

**Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**

Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt von

Daniel Leo Brückner

geboren in Bonn (Deutschland)

2026

Bestimmung des magnetischen Phasendiagramms von GdTe_3

Diese Bachelorarbeit wurde durchgeführt von
Daniel Leo Brückner
am
Kirchhoff-Institut für Physik der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Rüdiger Klingeler

Kurzzusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der zweidimensionale van-der-Waals-Magnet GdTe_3 mittels DC SQUID Magnetometrie und VSM-Magnetometrie auf seine magnetischen Eigenschaften untersucht. Dazu wurden für Magnetfelder parallel und senkrecht zu der van-der-Waals-Ebene des GdTe_3 Einkristalls die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität und die isotherme Magnetisierung zwischen 1.8 und 400 K in Feldern von 0 bis 14 T bestimmt. Aus den Messdaten wurden die magnetischen Phasendiagramme für beide Feldrichtungen erstellt. Das Phasendiagramm für $B \perp c$ -Achse weist dabei acht verschiedene antiferromagnetische Phasen auf, während für $B \parallel c$ -Achse nur drei verschiedene Phasen auftreten. Die Analyse der Entropie an den diskontinuierlichen Phasenübergängen ergibt Entropieänderungen von bis zu $\sim 3\%$ der maximalen magnetischen Entropie des Systems. Die Weiss-Temperatur wurde mittels Anpassung des Curie-Weiss-Gesetzes zu $\theta=12(2)$ K bestimmt und stimmt mit der beobachteten langreichweitigen Ordnungstemperatur von $T_N=11.6(1)$ K überein.

Abstract

In this work, the magnetic properties of the two-dimensional van der Waals magnet GdTe_3 were investigated using DC SQUID magnetometry and VSM magnetometry. Temperature dependence of the magnetic susceptibility and the isothermal magnetization were determined between 1.8 and 400 K in fields up to 14 T for magnetic fields parallel and perpendicular to the van der Waals planes of the GdTe_3 single crystal. Magnetic phase diagrams for both field directions were constructed from the measurement data. The phase diagram for $B \perp c$ -axis exhibits eight distinct antiferromagnetic phases, whereas only three distinct phases occur for $B \parallel c$ -axis. Analysis of the entropy at the discontinuous phase transitions reveals entropy changes of up to $\sim 3\%$ of the system's maximum magnetic entropy. The Weiss temperature was determined by fitting the Curie-Weiss law to $\theta=12(2)$ K and agrees with the observed long-range order temperature of $T_N=11.6(1)$ K.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Theoretische Grundlagen	9
2.1	Verwendete Einheiten	9
2.2	Diamagnetismus	9
2.3	Paramagnetismus	10
2.4	Ferromagnetismus	11
2.5	Antiferromagnetismus	11
2.6	Magnetische Anisotropie in Antiferromagneten	12
2.7	Eigenschaften von GdTe_3	14
3	Messmethoden	17
3.1	Magnetisierungsmessungen im MPMS3	17
3.2	Magnetisierungsmessungen im PPMS	17
3.3	Messung verschiedener kristallographischer Ausrichtungen	18
3.4	Formfaktorkorrektur	18
4	Messergebnisse	21
4.1	Magnetisierungsmessung $B \perp c$ -Achse	22
4.2	Magnetisierungsmessung $B \parallel c$ -Achse	38
5	Zusammenfassung	49

1 Einleitung

Die Untersuchung von Magnetismus in zweidimensionalen Spinsystemen hat in den letzten Jahren zunehmend an Bedeutung gewonnen. Insbesondere im Kontext von van-der-Waals-Materialien, ermöglicht mechanische Exfoliation die Realisierung von atomar dünnen Schichten, welche zahlreiche Anwendungen in magnetooptischen Bauelementen, energieeffizienten magnetoelektrischen Geräten, On-Chip-Optik und Quanteninformationsverarbeitung bietet[1].

In der Theorie verbietet das Mermin-Wagner-Theorem[2] die Ausbildung langreichweitiger magnetischer Ordnung bei endlichen Temperaturen in zweidimensionalen Spinsystemen mit kurzreichweitiger und isotroper Austauschwechselwirkung aufgrund thermischer Fluktuationen. In Systemen mit magnetischer Anisotropie werden bestimmte Spinrichtungen bevorzugt, sodass thermische Fluktuationen die Ausbildung langreichweitiger magnetischer Ordnung in zwei Dimensionen nicht mehr verhindern und eine stabile Ordnung möglich wird[3].

Für die Verwendung von zweidimensionalen van-der-Waals-Magneten in der Spintronik oder in der Twistronik ist eine hohe Ladungsträgermobilität essenziell. Bisher sind jedoch nur wenige leitfähige zweidimensionale van-der-Waals-Magnete entdeckt worden, da die meisten derzeit bekannten zweidimensionalen van-der-Waals-Magnete ein isolierendes oder halbleitendes Verhalten aufweisen[1, 4].

Vor diesem Hintergrund stellt das van-der-Waals-Material GdTe_3 ein besonders interessantes System dar. Es weist eine sehr hohe Ladungsträgermobilität auf, die vergleichbar mit der von schwarzem Phosphor ist und ordnet bei tiefen Temperaturen auch in dünnen Schichten antiferromagnetisch[4]. Darüber hinaus treten in GdTe_3 Ladungsdichtewellen auf, die mit dem Magnetismus wechselwirken[5] und wird unter hohem Druck supraleitend, weshalb sich Interaktionen zwischen Ladungsdichtewellen, Supraleitung und Magnetismus untersuchen lassen[4]. Diese Eigenschaften machen GdTe_3 nicht nur für Grundlagenforschung interessant, sondern auch für mögliche Anwendungen in der Spintronik[1].

Um einen genaueren Einblick in die antiferromagnetische Ordnung von GdTe_3 und den Einfluss der in diesem Kapitel diskutierten Effekte auf den Magnetismus zu verstehen, sind Magnetisierungsmessungen essentiell. Sie ermöglichen die Identifizierung von Phasenübergängen und erlauben Rückschlüsse auf die magnetische Ordnung des Systems.

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung von GdTe_3 auf magnetische Phasenübergänge anhand von Magnetisierungsmessungen im äußeren Magnetfeld. Hierzu wird die Magnetisierung als Funktion von Temperatur und Magnetfeld für verschiedene Kristallrichtungen bestimmt und das magnetische Phasendiagramm konstruiert.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Verwendete Einheiten

Für das Arbeiten mit magnetischen Größen wird meist, anstelle des SI-Einheitensystems, das cgs-Einheitensystem verwendet. Bei diesem werden Längen in Zentimetern, Massen in Gramm und Zeiten in Sekunden angegeben. Das SI-Einheitensystem hingegen gibt Längen in Metern und Masse in Kilogramm an [6]. Einheiten können wie in Tabelle 2.1 dargestellt zwischen den beiden Einheitensystemen umgerechnet werden.

Größe	Formelzeichen	Umrechnung (cgs → SI)
Energie	E	$1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$
Magnetische Flussdichte	B	$1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$
Magnetische Feldstärke	H	$1 \text{ Oe} = \frac{10^3}{4\pi} \frac{\text{A}}{\text{m}}$
Magnetisches Moment	μ	$1 \frac{\text{erg}}{\text{G}} = 10^{-3} \frac{\text{J}}{\text{T}}$
Magnetisierung	M	$1 \text{ Oe} = 10^3 \frac{\text{A}}{\text{m}}$
Molare Suszeptibilität	χ	$1 \frac{\text{erg}}{\text{G}^2 \text{mol}} = 4\pi \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}^3}{\text{mol}}$

Tabelle 2.1: Einheiten der relevanten Größen im Magnetismus im cgs- und SI-Einheitensystem entnommen aus [6].

Die molare magnetische Suszeptibilität ist definiert durch

$$\chi = \frac{M}{H} \frac{m_{mol}}{m} \stackrel{\text{cgs}}{=} \frac{M}{B} \frac{m_{mol}}{m} \quad (2.1)$$

Hier ist m die Masse und m_{mol} die molare Masse [6].

2.2 Diamagnetismus

Diamagnetismus beschreibt das Phänomen, dass durch ein äußeres angelegtes Magnetfeld ein entgegengesetztes internes Magnetfeld in einem Material induziert wird.

Die durch Diamagnetismus erzeugte Suszeptibilität liegt, abhängig vom Material, in der Größenordnung von -10^{-6} bis $-10^{-4} \frac{\text{erg}}{\text{G}^2 \text{mol}}$. Die durch den Diamagnetismus verursachte Magnetisierung ist temperaturunabhängig und tritt in jedem Material auf, da alle Elektronen, auch die in vollen Orbitalen, einen Beitrag leisten, dessen Stärke von der räumlichen Ausdehnung der Elektronenorbitale abhängt [6, 7].

2.3 Paramagnetismus

In Materialien besitzen einzelne Atome oder Moleküle, die ungepaarten Elektronen besitzen, ein nicht verschwindendes magnetisches Dipolmoment. Wird ein äußeres magnetisches Feld angelegt, richten sich die Dipolmomente bevorzugt in Richtung des Magnetfelds aus und eine positive magnetische Suszeptibilität ist die Folge. Eine Erhöhung der Temperatur reduziert die Magnetisierung, indem thermische Fluktuationen die magnetischen Momente zufällig ausrichten. Die Suszeptibilität eines idealen Paramagneten (keine Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten und keine Einzelionenanisotropie) im Grenzfall kleiner Felder oder großer Temperaturen $\frac{k_B T}{\mu_B B} \gg 1$, ist gegeben durch das Curie-Gesetz

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T}. \quad (2.2)$$

Hierbei ist C die Curie-Konstante gegeben durch

$$C = \frac{n \mu_0 \mu_{\text{eff}}^2}{3 k_B}, \quad (2.3)$$

mit der Teilchendichte n , der Vakuumpermeabilität μ_0 , dem effektiven magnetischen Moment μ_{eff} und der Boltzmann-Konstante k_B . Das effektive magnetische Moment ist gegeben durch

$$\mu_{\text{eff}} = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}. \quad (2.4)$$

Dabei ist J die Gesamtdrehimpulsquantenzahl und g_J der Landé g-Faktor, der selbst für freie Atome durch

$$g_J = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.5)$$

mit L der Gesamtbahndrehimpulsquantenzahl und S der Gesamtspinquantenzahl berechnet werden kann [6, 7].

