Messung der Domänenstruktur des ferromagnetischen Dünnsfilms über den magnetooptischen Kerr-Effekt [78] Informationen über den Spin-Seebeck-Effekt und die Ursache des Vorzeichenwechsels der Thermospannung zu erhalten.

Ein zweiter Ansatz zur Untersuchung des Spin-Seebeck-Effektes ist eine Untersuchung der gemessenen Spannung V_{ISHE} . Diese hängt von der Spin-Mixing Conductance und dem Spin-Hall-Winkel ab [76]. Bringt man den für die Spin-Seebeck-Experimente verwendeten ferromagnetischen Film in ferromagnetische Resonanz, wird aufgrund des Spin-Pumpens ebenfalls ein Spin-Strom in die Pt-Schicht erzeugt. Dieser kann wieder über den Inversen Spin-Hall-Effekt detektiert werden, die gemessene Spannung V_{ISHE} hängt somit auch von der Spin-Mixing Conductance und dem Spin-Hall-Winkel ab [76]. Über einen Vergleich der beiden Messungen kann so versucht werden, die Theorie des Spin-Seebeck-Effektes zu überprüfen.

A Anhang Experimente

A.1 Thermokraft-Koeffizienten für Aufspaltung in Transversal- und Longitudinalanteil bei (001)-orientierten Filmen

$$S_0 = \alpha_{22} + \alpha_{2211} + \alpha_{221111} \quad (\text{A.1})$$

$$S_1 = \alpha_{2222} - \alpha_{2211} + 6\alpha_{222211} - 2\alpha_{221111} \quad (\text{A.2})$$

$$S_2 = \alpha_{2233} - \alpha_{2211} + 6\alpha_{223311} - 2\alpha_{221111} \quad (\text{A.3})$$

$$S_3 = \alpha_{222222} + \alpha_{221111} - 6\alpha_{222211} \quad (\text{A.4})$$

$$S_4 = \alpha_{223333} + \alpha_{221111} - 6\alpha_{223311} \quad (\text{A.5})$$

$$S_5 = \alpha_{221111} + 6\alpha_{223322} - 6\alpha_{222211} - 6\alpha_{223311} \quad (\text{A.6})$$

$$S_A = 6\alpha_{22321} \quad (\text{A.7})$$

$$S_6 = \alpha_{213} + 3\alpha_{21322} \quad (\text{A.8})$$

$$S_7 = \alpha_{2121} + 4\alpha_{212221} \quad (\text{A.9})$$

$$S_8 = \alpha_{21333} - 3\alpha_{21322} \quad (\text{A.10})$$

$$S_9 = 12\alpha_{213321} - 4\alpha_{212221} \quad (\text{A.11})$$

$$S_B = 3\alpha_{21311} - 3\alpha_{21322} \quad (\text{A.12})$$

$$S_C = 4\alpha_{212111} - 4\alpha_{212221} \quad (\text{A.13})$$

A.2 Widerstands-Koeffizienten für Aufspaltung in Transversal- und Longitudinalanteil bei (311)-orientierten Filmen

$$\rho_0 = -\frac{9}{11}a_{2121} + \frac{9}{11}a_{22} + \frac{9}{22}a_{2211} + \frac{9}{22}a_{2222} + \frac{2}{11}a_{33} + \frac{2}{11}a_{3322} \quad (\text{A.14})$$

$$\begin{aligned} \rho_1 = & \frac{180}{121}a_{2121} - \frac{9}{121}a_{2211} - \frac{9}{121}a_{2222} + \frac{18}{121}a_{2233} + \frac{72}{121}a_{3232} \\ & - \frac{4}{121}a_{3322} + \frac{4}{121}a_{3333} \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

$$\begin{aligned} \rho_2 = & \frac{54\sqrt{2}}{121}a_{2121} + \frac{27\sqrt{2}}{121}a_{2211} + \frac{27\sqrt{2}}{121}a_{2222} - \frac{54\sqrt{2}}{121}a_{2233} - \frac{84\sqrt{2}}{121}a_{3232} \\ & + \frac{12\sqrt{2}}{121}a_{3322} - \frac{12\sqrt{2}}{121}a_{3333} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