2.4 Ferromagnetismus

Ein Ferromagnet besitzt, im Gegensatz zu den bisher genannten Phänomenen, eine nicht verschwindende makroskopische Magnetisierung ohne äußeres magnetisches Feld. Der Grund dafür liegt in der magnetischen Interaktion zwischen benachbarten magnetischen Momenten, die eine parallele Ausrichtung begünstigt. Dies führt zu einer makroskopischen magnetischen Ordnung, die durch die spontane Magnetisierung M_s beschrieben wird. Mit steigender Temperatur wird diese Ordnung durch thermische Fluktuationen geschwächt und verschwindet schließlich bei der kritischen Temperatur T_c . Zur Beschreibung der magnetischen Suszeptibilität oberhalb der kritischen Temperatur bei kleinen angelegten Magnetfeldern $\frac{k_B T}{\mu_B B} \gg 1$ kann das Curie-Weiss-Gesetz verwendet werden:

$$\chi = \frac{C}{T - \theta}. \quad (2.6)$$

Das Curie-Weiss-Gesetz folgt aus der Molekularfeldnäherung, in der angenommen wird, dass alle magnetischen Momente durch ein effektives mittleres Feld beeinflusst werden. Die Curie-Weiss-Temperatur θ , die im Rahmen der Molekularfeldnäherung der kritischen Temperatur entspricht, gibt dabei in guter Näherung das Mittel aller magnetischer Kopplungen an. In der Realität weicht diese auf Grund von magnetischer Fluktuationen häufig von der kritischen Temperatur ab. Da auch oberhalb der kritischen Temperatur noch kurzreichweitige magnetische Korrelationen, die mit steigender Temperatur immer schwächer wird, kann das Curie-Weiss-Gesetz nur bei Temperaturen weit oberhalb der kritischen Temperatur ($T \gg T_c$) verwendet werden[6].

2.5 Antiferromagnetismus

Wenn anstatt einer parallelen Ausrichtung der Momente eine antiparallele Ausrichtung bevorzugt wird, spricht man von Antiferromagnetismus. Diese Struktur kann durch zwei Untergitter mit antiparallel ausgerichteten magnetischen Momenten beschrieben werden. Ohne angelegtes äußeres magnetisches Feld führt diese antiparallele Ausrichtung zu einer Gesamtmagnetisierung von Null. Ein Antiferromagnet ordnet sich antiferromagnetisch unterhalb der Néel-Temperatur T_N . Aus der Molekularfeldnäherung kann analog zum Ferromagnetismus das Curie-Weiss-Gesetz für Antiferromagneten hergeleitet werden. Es folgt für Gleichung (2.6), dass wenn die antiferromagnetische Wechselwirkung dominiert, $\theta < 0$ ist. Allgemein lässt sich also

für Gleichung (2.6) die Bedingung aufstellen, dass für $\theta > 0$ die ferromagnetische Wechselwirkungen dominieren und für $\theta < 0$ die antiferromagnetische Wechselwirkungen dominieren, während für $\theta = 0$ keine der beiden Wechselwirkungen dominiert und das Material ein Paramagnet ist. Auch hier ist zu beachten, dass das Curie-Weiss-Gesetz nur für Temperaturen deutlich oberhalb der Ordnungstemperatur gültig ist [6, 7].

2.6 Magnetische Anisotropie in Antiferromagneten

Liegt die energetisch günstigste Richtung, in der sich die magnetischen Momente bevorzugt ausrichten, innerhalb einer bestimmten Ebene, spricht man von einer sogenannten leichten Ebene („easy plane“). Die Achse senkrecht zur einfachen Ebene wird harte Achse genannt. Wenn ein Magnetfeld entlang der harten Achse angelegt wird, können sich die magnetischen Momente ein wenig aus der Ebene herauskippen und eine makroskopische Magnetisierung induzieren. Wenn ein Magnetfeld parallel zur Ausrichtung der magnetischen Momente angelegt wird, zeigen diese in oder entgegen die Richtung des Magnetfeldes und die makroskopische Magnetisierung bleibt im idealen Antiferromagneten null. Wenn das Magnetfeld dann einen kritischen Wert überschreitet tritt ein Spin-Flip (Ausrichtung aller mag. Momente parallel zum Feld. Siehe Abbildung 2.1 d).) oder ein Spin-Flop (Ausrichtung aller mag. Momente wie gezeigt in Abbildung 2.1 a), b) und c).) auf. Bei endlichen Temperaturen kommt es zu thermischen Fluktuationen, die die magnetische Suszeptibilität erhöhen [6, 8]. Abbildung 2.2 zeigt den theoretischen Verlauf der magnetischen Suszeptibilität eines anisotropen Antiferromagneten in einem Magnetfeld parallel zur Ausrichtung der magnetischen Momente und senkrecht zur einfachen Ebene.

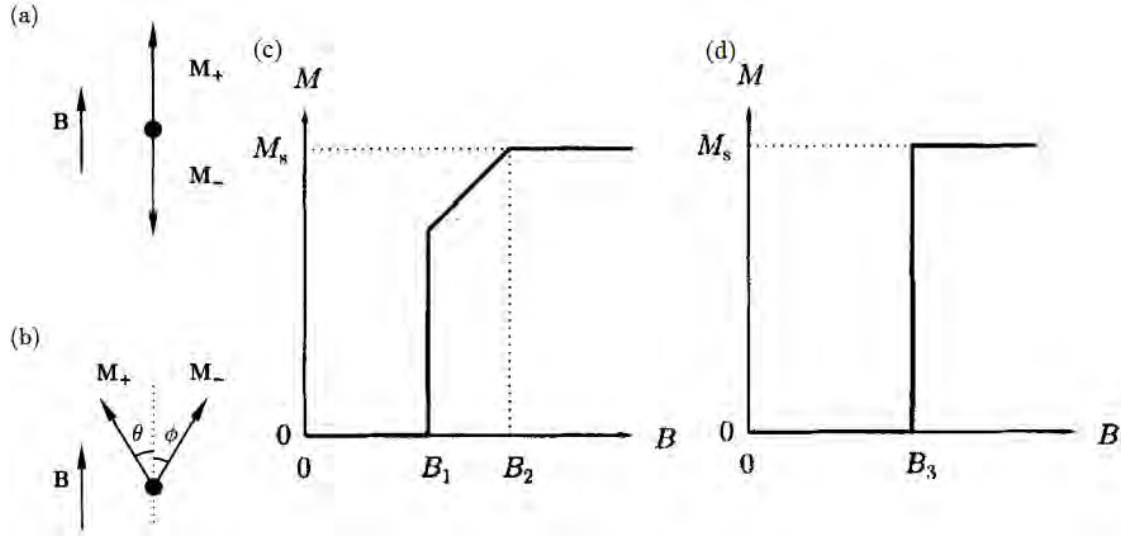


Abbildung 2.1: Ein magnetisches Feld wird parallel zur Orientierung der antiparallelen magnetischen Momente angelegt. a) Für kleine Felder verbleibt das System in der initialen antiferromagnetischen Phase. b) Oberhalb eines kritischen Feldwertes durchläuft das System einen Spin-Flop-Übergang und geht in eine Spin-Flop-Phase über. c) Magnetisierung eines Antiferromagneten im Magnetfeld parallel zur Ausrichtung der magnetischen Momente bei $T=0$ K. Bei B_1 tritt ein Spin-Flop auf. Danach werden die magnetischen Momente immer weiter ausgelenkt, bis bei B_2 die Sättigung erreicht ist. d) Magnetisierung eines Antiferromagneten im Magnetfeld parallel zur Ausrichtung der magnetischen Momente bei $T=0$ K. Bei B_3 tritt ein Spin-Flip auf. Entnommen aus [6].

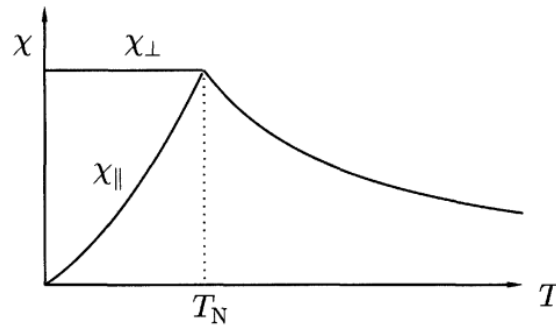


Abbildung 2.2: Magnetische Suszeptibilität eines Antiferromagneten in einem Magnetfeld parallel zur Ausrichtung der magnetischen Momente $\chi_{\parallel}$ und senkrecht zur leichten Ebene $\chi_{\perp}$. Entnommen aus [6].

2.7 Eigenschaften von GdTe_3

GdTe_3 ist ein Metall, welches zu der Gruppe der seltene Erd-Tritelluride (RTe_3 , $\text{R}=\text{Lanthanoid}$) gehört [5]. GdTe_3 ist luftempfindlich und hat eine Halboxidationszeit von 2 bis 6 Tagen [9]. Es nimmt eine orthorhombische Kristallstruktur in der Raumgruppe Cmcm (Nr.63) an [8]. Die Kristallstruktur ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Diese setzt sich aus abwechselnden Schichten zusammen. Zwei Benachbarte Gd-Te Schichten folgen auf zwei quadratischen Te-Schichten welche durch die van-der-Waals-Wechselwirkung miteinander gekoppelt sind[8]. Innerhalb der Gd-Te-Schichten sind die Gd^{3+} -Ionen in der Ebene annähernd quadratisch angeordnet, sodass jedes Ion vier nächste Nachbarn hat. Die Gitterparameter sind $a = 4.316 \text{ \AA}$, $b = 4.325 \text{ \AA}$ und $c = 25.6 \text{ \AA}$ [10]. Gd liegt als Gd^{3+} ($4f^7$) vor ist für die antiferromagnetische Ordnung verantwortlich, während die Te-5p-Bänder maßgeblich zur Leitfähigkeit beitragen [1]. Die Gd^{3+} -Ionen koppeln mittels der magnetischen Dipol-, der Superaustausch- und der RKKY-Wechselwirkung [1]. Im geordneten Zustand liegen die magnetischen Momente ohne angelegtes magnetisches Feld innerhalb der ab-Ebene [11]. Nach den Hund'schen Regeln gilt für Gd^{3+} $J = S = \frac{7}{2}$ und $L = 0$. Aus Gleichung (2.4) folgt für das effektive magnetische Moment von Gd^{3+} $\mu_{\text{Gd}^{3+}} = 7.94 \mu_B$. Hierbei wurde ein Wert von $g_J = 2$ verwendet, der nach Gleichung (2.5) berechnet wurde. GdTe_3 ordnet unterhalb von $T_N = 12 \text{ K}$ antiferromagnetisch und weist zwei weitere Phasenübergänge bei $T_2 = 10 \text{ K}$ und $T_1 = 7 \text{ K}$ auf [10]. Der Phasenübergang bei T_1 ist ein Ladungsdichtewellenübergang der mit dem Magnetismus wechselwirkt. Unterhalb von T_1 liegt eine gestreifte antiferromagnetische Phase mit der doppelten Periodizität des Gd-Gitters vor [12].

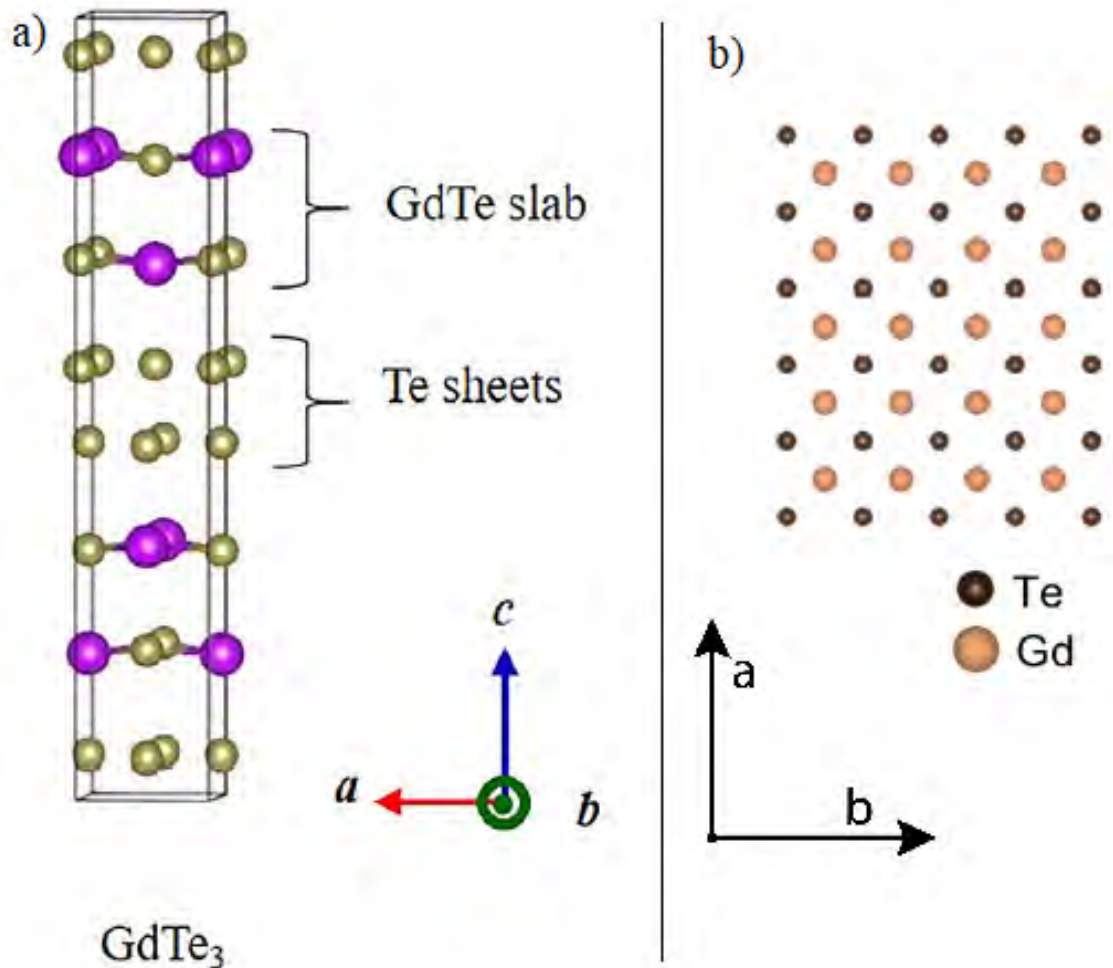


Abbildung 2.3: Kristallstruktur von GdTe_3 . a) Die violetten Kugeln zeigen Gd-Atome und die gelben Kugeln Te-Atome. Der eingezeichnete Quader zeigt die Einheitszelle. Entnommen aus [5]. b) Struktur der Gd-Te-Schicht. Entnommen aus [12].

3 Messmethoden

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen der statischen Magnetisierung wurden zwei verschiedene Magnetometer verwendet.

3.1 Magnetisierungsmessungen im MPMS3

Für Messungen bei einem Magnetfeld von 0 T bis 7 T und Temperaturen zwischen 1.8 K und 400 K wurde ein MPMS3 („Magnetic Properties Measurement System“) SQUID-Magnetometer („Superconducting Quantum Interference Device“) des Unternehmens *Quantum Design* verwendet. Während einer Magnetisierungsmessung können Temperatur und Magnetfeld unabhängig voneinander variiert werden, wodurch Abhängigkeiten zwischen Magnetisierung der Probe und den beiden veränderbaren Größen aufgenommen werden können. Das Magnetfeld wird durch einen Helium-gekühlten supraleitenden Magneten erzeugt. Zur Kühlung wird ein Stickstoff-Vorkühler und ein Helium-Verdampfungskryostat verwendet. Für die Positionierung der Probe in der Probekammer des Messgeräts wird ein Messingprobehalter mit Quarzklemmen verwendet. Der zu untersuchende Einkristall wird zwischen die Quarzklemmen geklemmt, sodass er sich bei Vibrationen nicht bewegt (siehe Abbildung 3.1). Der Probehalter wird dann mit Hilfe eines Stabes in die Messkammer eingeführt, welche anschließend abgedichtet und evakuiert wird. Bei der Messung wird die Probe durch einen am Stab angebrachten Motor auf und ab bewegt. Abhängig von ihrer Magnetisierung wird ein Strom in die Detektionsspulen induziert, der durch das SQUID präzise gemessen werden kann. Aus diesem lässt sich dann die Magnetisierung der Probe berechnen. Weitere Details sind im Handbuch des MPMS3 zu finden[13]. Im MPMS3 wurden die $M(T)$ -Kurven zwischen 0 und 7 T aufgenommen.

3.2 Magnetisierungsmessungen im PPMS

Für Messungen bei höheren Feldern von bis zu 14 T wurde ein PPMS ("Physical Property Measurement System") ausgestattet mit der VSM ("Vibrating Sample Magnetometer")-Option der Firma *Quantum Design* benutzt. Auch bei diesem Magnetometer kann die Magnetisierung abhängig vom Magnetfeld in Temperaturbereichen von 1.8 bis

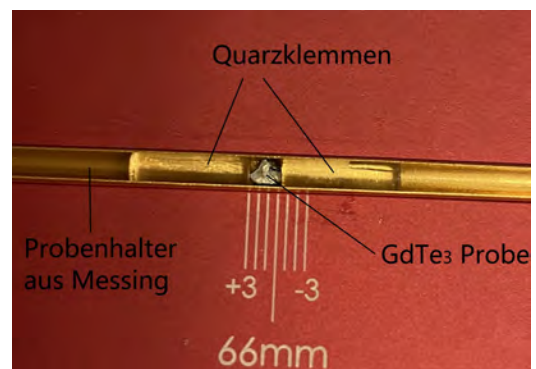
400 K gemessen werden. Die Kühlung basiert auf dem gleichen Prinzip wie beim MPMS3[13]. Die Probe wird, analog zum MPMS3, in einem Messingprobenhalter mit Quarzklemmen befestigt. Die Messung der Magnetisierung geschieht nach dem VSM-Prinzip was in [14] näher erklärt wird. Im PPMS wurden die $M(T)$ -Messungen zwischen 8 und 14 T, sowie die $M(B)$ Kurven aufgenommen. Um das Signal zu Rausch Verhältnis zu verbessern, wurden die Rohdaten über Intervalle von jeweils 20 Messpunkten gemittelt.