$$\begin{aligned} \rho_3 = & -\frac{117}{121}a_{2121} - \frac{81}{242}a_{2211} - \frac{81}{242}a_{2222} + \frac{81}{121}a_{2233} - \frac{72}{121}a_{3232} \\ & - \frac{18}{121}a_{3322} + \frac{18}{121}a_{3333} \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

$$\rho_4 = -\frac{3\sqrt{2}}{11}a_{231} + \frac{3\sqrt{2}}{11}a_{321} \quad (\text{A.18})$$

$$\rho_5 = \frac{9}{11}a_{213} + \frac{2}{11}a_{321} \quad (\text{A.19})$$

$$\rho_6 = -\frac{9}{11}a_{2211} + \frac{9}{11}a_{2222} + \frac{4}{11}a_{3232} \quad (\text{A.20})$$

$$\rho_7 = -\frac{3\sqrt{2}}{11}a_{2211} + \frac{3\sqrt{2}}{11}a_{2222} - \frac{6\sqrt{2}}{11}a_{3232} \quad (\text{A.21})$$

A.3 Thermokraft-Koeffizienten für Aufspaltung in Transversal- und Longitudinalanteil bei (311)-orientierten Filmen

$$S_0 = -\frac{9}{11}a_{2121} + \frac{9}{11}a_{22} + \frac{9}{22}a_{2211} + \frac{2}{11}a_{33} + \frac{2}{11}a_{3322} \quad (\text{A.22})$$

$$S_1 = \frac{180}{121}a_{2121} - \frac{9}{121}a_{2211} - \frac{9}{121}a_{2222} + \frac{18}{121}a_{2233} + \frac{36}{121}a_{2332} + \frac{36}{121}a_{3232} - \frac{4}{121}a_{3322} + \frac{4}{121}a_{3333} \quad (\text{A.23})$$

$$S_2 = \frac{54\sqrt{2}}{121}a_{2121} + \frac{27\sqrt{2}}{121}a_{2211} + \frac{27\sqrt{2}}{121}a_{2222} - \frac{54\sqrt{2}}{121}a_{2233} - \frac{42\sqrt{2}}{121}a_{2332} - \frac{42\sqrt{2}}{121}a_{3232} + \frac{12\sqrt{2}}{121}a_{3322} - \frac{12\sqrt{2}}{121}a_{3333} \quad (\text{A.24})$$

$$S_3 = \frac{117}{121}a_{2121} - \frac{81}{242}a_{2211} - \frac{81}{242}a_{2222} + \frac{81}{242}a_{2233} - \frac{36}{121}a_{2332} - \frac{36}{121}a_{3232} - \frac{18}{121}a_{3322} + \frac{18}{121}a_{3333} \quad (\text{A.25})$$

$$S_\alpha = \frac{3\sqrt{2}}{11}(a_{231} + a_{321}) \quad (\text{A.26})$$

$$S_4 = -\frac{6\sqrt{\frac{2}{11}}}{\sqrt{2}\sqrt{22}}a_{213} - \frac{6\sqrt{\frac{2}{11}}}{\sqrt{2}\sqrt{22}}a_{231} \quad (\text{A.27})$$

$$S_5 = \frac{18}{\sqrt{11}\sqrt{2}\sqrt{22}}a_{213} - \frac{4}{\sqrt{11}\sqrt{2}\sqrt{22}}a_{231} \quad (\text{A.28})$$

$$S_6 = \frac{1}{\sqrt{11}\sqrt{2}\sqrt{22}}(-18a_{2211} + 18a_{2222} + 8a_{2332}) \quad (\text{A.29})$$

$$S_7 = \frac{6\sqrt{\frac{2}{11}}}{\sqrt{2}\sqrt{22}}(-a_{2211} + a_{2222} + 2a_{2332}) \quad (\text{A.30})$$