3.3 Messung verschiedener kristallographischer Ausrichtungen

Um die Magnetisierung der Probe bei verschiedenen Ausrichtungen zum Magnetfeld zu messen, wurde die Probe auf zwei verschiedene Wege präpariert. Einmal so, dass das Magnetfeld parallel zur c-Achse des Kristalls ausgerichtet ist (Abbildung 3.1 a)) und ein weiteres Mal so, dass es in der ab-Ebene liegt (Abbildung 3.1 b)).



(a) Probe installiert im Probehalter, sodass das angelegte Magnetfeld parallel zur c-Achse des Kristalls verläuft



(b) Probe installiert im Probehalter, sodass das angelegte Magnetfeld in der ab-Ebene des Kristalls verläuft

Abbildung 3.1: Installation der GdTe_3 Probe im Probehalter für Magnetisierungsmessungen.

3.4 Formfaktorkorrektur

Das MPMS3 ist für Proben mit Zylinderform kalibriert. Wenn die Form der Probe aber von dieser Zylinderform abweicht, kommt es zu Abweichungen in den Mess-

werten um einen konstanten Faktor. Um das zu korrigieren, wird das Programm „MPMS3 Sample Geometry Corrections“ von *Quantum Design* verwendet. Hierbei werden die Form und Dimensionen der Probe eingegeben und ein Korrekturfaktor berechnet (siehe Abbildung 3.2). Die rohen Magnetisierungsdaten des MPMS3 werden anschließend durch diesen Formfaktor dividiert. Um dieselbe Korrektur auch für Messungen mit dem PPMS zu berücksichtigen, wurden Vergleichsmessungen an beiden Geräten bei identischem Magnetfeld und Temperatur durchgeführt. Zunächst wurden die MPMS3-Messwerte mit dem zuvor bestimmten Formfaktor korrigiert. Anschließend wurden die am PPMS erfassten Daten auf die korrigierten MPMS3-Werte normiert, wodurch ein Übergangsfaktor (Verhältnis PPMS-Messwert zu korrigiertem MPMS3-Messwert) ermittelt wurde. Dieser Faktor wurde schließlich auf sämtliche PPMS-Messungen angewendet. Auf diese Weise sind die Magnetisierungsdaten beider Geräte vergleichbar, unabhängig davon, ob die Probe von der idealen Zylinderform abweicht. Die Korrekturfaktoren sind für beide Ausrichtungen des Kristalls in Tabelle 3.1 angegeben.

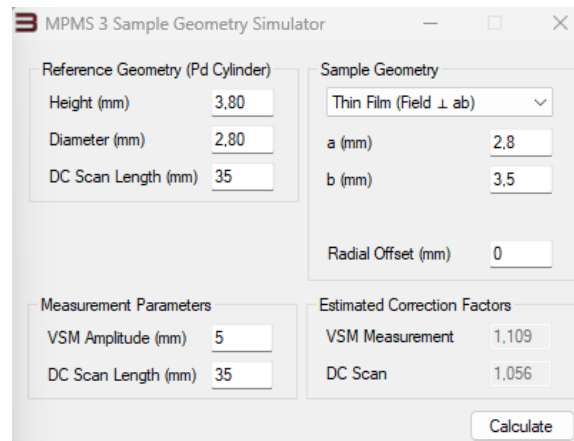


Abbildung 3.2: Berechnung des Formfaktors mit Hilfe des „MPMS3 Sample Geometry Calculator“ für die GdTe₃ Probe bei Installation wie gezeigt in Abbildung 3.1 a).

Ausrichtung	Formfaktor MPMS3	Formfaktor PPMS
$B \parallel c$	1.056	1.027
$B \perp c$	1.018	0.964

Tabelle 3.1: Dimensionslose Korrekturfaktoren, die zur Korrektur der rohen Magnetisierungswerte für die beiden Messgeräte (MPMS3 und PPMS) verwendet werden. Die Faktoren hängen von der Orientierung der Probe relativ zum Magnetfeld ($B \parallel c$ bzw. $B \perp c$) ab.

4 Messergebnisse

Alle Messungen wurden an derselben Probe, die in Abbildung 4.1 dargestellt ist durchgeführt. Die Probe besitzt Abmessungen von etwa $3.5\text{ mm} \times 2.8\text{ mm}$ und eine Dicke von ca. 0.5 mm . Die Orientierung erfolgte anhand der flachen Kristalloberfläche, die entlang der van-der-Waals Bindungsebene, also der ab-Ebene verläuft. Die Masse der Probe wurde mit einer Präzisionswaage auf $15.15(1)\text{ mg}$ bestimmt. Sofern nicht anders angegeben, wurden alle temperaturabhängigen Messungen nach einem Abkühlen im zu messenden Magnetfeld (Field-Cooling, FC) durchgeführt.



Abbildung 4.1: Bild der verwendete GdTe₃-Probe.

4.1 Magnetisierungsmessung $B \perp c$ -Achse

Für die Messungen mit $B \perp c$ -Achse wurde der GdTe₃ Einkristall gemäß Abbildung 3.1 b) in den Messhalter eingesetzt. Das externe Magnetfeld ist dabei senkrecht zur c -Achse des Kristalls ausgerichtet, also entlang einer zufälligen Richtung in der Ebene.

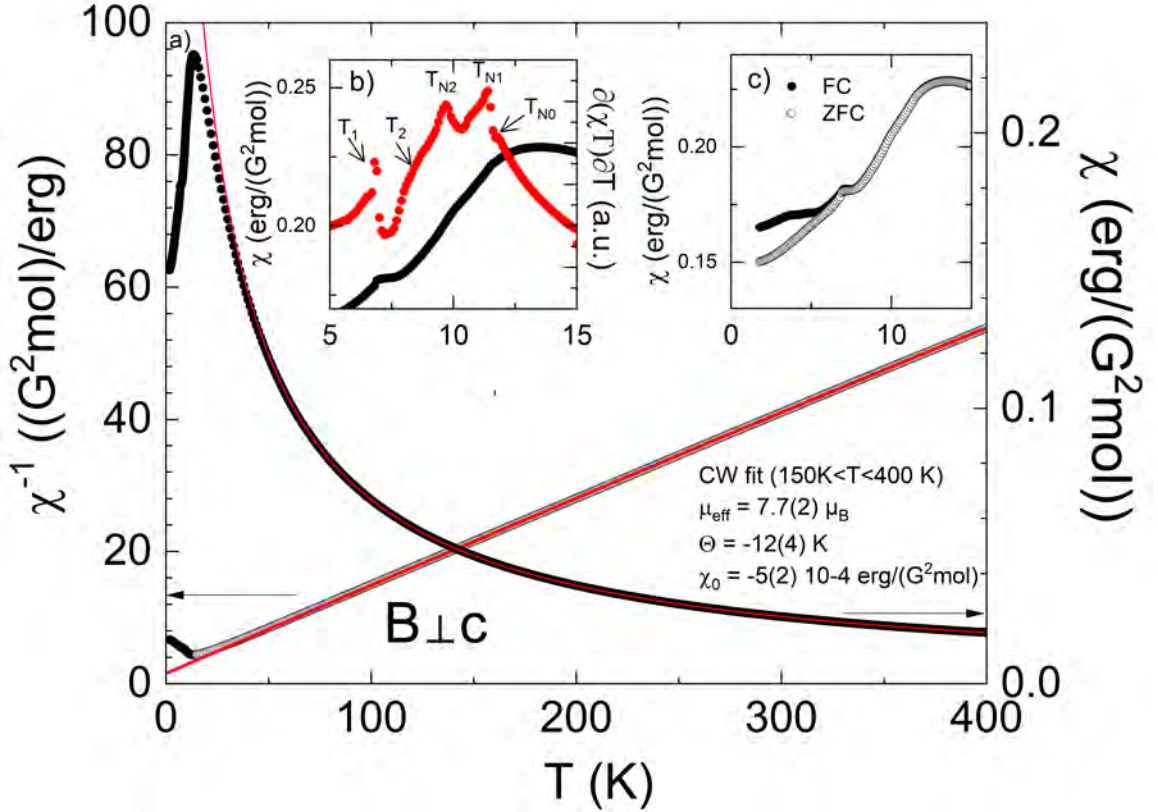


Abbildung 4.2: Temperaturabhängige Messung der magnetischen Suszeptibilität von GdTe₃ mit einem angelegten Magnetfeld $B = 1$ T senkrecht zur c -Achse des Kristalls.