A.4 Widerstands-und Thermokraftparameter der Probe B729f

Index	ADMR	Index	ADMTP ohne S_B und S_C	ADMTP mit S_B und S_C
$\rho_1(\mu\Omega\text{m})$	0.67	$S_1(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	5.7	5.7
$\rho_2(\mu\Omega\text{m})$	3.35	$S_2(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	3.6	3.6
$\rho_3(\mu\Omega\text{m})$	-1.05	$S_3(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	2.5	2.5
$\rho_4(\mu\Omega\text{m})$	1.1	$S_4(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	0.3	0.3
$\rho_5(\mu\Omega\text{m})$	-2	$S_5(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	1.8	1.8
$\rho_6(\mu\Omega\text{m})$	-11	$S_6(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	6	6
$\rho_7(\mu\Omega\text{m})$	-5.2	$S_7(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	-3	-0.6
$\rho_8(\mu\Omega\text{m})$	-3	$S_8(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	-1	-1
$\rho_9(\mu\Omega\text{m})$	0	$S_9(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	0	0
-	-	$S_B(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	0	-2
-	-	$S_C(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	0	-4

Tabelle A.1 Widerstands-und Thermokraftparameter der Probe B729f.

ip	$\rho_0(\mu\Omega\text{m})$	$\rho_{\text{off}}(\mu\Omega\text{m})$	$S_0(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	$S_{\text{off}}(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$
1T	237.93	-4	152.2	93
0.5T	242.98	-4	152.5	96
0.1T	247.95	-4	152.5	98

Tabelle A.2 Offsetparameter in ip-Konfiguration.

ooj	$\rho_0(\mu\Omega\text{m})$	$\rho_{\text{off}}(\mu\Omega\text{m})$	$S_0(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	$S_{\text{off}}(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$
1T	237	-4	91.5	90
0.5T	242	-4	92.2	91
0.1T	246.75	-4	92.9	92

Tabelle A.3 Offsetparameter in ooj-Konfiguration.

oopt	$\rho_0(\mu\Omega\text{m})$	$\rho_{\text{off}}(\mu\Omega\text{m})$	$S_0(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	$S_{\text{off}}(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$
1T	237.5	-4	96.2	125
0.5T	242.4	-4	96.2	125
0.1T	247.5	-4	95.5	128

Tabelle A.4 Offsetparameter in oopt-Konfiguration.

A.5 Widerstands-und Thermokraftparameter der Probe B594a

Index	ADMR	Index	ADMTP
$\rho_1(\mu\Omega\text{m})$	-4	$S_1(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	8.5
$\rho_2(\mu\Omega\text{m})$	9	$S_2(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	2.5
$\rho_3(\mu\Omega\text{m})$	16	$S_3(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	5.5
$\rho_4(\mu\Omega\text{m})$	-3	$S_4(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	-0.08
$\rho_5(\mu\Omega\text{m})$	-30	$S_5(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	0.18
$\rho_6(\mu\Omega\text{m})$	18	$S_6(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	0.7
$\rho_7(\mu\Omega\text{m})$	5	$S_7(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	-0.2
-	-	$S_\alpha(\frac{\mu\text{V}}{\text{K}})$	1.5

Tabelle A.5 Widerstands-und Thermokraftparameter der Probe B594a.