Abbildung 4.2 a) zeigt die gemessene statische magnetische Suszeptibilität $\chi(T)$ und deren Kehrwert $\chi^{-1}(T)$ im Temperaturbereich von 1.8-400 K bei einem konstanten Feld von 1 T, senkrecht zu c -Achse. Die Suszeptibilitätswerte zeigen ein $\frac{1}{T}$ -ähnliches Verhalten bei hohen Temperaturen und weichen mit dem Auftreten eines Maximums bei ~ 13.5 K davon ab. Darunter fällt die Suszeptibilität bis 1.8 K ab. Die χ^{-1} Werte weisen dazu passend ein lineares Verhalten von 400 bis ~ 100 K auf. Unterhalb

setzt ein nicht lineares Verhalten ein, welches in einem Knick bei ~ 13.5 K mündet, daraufhin folgt ein leichter Anstieg von $\chi^{-1}(T)$ bis 1.8 K. In Abbildung 4.2 b) sind die Suszeptibilitätswerte von 5 bis 15 K gezeigt, um den Temperaturbereich unterhalb des Knicks bei 13.5 K näher darzustellen. Dort ist ein Knick bei 11.4(1) K, sowie ein Sprung mit einem darauf folgenden Plateau bei 6.9 K zu erkennen. Um diese Anomalien näher zu betrachten wurde zusätzlich in rot Fisher's spezifische Wärme $\partial(\chi T)/\partial T$ in das Diagramm eingezeichnet. In dieser sind fünf Anomalien zu erkennen. Ein spitzes lokales Maximum bei $T_1=6.8(1)$ K, ein leichter Knick bei $T_2=8.8(1)$ K, ein Sprung bei $T_{N2}=9.7(1)$ K, ein Sprung bei $T_{N1}=11.4(1)$ K und ein kleiner Knick bei $T_{N0}=11.8(1)$ K. Die Form der Anomalien deutet bei T_1 auf einen Phasenübergang 1. Ordnung und bei T_{N1} und T_{N2} auf einen Phasenübergang 2. Ordnung hin [15]. T_2 und T_{N0} sind aus Auflösungsgründen nicht klar zuordbar. Abbildung 4.2 c) zeigt zusätzlich die Suszeptibilität der nullfeldgeköhlten (ZFC) Messung in einem Diagramm mit den feldgeköhlten (FC) Messwerten bei 1 T in einem Temperaturintervall von 0-15 K. Die Suszeptibilitäten sind identisch bis diese unterhalb des Sprungs bei T_1 deutlich voneinander abweichen. Die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität entspricht dem Verhalten eines Antiferromagneten [6, 7].

In den $\frac{\partial \chi T}{\partial T}$ -Werten in Abbildung 4.2 b) zeigen sich unter anderem Anomalien bei $T_{N1} = 11.4(1)$ K und $T_{N2} = 9.7(1)$ K. In Guo et al.[5] wurden Anomalien mit gleicher Form bei 11.5 K und 9.7 K gemessen. Diese kritischen Temperaturen stimmen gut mit den von in dieser Arbeit bestimmten Temperaturen der Anomalien überein. Der Phasenübergang T_{N1} wird dort auf das Einsetzen der antiferromagnetischen Ordnung zurückgeführt. Die Anomalie bei $T_1=6.8(1)$ K entspricht vermutlich der von Guo et al.[5] gesehenen Anomalie bei 7 K, da auch hier die Form übereinstimmt. Diese Anomalie wird in [5] als ein möglicher Ladungsdichte-Wellen-Übergang interpretiert, der durch eine Kopplung an eine Spindichtewelle[12], mit dem Magnetismus wechselwirkt. Die Anomalien T_2 , T_{N3} und T_{N0} wurden dort nicht beobachtet.

Im paramagnetischen Bereich wurde an die $\chi^{-1}(T)$ -Werte das inverse des Curie-Weiss-Gesetzes (Gleichung (2.6)), unter Annahme eines konstanten diamagnetischen Anteils χ_0 an die Messwerte angepasst. Als das Anpassungsintervall wurde [150 K, 400 K] gewählt. Zu erkennen ist, dass die angepasste Funktion unterhalb von ~ 100 K immer weiter von den Messwerten abweicht, woraus geschlossen werden kann, dass auch oberhalb der kritischen Temperatur kurzreichweitige magnetische Ordnung auftritt und dementsprechend in diesem Temperaturintervall nicht von einem idealen Paramagneten ausgegangen werden kann. Die aus der Anpassungsfunktion erhaltenen Parameter, das effektive magnetische Moment μ_{eff} , die Weiss-Temperatur θ und der diamagnetische Anteil χ_0 sind in Abbildung 4.2, sowie Tabelle 4.2 zusammengefasst. Die Fehler ergeben sich aus Variation des Anpassungsintervalls. Der negative Wert der Weiss-Temperatur θ zeigt, dass die antiferromagnetische Kopplung dominiert. Der

Wert des effektiven freien magnetischen Moments μ_{eff} , der aus der Curie-Konstante berechnet wurde, $\mu_{eff} = 7.7(2) \mu_B$ ist unter Beachtung des Fehlers ein wenig geringer als der zuvor berechnete Theoriewert von freiem Gd^{3+} mit $\mu_{Gd^{3+}} = 7.94 \mu_B$. Dies könnte auf leichte Unreinheiten in der Probe durch z.B. Oxidation hinweisen. Eine Reduktion des Moments durch Kristallfelder ist nicht zu erwarten, da Gd^{3+} eine halb besetzte $4f$ -Schale ohne Bahndrehimpuls aufweist und somit magnetisch isotrop ist.

In den Abbildungen 4.3, 4.4 und 4.5 sind die temperaturabhängigen Suszeptibilitätswerte und Fisher's spezifische Wärme $\partial(\chi T)/\partial T$ für B-Felder von 0.1 T bis 3 T (4.3), von 3 T bis 7 T (4.4) und von 7 T bis 14 T (4.5) bei Temperaturen von 1.8 K bis 15 K dargestellt. Fisher's spezifische Wärme wird mit einem konstanten vertikalen Versatz dargestellt. Die absolute Position auf der y-Achse besitzt dort keine physikalische Bedeutung. In den Suszeptibilitätswerten von Abbildung 4.3 ist zu erkennen, dass sich der Knick bei T_{N1} zunächst mit dem Feld zu kleineren Temperaturen verschiebt. In Fisher's spezifischer Wärme zeigt sich diese Anomalie als ein Sprung, der sich beim Übergang von 1 zu 2 T stark zu kleineren Temperaturen auf 10.1(1) K verschiebt und bei 3 T ganz verschwindet. Da die Anomalie als ein Knick in der Suszeptibilität auftritt, handelt es sich hierbei vermutlich um einen Phasenübergang 2. Ordnung. In Feldern bis 1 T ist ein weiterer Knick bei T_{N2} zu sehen. Dieser verschiebt sich mit steigendem Feld zu kleineren Temperaturen und ist bei 2 T nicht mehr zu erkennen. In $\partial(\chi T)/\partial T$ ist diese Anomalie als Sprung zu erkennen, der bei einem Feld von 2 T verschwindet. Die Anomalie bei T_{N1} in $\partial(\chi T)/\partial T$ im Feld von 2 T ließe sich zwar auch dem Verlauf von T_{N2} zuordnen, wird hier jedoch konsistent als T_{N1} interpretiert. Fisher's spezifischer Wärme zeigt in Feldern unter 1 T eine weitere Anomalie bei $T_2 = 8.7$ K. Diese ist sehr schwach ausgeprägt, sodass dessen Form nicht klar zu erkennen ist. Auch diese Anomalie verschiebt sich mit steigendem Feld zu kleineren Temperaturen und verschwindet anschließend bei 2 T. Des Weiteren ist in den Suszeptibilitätswerten bei kleinen Feldern zudem der Sprung bei T_1 zu erkennen, der als ein symmetrisches Maximum in $\partial(\chi T)/\partial T$ auftritt. Dies spricht für einen Phasenübergang 1. Ordnung. Die Anomalie bei T_1 verschiebt sich mit steigendem Feld zu kleinen Temperaturen und verschwindet zwischen 1 bis 2 T. Im Feld von 1 T tritt eine neuer Knick bei $T_{N0} = 11.8(1)$ K auf. Dieser ist bei Feldstärken von 1 und 2 T nur schwach ausgeprägt, wird jedoch zunehmend stärker und kann im Feld von 3 T als ein kleiner Sprung in Fisher's spezifischer Wärme bei 11.6(1) K identifiziert werden. Auch diese Anomalie verschiebt sich leicht mit dem Feld zu kleineren Temperaturen und ist vermutlich ein Phasenübergang 2. Ordnung. Bei 2 T erscheint in Fisher's spezifischer Wärme eine weitere wenig ausgeprägte Anomalie bei $T_5 = 11.2(1)$ K, die bei 3 T nicht mehr zu erkennen ist. Ab Feldern von 2 T ist ein deutlicher Sprung von $\Delta\chi = -3.2(2) \cdot 10^{-3} \frac{\text{erg}}{\text{G}^2 \text{mol}}$ nach unten bei $T_4 = 9.0(1)$ K zu erkennen. Dieser verschiebt sich mit Erhöhung der Feldstärke auf 3 T leicht zu höheren Temperaturen und wird dabei

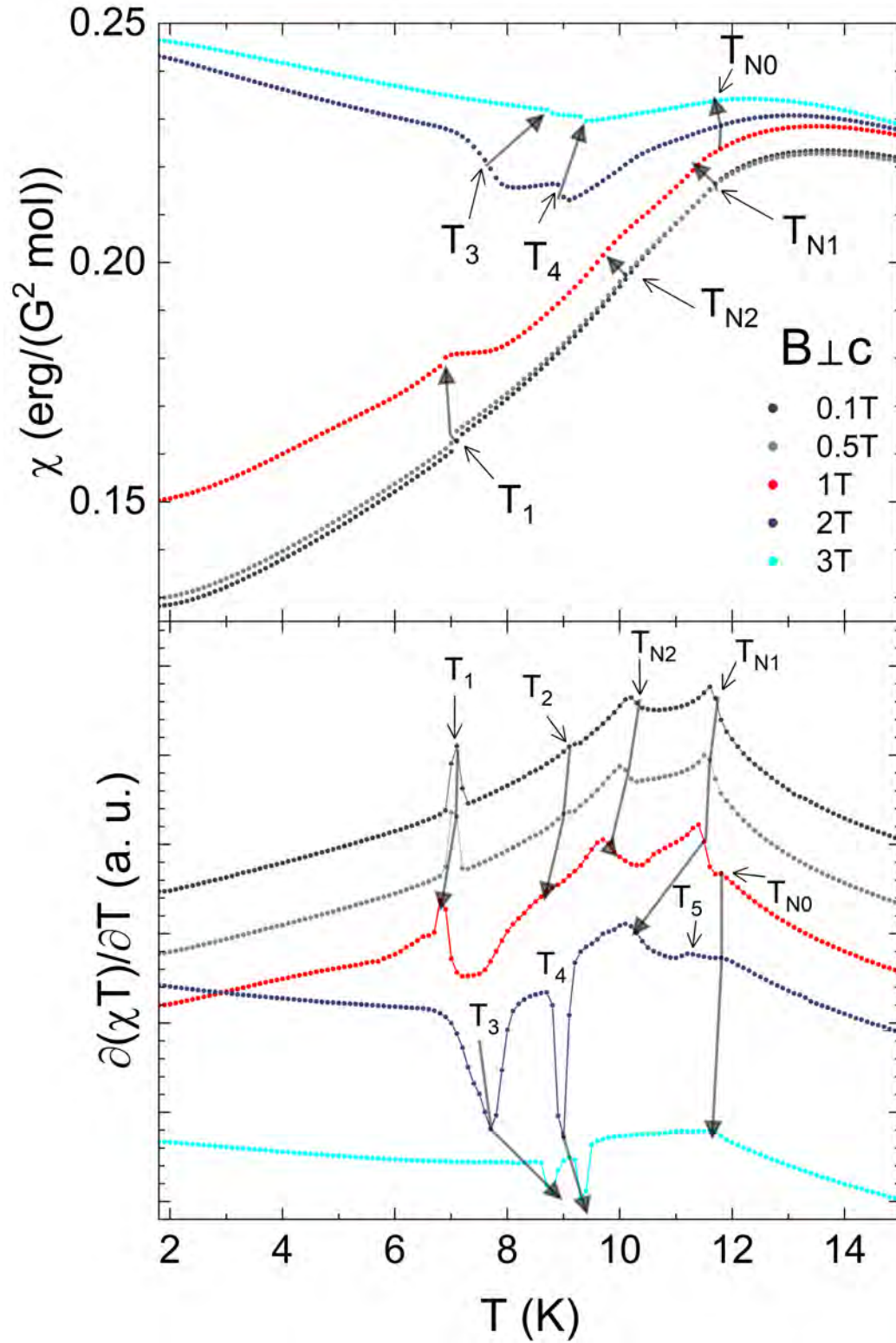


Abbildung 4.3: Temperaturabhängige Messung der magnetischen Suszeptibilität von GdTe_3 mit Magnetfelder von 0.1 - 14 T, senkrecht zur c -Achse.

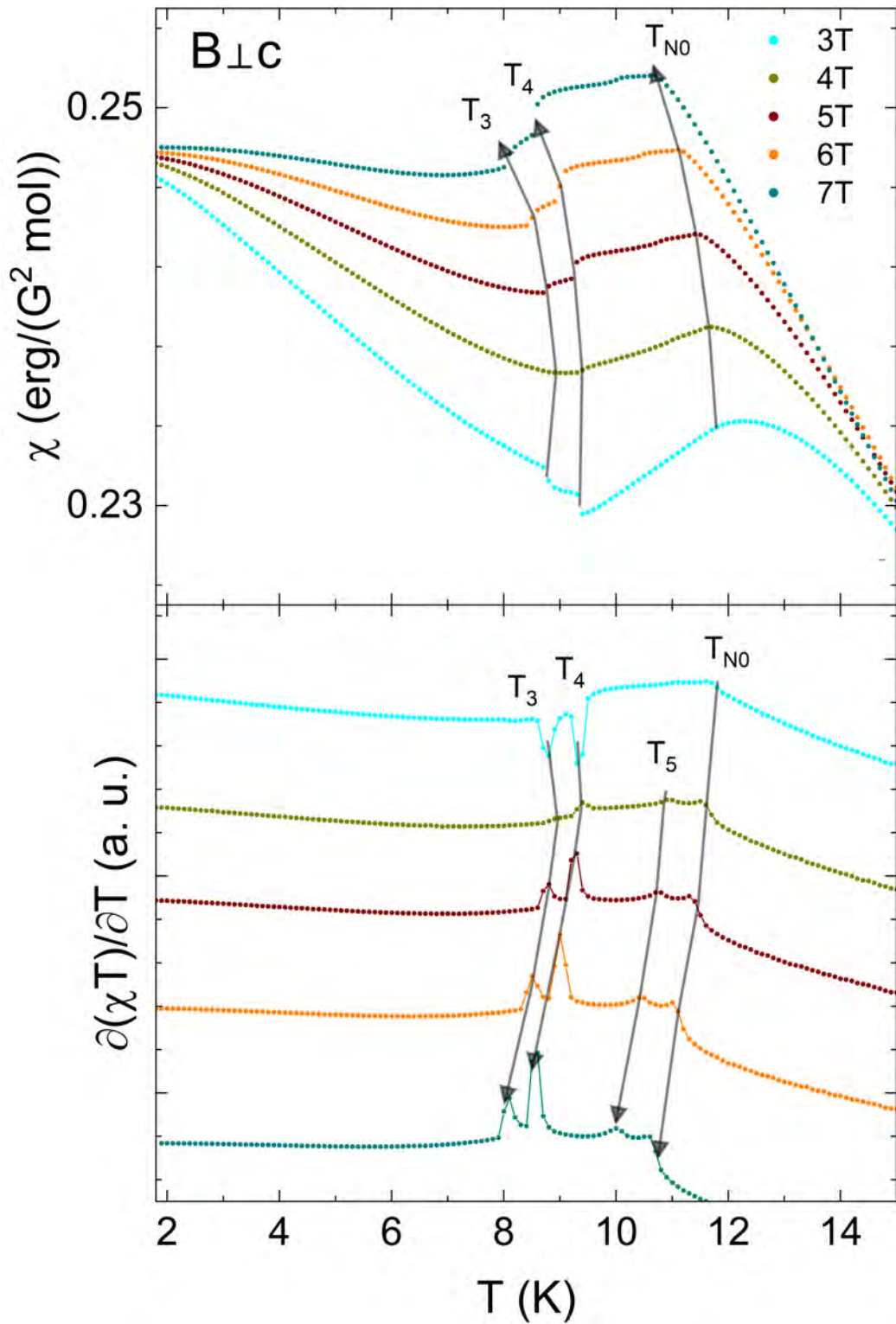


Abbildung 4.4: Temperaturabhängige Messung der magnetischen Suszeptibilität von GdTe_3 mit Magnetfelder von 0.1 - 14 T, senkrecht zur c-Achse.

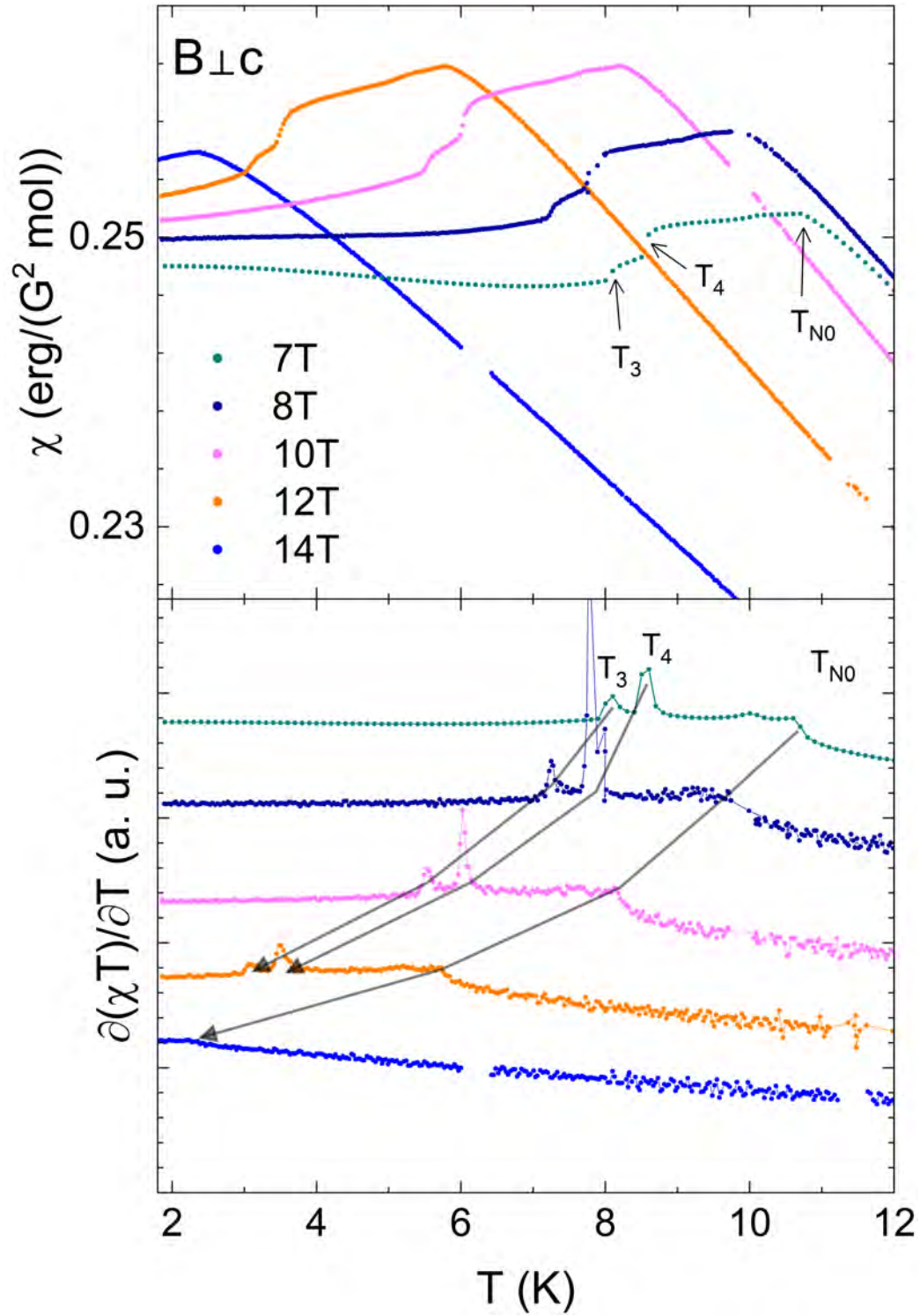


Abbildung 4.5: Temperaturabhängige Messung der magnetischen Suszeptibilität von GdTe_3 mit Magnetfelder von 0.1 - 14 T, senkrecht zur c -Achse.