Literaturverzeichnis

- [1] Rufus, Q. C. *Historia Alexandri Magni regis Macedonum. Die Geschichte Alexanders des Grossen*. Heimeran, (1954).
- [2] Heckel, W. and Yardley, J. C. *Alexander the Great. Historical Texts in Translation*. Blackwell Publishers, Oxford, UK, (2004).
- [3] Wiedemann, G. and Franz, R. *Ann. Phys.* **165**(8), 497–531 (1853).
- [4] Seebeck, T. J. *Ann. Phys.* **6**(3), 253–286 (1826).
- [5] Peltier, J. *Physics*, 1–6 (1821).
- [6] Uchida, K., Takahashi, S., Harii, K., Ieda, J., Koshibae, W., Ando, K., Maekawa, S., and Saitoh, E. *Nature (London)* **455**(7214), 778–781 (2008).
- [7] Uchida, K., Ota, T., Harii, K., Ando, K., Nakayama, H., and Saitoh, E. *J. Appl. Phys.* **107**(9), 908–911 (2010).
- [8] Uchida, K., Ota, T., Harii, K., Takahashi, S., Maekawa, S., Fujikawa, Y., and Saitoh, E. *Solid State Commun.* **150**(11), 524–528 (2010).
- [9] Uchida, K., Takahashi, S., Ieda, J., Harii, K., Ikeda, K., Koshibae, W., Maekawa, S., and Saitoh, E. *J. Appl. Phys.* **105**(7), 951–955 (2009).
- [10] Uchida, K., Xiao, J., Adachi, H., Ohe, J., Takahashi, S., Ieda, J., Ota, T., Kajiwara, Y., Umezawa, H., and Kawai, H. *Nature Mater.* **9**(11), 894–897 (2010).
- [11] Jaworski, C. M., Yang, J., Mack, S., Awschalom, D. D., Heremans, J. P., and Myers, R. C. *Nature Mater.* **9**(11), 898–903 (2010).
- [12] Technical report, Intel, (2010).
- [13] Bohr, M. and Mistry, K. Technical report, Intel, (2011).
- [14] Bauer, G. *Spin Caloritronics* in Maekawa, S., Saitoh, E., Valenzuela, S. and Kimura, Y. (ed.) *Spin Current*. Oxford University Press, (to be published).
- [15] Onsager, L. *Phys. Rev.* **37**(4), 405–426 (1931).
- [16] Onsager, L. *Phys. Rev.* **38**(12), 2265–2279 (1931).
- [17] Pu, Y., Chiba, D., Matsukura, F., Ohno, H., and Shi, J. *Phys. Rev. Lett.* **101**(11), 117208 (2008).

- [18] Pu, Y., Johnston-Halperin, E., Awschalom, D. D., and Shi, J. *Phys. Rev. Lett.* **97**(3), 036601 (2006).
- [19] Huang, S., Wang, W., Lee, S., Kwo, J., and Chien, C. *Phys. Rev. Lett.* **107**(21), 216604 (2011).
- [20] Tannous, C. and Gieraltowski, J. *Eur. J. Phys.* **29**, 475 (2008).
- [21] Stoner, E. C. and Wohlfarth, E. *Phil. Trans. of the Royal Society of London Series A* , 599–642 (1948).
- [22] Farle, M. *Reports on Progress in Physics* **61**(7), 755–826 (1998).
- [23] Chikazumi, S. *Physics of Ferromagnetism*, volume 94. Oxford University Press, (1997).
- [24] Yosida, K. *J. Appl. Phys.* **39**(2), 511 (1968).
- [25] Welp, U., Vlasko-Vlasov, V. K., Liu, X., Furdyna, J. K., and Wojtowicz, T. *Phys. Rev. Lett.* **90**(16), 167206 (2003).
- [26] Limmer, W., Glunk, M., Daeubler, J., Hummel, T., Schoch, W., Bihler, C., Huebl, H., Brandt, M., Goennenwein, S., and Sauer, R. *Microelectronics Journal* **37**(12), 1490–1492 (2006).
- [27] Kehrein, S. *Mesoskopische Physik. Vorlesungsskript LMU München.* (2008).
- [28] Gross, R. and Marx, A. *Spintronics. Vorlesungsskript TU München.* (2005).
- [29] Karplus, R. and Luttinger, J. *Phys. Rev.* **95**(5), 1154–1160 (1954).
- [30] Berger, L. *Phys. Rev. B* **2**(11), 4559–4566 (1970).
- [31] Chazalviel, J. N. *Phys. Rev. B* **11**(10), 3918–3934 (1975).
- [32] Nagaosa, N., Onoda, S., MacDonald, A. H., and Ong, N. P. *Rev. Mod. Phys.* **82**(2), 1539–1592 (2010).
- [33] Reinwald, M. *Herstellung und Charakterisierung von ferromagnetischem (Ga,Mn)As auf der GaAs (001)- und (311)A-Oberfläche.* PhD thesis, Universität Regensburg, (2005).
- [34] Onoda, S., Sugimoto, N., and Nagaosa, N. *Phys. Rev. B* **77**(16), 165103 (2007).
- [35] Onoda, S., Sugimoto, N., and Nagaosa, N. *Phys. Rev. Lett.* **97**(12), 126602 (2006).
- [36] Nolas, G. S., Sharp, J., and Goldsmid, H. *Thermoelectrics: basic principles and new materials developments.* Springer Verlag, Berlin, (2001).
- [37] Gross, R. *Festkörperphysik.* Oldenbourg Verlag, München, (to be published).