deutlich kleiner. In der Ableitung zeigt sich dieser als Minimum, welches bei Erhöhung des Feldes auf 3 T stark abflacht. Aufgrund der Form der Anomalie, könnte hier ein Phasenübergang 1. Ordnung vorliegen. Ein Minimum in $\partial(\chi T)/\partial T$ bzw. ein Sprung nach unten in der Suszeptibilität entspricht einem Übergang aus einer magnetischen Phase in eine weniger magnetische Phase. Eine Anomalie gleicher Form tritt im Feld von 2 T bei $T_3 = 7.7(1)$ K auf. Die Höhe des Sprungs liegt hier bei $\Delta\chi = -11.9(7) \cdot 10^{-3} \frac{\text{erg}}{\text{G}^2 \text{mol}}$. Diese nimmt analog zu dem Sprung T_4 bei Erhöhung des Feldes auf 3 T deutlich ab. Auch hier zeigt sich die Anomalie als Minimum in der spezifischen Wärme, welches sich bei Erhöhung des Feldes zu höheren Temperaturen verschiebt. Des Weiteren tritt in den 1 T Magnetisierungsdaten ein Minimum bei ~ 7.4 K auf, welches vermutlich nicht durch einen Phasenübergang, sondern durch Fluktuationen nahe einer Phasengrenze verursacht wird. Theoretisch wird eine Feldabhängigkeit erwartet, bei der positive Suszeptibilitätssprünge zu niedrigeren Temperaturen und negative Sprünge zu höheren Temperaturen driften (siehe Gleichung (4.1)). Die vorliegenden Messdaten bestätigen diesen Trend quantitativ. Eine weitere Besonderheit ist, dass der initiale Wert der Suszeptibilität bei 1.8 K oberhalb von 2 T um ~ 60 -90 % größer ist als für Felder unter 2 T. Die bei niedrigen Temperaturen vorliegende positive Steigung wird dabei zu einer negativen, die mit steigendem Feld weiter abflacht. Die plötzliche starke Änderung der Suszeptibilitätswerte bei niedrigen Temperaturen bei einer Änderung des Magnetfelds von 1 T auf 2 T könnte auf einen Spin-Flop zurückzuführen sein. Dieser wurde auch in Yumigeta et al. [16] bei einem Magnetfeld von 1.5 T beobachtet, was mit unseren Messwerten konsistent ist. In Lei et al. [10] wurden bei 0.1 T Anomalien bei 12 K, 10 K und 7 K gesehen. Diese stimmen gut mit unseren Anomalien bei $T_{N1} = 11.6(1)$ K, $T_{N2} = 10.2(1)$ K und $T_1 = 7.1(1)$ K überein. In Guo et al. [17] wurden bei einem Feld von 0.5 T Anomalien in $\frac{d\chi}{dT}$ bei 11.4 K und 9.8 K festgestellt. Diese könnten den bei uns beobachteten Anomalien $T_{N1} = 11.5(1)$ K und $T_{N2} = 10.0(1)$ K entsprechen. Auch das Verschwinden von T_1 und das Auftreten des Minimums bei 2 T konnte in $B \parallel a$ -Achse Messungen aus Guo et al. [17] beobachtet werden. Das Minimum in der Suszeptibilität tritt dort bei 8.1 K auf und verschiebt sich zu 8.7 K bei 3 T, während es sich in unseren Daten bei 2 T von ~ 7.9 K bis ~ 9.6 K und bei 3 T von ~ 8.8 K bis ~ 9.8 K erstreckt. Die Verschiebung zu höheren Temperaturen ist also konsistent während die genauen Positionen teilweise leicht abweichen, außerdem sind die Minima bei uns deutlich breiter. Des Weiteren ist in Guo et al. [17] bei 3 T ein weiteres Minimum bei 7.8 K aufgetreten, welches bei uns nicht zu erkennen ist. Ein Grund hierfür könnten Unterschiede in der Probe oder eine andere Ausrichtung des Feldes innerhalb der ab-Ebene sein.

Nun betrachten wir Abbildung 4.4, welche die temperaturabhängigen Suszeptibilitätswerte und Fisher's spezifische Wärme $\partial(\chi T)/\partial T$ für B-Felder zwischen 3 T und 7 T und Temperaturen von 1.8 bis 15 K zeigt. Der zuvor betrachtete Knick T_{N0} liegt

bei 3 T zunächst bei 11.6(1) K und verschiebt sich mit steigendem Feld zu kleineren Temperaturen. Zusätzlich wird der Knick immer schärfer. Dies spiegelt sich auch in Fisher's spezifischer Wärme durch einen immer größer werdenden Sprung wieder. Der Sprung, der T_4 zuzuordnen ist, geht bei 3 T noch deutlich nach unten. Bei einer Erhöhung des Feldes auf 4 T ändert der Sprung das Vorzeichen und wird zu einem Sprung nach oben, welcher sich leicht zu höheren Temperaturen zu 9.4(1) K verschiebt. Danach wird der Sprung bei T_4 mit steigendem Feld immer größer und verschiebt sich zu kleineren Temperaturen. Dies wird auch durch die Entwicklung in Fisher's spezifischer Wärme klar, wo die Anomalie zunächst durch ein Minimum gegeben ist, welches ab 4 T zu einem Maximum wird und dann immer weiter ansteigt. Der Vorzeichenwechsel der Anomalie deutet auf eine differentielle Änderung der magnetischen Antwort hin. Der negative Sprung T_3 zeigt ein ähnliches Verhalten. Der Sprung verschwindet bei einem Feld von 4 T, wird dann positiv und zusätzlich immer höher mit steigender Feldstärke. In $\partial(\chi T)/\partial T$ verschwindet das Minimum bei 4 T zunächst und wird danach zu einem Maximum, welches mit steigendem Feld immer größer wird. Die zuletzt bei 2 T beobachtete Anomalie T_5 ist bei 4 T wieder in Fisher's spezifischer Wärme zu erkennen und tritt bei 10.9(1) K auf. Mit dem Feld wird die Anomalie immer deutlicher als Maximum zu erkennen und verschiebt sich zu kleineren Temperaturen. Bei 7 T liegt die Anomalie bei 10.0(1) K. In den Suszeptibilitätswerten treten an den Stellen sehr kleine Sprünge auf, die nur bei sehr genauer Betrachtung zu sehen sind. Die Form deutet auf einen Phasenübergang 1. Ordnung hin.

Die finale Entwicklung der Anomalien von 7 T bis 14 T ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Dort treten wegen Problemen in der Temperaturregelung des PPMS in den $\chi(T)$ -Werten, sowie deren Ableitungen deutliche Lücken auf, die keine physikalische Relevanz besitzen. Der Trend der Verschiebung der Anomalie bei T_{N0} setzt sich auch in höheren Feldern fort. Der Knick verschiebt sich mit steigendem Feld immer stärker zu kleineren Temperaturen. Der in $\partial(\chi T)/\partial T$ dazugehörige Sprung wird bis 10 T immer höher und danach wieder kleiner. Bei 14 T ist schließlich nur ein Knick zu erkennen. Die Anomalie T_5 ist in Feldern über 8 T wegen des stärkeren Rauschens im PPMS nicht mehr zu erkennen. Im Gegensatz dazu steigt der Sprung bei T_4 bis 10 T weiter an, bleibt bei weiterer Erhöhung des Feldes näherungsweise konstant und verschiebt sich mit steigender Feldstärke zu kleineren Temperaturen bis die Anomalie schließlich im Feld von 14 T nicht mehr im Messbereich zu sehen ist. In Fisher's spezifischer Wärme verschiebt sich das Maximum analog und flacht dabei ab 8 T ab. Analog nimmt die Höhe des Sprungs bei T_3 bis 10 T zu und bleibt dann annähernd konstant. Das Maximum steigt bis 8 T an und flacht ab 10 T wieder ab. Bei 14 T ist die Anomalie im Messbereich nicht mehr zu erkennen.