-
- [38] Limmer, W., Glunk, M., Daeubler, J., Hummel, T., Schoch, W., Sauer, R., Bihler, C., Huebl, H., Brandt, M. S., and Goennenwein, S. T. B. *Phys. Rev. B* **74**(20), 205205 (2006).
- [39] Limmer, W., Daeubler, J., Dreher, L., Glunk, M., Schoch, W., Schwaiger, S., and Sauer, R. *Phys. Rev. B* **77**(20), 205210 (2008).
- [40] Birss, R. R. *Symmetry and Magnetism*. North Holland, Amsterdam, (1964).
- [41] Muduli, P., Friedland, K. J., Herfort, J., Schoenherr, H. P., and Ploog, K. *Phys. Rev. B* **72**(10), 1–9 (2005).
- [42] Akgoz, Y. C. and Saunders, G. A. *J. Phys. C* **8**(9), 1387–1396 (1975).
- [43] Nye, J. *Physical Properties of Crystals*. Oxford University Press, Oxford, (1985).
- [44] Krupp, A. Master's thesis, Walther Meissner Institut, (2010).
- [45] Grimmer, H. *Acta Cryst.* **A49**, 763–771 (1993).
- [46] Akgoz, Y. and Saunders, G. *J. Phys. C* **8**, 2962–2970 (1975).
- [47] Kerscher, M., Puls, J., and Stintzling, S. *Numerik für Physiker. Aktualisiertes Vorlesungsskript an der LMU München*. (2011).
- [48] Story, T., Galazka, R., Frankel, R. B., and Wolff, P. *Phys. Rev. Lett.* **56**(7), 777–779 (1986).
- [49] Ohno, H., Shen, A., Matsukura, F., Oiwa, A., Endo, A., Katsumoto, S., and Iye, Y. *Appl. Phys. Lett.* **69**(3), 363 (1996).
- [50] Tanaka, M. *Journal of Crystal Growth* **278**(1-4), 25–37 (2005).
- [51] Munekata, H., Ohno, H., Von Molnar, S., Segmueller, A., Chang, L., and Esaki, L. *Phys. Rev. Lett.* **63**(17), 1849–1852 (1989).
- [52] Dietl, T. *Semiconductor Science and Technology* **17**(4), 18 (2002).
- [53] Nazmul, A. M., Amemiya, T., Shuto, Y., Sugahara, S., and Tanaka, M. *Phys. Rev. Lett.* **95**(1), 017201 (2005).
- [54] Dietl, T., Ohno, H., Matsukura, F., Cibert, J., and Ferrand, D. *Science* **287**(5455), 1019–1022 (2000).
- [55] Wurstbauer, U. *Herstellung und Charakterisierung von Mangan dotierten III-V Halbleiterheterostrukturen*. PhD thesis, Universität Regensburg, (2008).
- [56] Yu, K., Walukiewicz, W., Wojtowicz, T., Kuryliszyn, I., Liu, X., Sasaki, Y., and Furdyna, J. *Phys. Rev. B* **65**(20), 3–6 (2002).
- [57] Masek, J. and Maca, F. *Phys. Rev. B* **69**(16), 165212 (2003).

- [58] Althammer, M. Master's thesis, WMI, (2007).
- [59] Döppe, M. *Magnetotransport und Anisotropieuntersuchungen an (001)- und (311)A-(Ga,Mn)As*. PhD thesis, Universität Regensburg, (2007).
- [60] Ekin, J. W. *Experimental Techniques: Cryostat Design, Material Properties and Superconductor Critical-Current Testing*. Oxford University Press, (2006).
- [61] LakeShore. Technical report, LakeShore Cryotronics Inc., (2011).
- [62] Hayashi, T., Hashimoto, Y., Katsumoto, S., and Iye, Y. *Appl. Phys. Lett.* **78**(12), 1691 (2001).
- [63] Edmonds, K. W., Wang, K. Y., Campion, R. P., Neumann, A. C., Farley, N. R. S., Gallagher, B. L., and Foxon, C. T. *Appl. Phys. Lett.* **81**(26), 4991 (2002).
- [64] Jaworski, C. M., Yang, J., Mack, S., Awschalom, D. D., Myers, R. C., and Heremans, J. P. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 186601 (2011).
- [65] Carlson, R. O., Slack, G. A., and Siverman, S. J. *J. Appl. Phys.* **36**(2), 505 (1965).
- [66] Osinniy, V., Dybko, K., Jedrzejczak, A., Arciszewska, M., Dobrowolski, W., Story, T., Radchenko, M. V., Sichkovskiy, V. I., Lashkarev, G. V., and Olsthoorn, S. M. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics* **11**(2), 257–265 (2008).
- [67] Mayer, M. A., Stone, P. R., Miller, N., Smith, H. M., Dubon, O. D., Haller, E. E., Yu, K. M., Walukiewicz, W., Liu, X., and Furdyna, J. K. *Phys. Rev. B* **81**(4), 045205 (2010).
- [68] Baxter, D. V., Ruzmetov, D., Scherschligt, J., Sasaki, Y., Liu, X., Furdyna, J. K., and Mielke, C. H. *Physical Review B* **65**(21), 212407 (2002).
- [69] Gould, C., Pappert, K., Schmidt, G., and Molenkamp, L. *Adv. Mater.* **19**(3), 323–340 (2007).
- [70] Myers, J. and Siam, M. *Nature* **107**(2683), 2683 (2004).
- [71] Czeschka, F. D., Dreher, L., Brandt, M. S., Weiler, M., Althammer, M., Imort, I.-M., Reiss, G., Thomas, A., Schoch, W., and Limmer, W. *Phys. Rev. Lett.* **107**(4), 046601 (2010).
- [72] Jungwirth, T., Niu, Q., and MacDonald, A. H. *Phys. Rev. Lett.* **88**(20), 207208 (2002).
- [73] Dietl, T., Ohno, H., and Matsukura, F. *Phys. Rev. B* **63**(4), 195205 (2001).
- [74] Dreher, L. Private communication.
- [75] Saitoh, E., Ueda, M., Miyajima, H., and Tataru, G. *Appl. Phys. Lett.* **88**(18), 182509 (2006).

- [76] Xiao, J., Bauer, G. E. W., Uchida, K.-I., Saitoh, E., and Maekawa, S. *Phys. Rev. B* **81**(21), 214418 (2010).
- [77] Soldatov, I. Private communication.
- [78] Schaefer, R. *The magnetic microstructure of nanostructured materials* in Liu, J.P., Fullerton, E., Gutfleisch, O. and Sellmyer, D.J. (ed.): *Nanoscale magnetic materials and applications*. Springer Verlag, (2009).

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde erst durch die Unterstützung, die mir von vielen Seiten entgegengebracht worden ist, ermöglicht. Dafür möchte ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken.

Als Erstes danke ich Prof. Dr. Rudolf Gross für das interessante Thema, die Unterstützung und die großzügige Bereitstellung der Mittel. Ein großer Dank gilt auch PD Dr. Stefan Ludwig für die Betreuung dieser externen Diplomarbeit seitens der LMU.

Dr. Sebastian T. B. Gönnenwein, für die großartige Unterstützung dieser Arbeit, seine Begeisterung für neue Ideen und die vielen tiefgehenden und lehrreichen Diskussionen.

Besonders bedanken möchte ich mich auch bei Matthias Althammer, der diese Arbeit mit viel Geduld und zahlreichen konstruktiven Vorschlägen und Hilfestellungen betreut hat, bei technischen Problemen immer eine Lösung parat hatte und für alle Fragen eine anschauliche Erklärung fand.

Allen restlichen Magnetikern, Dr. Matthias Opel, Dr. Stephan Geprägs, Johannes Lotze, Mathias Weiler und Christoph Zollitsch danke ich für die gute Zusammenarbeit und die angenehme Atmosphäre. Auch der Gruppe von Prof. Dr. Martin Brandt vom Walter Schottky Institut möchte ich für die tiefgehenden Diskussionen zu meinen Messungen im Walt(h)er-Seminar danken. Insbesondere danke ich auch Lukas Dreher vom Walter Schottky Institut sowie Wolfgang Limmer und Wladimir Schoch von der Universität Ulm für die Bereitstellung der (Ga,Mn)As-Proben.

Dr. Hans Hübl danke ich für die vielen Diskussionen bei der Konstruktion des neuen Probenstabs. Ebenso danke ich Dipl. Ing. Thomas Brenninger für die Einführung in die CAD-Konstruktion und die Unterstützung beim Design des neuen Probenstabs und Namvar Jahanmehr für die Hilfe bei der Beschaffung der KF-Bauteile. Ein großer Dank gebührt auch dem Team der Mechanik-Werkstatt für die Anfertigung des Vakuum-Probenstabs und die wertvollen Hinweise bei der Umsetzung des neuen Messaufbaus.

Der morgentlichen Dienstbesprechungsrunde danke ich für das ein oder andere Gespräch weit abseits der Physik und die gute Stimmung schon früh am Morgen. Vor allem meinen ehemaligen Zimmerkollegen Marta Krawczyk, Felix Bilger, Thomas Böhm und Jan Götz auch ein herzliches Dankeschön für die entspannte Atmosphäre im D042.

All den anderen Mitarbeitern, Diplomanden und Doktoranden, die ich bisher noch nicht erwähnt habe, danke ich für das tolle Arbeitsklima am WMI.

Stephan, ein einfaches Danke reicht nicht für deine Unterstützung, alles unter einen Hut zu bekommen und diese Arbeit zu ermöglichen. Dass du immer da warst und mir auch frühmorgens schon zugehört hast, wenn ich wieder einmal nicht von meiner Arbeit loskommen konnte, kann man nicht in wenigen Sätzen beschreiben.

Carolin, auch wenn du noch viel zu jung bist, um diese Arbeit und all die Stunden, die in ihr stecken, zu verstehen, hast du doch einen wesentlichen Teil dazu beigetragen. Durch dich erkenne ich jeden Tag aufs Neue, dass man alle Dinge auch unter anderen Blickwinkeln betrachten kann und dafür danke ich dir.

Selbstständigkeitserklärung

Name, Vorname: Meyer, Sibylle
Geburtsdatum: 09.04.1986
Geburtsort: Haag
Studiengang: Physik (Diplom)
Matrikelnummer: 2551033

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Zuhilfenahme der angeführten Mittel angefertigt habe.

Des Weiteren versichere ich, alle wörtlichen oder sinngemäßen Übernahmen aus anderen Werken als solche kenntlich gemacht zu haben.

Diese Arbeit lag in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vor und wurde bisher noch nicht veröffentlicht.

Ort,

Datum

Unterschrift