Im Folgenden wird die isotherme Magnetisierung $M(B)$ analysiert. Aufgrund einer fehlerhaften Messsequenz liegt für 1.8 K lediglich die Aufwärtsmessung vor. Da somit

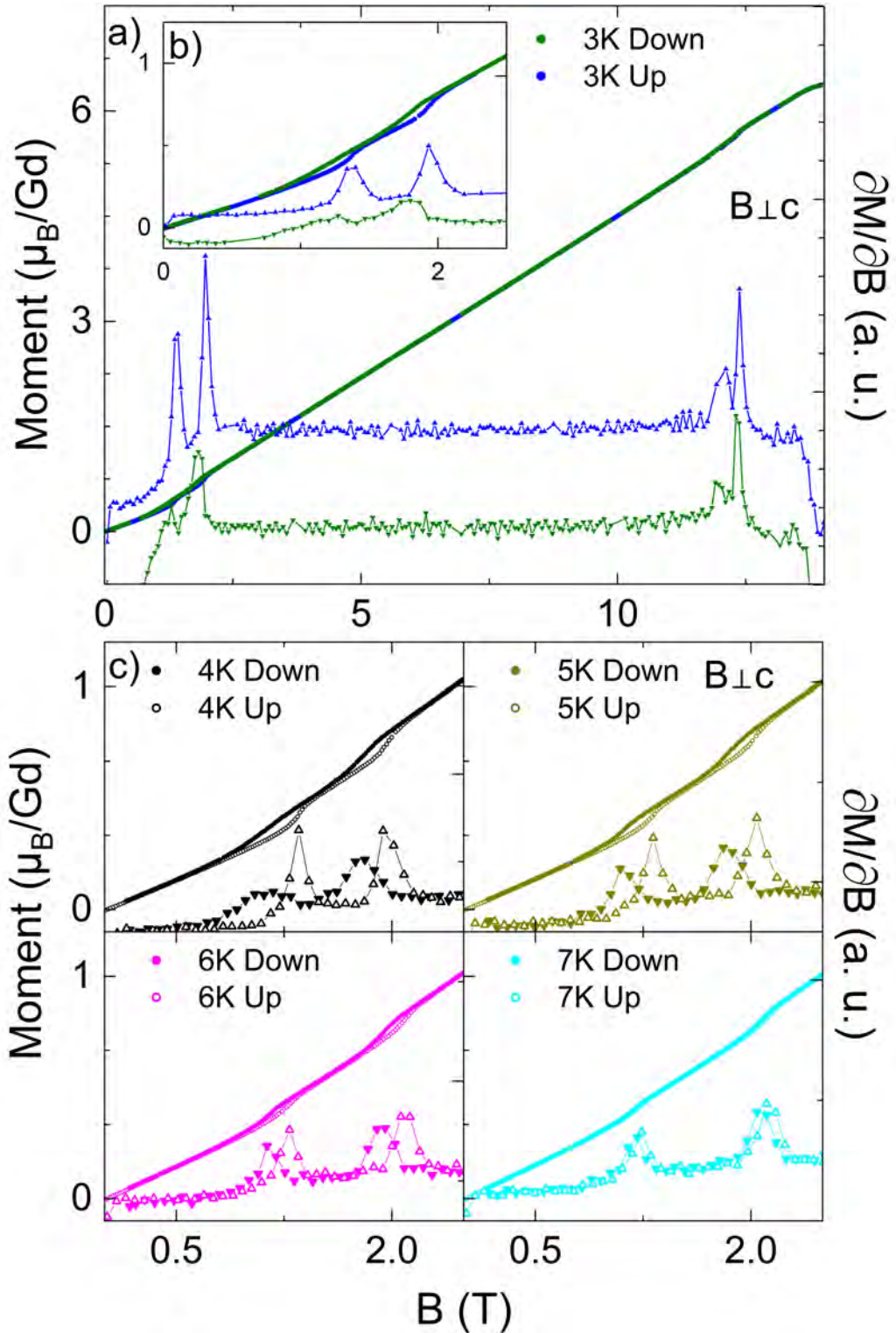


Abbildung 4.6: a) Magnetisierung pro Gd-Ion in Abhängigkeit vom steigenden (*Up*) und fallenden (*Down*) Magnetfeld senkrecht zu *c*-Achse und die Zugehörige Suszeptibilität $\partial M/\partial B$ bei 3 K. b) Näher dargestellt im Bereich von 0 bis 2.5 T c) Magnetisierung pro Gd-Ion bei, sowie dessen Ableitung $\partial M/\partial B$ in Abhängigkeit vom steigenden (*Up*) und fallenden (*Down*) Magnetfeld senkrecht zu *c*-Achse bei 4 bis 7 K.

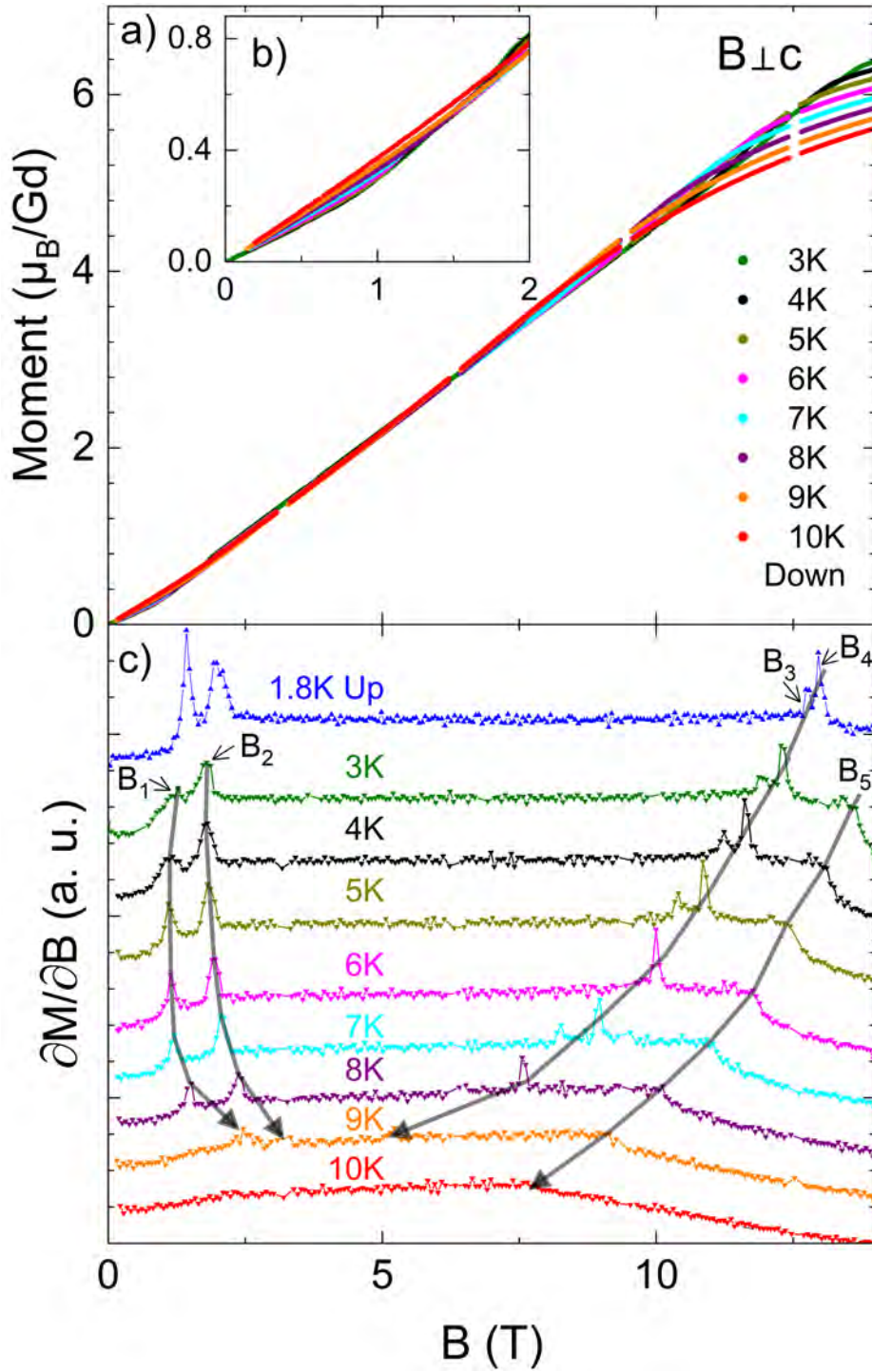


Abbildung 4.7: a) Magnetisierung pro Gd-Ion in Abhängigkeit vom Magnetfeld senkrecht zur c -Achse bei Temperaturen von 3 bis 10K. b) Magnetisierung pro Gd-Ion in Abhängigkeit vom Magnetfeld senkrecht zur c -Achse bei Temperaturen von 3 bis 10K näher dargestellt bei Feldern zwischen 0 und 2 T. c) Ableitung der Magnetisierung $\partial M / \partial B$ nach dem Feld in Abhängigkeit von Magnetfeld senkrecht zur c -Achse bei Temperaturen von 1.8 bis 10 K

keine Hystereseanalyse möglich ist, konzentriert sich die Untersuchung bei tieferen Temperaturen auf den Datensatz bei 3 K. Abbildung 4.6 a) zeigt die Magnetisierung $M(B)$ bei 3 K für steigendes (Up) und fallendes (Down) Feld bis 14 T. Außerdem wird die zu den Werten zugehörige Suszeptibilität $\partial M/\partial B$ mit vertikalem Versatz dargestellt, die absoluten Werte haben also keine physikalische Relevanz. Die Magnetisierungswerte bei 3 K steigen zunächst schwach mit einer leichten Linkskrümmung an bis bei ~ 2 T ein Sprung auftritt wonach ein linearer Anstieg folgt. In einem Feld von ~ 12.3 T zeigt sich ein Sprung in der Magnetisierung wonach eine leichte Rechtskrümmung eintritt. Bei ~ 13.5 T tritt dann ein deutlicher Knick auf, nach dem die Werte in ein abflachendes Regime übergehen. In der Ableitung $\partial M/\partial B$ sind fünf Anomalien zu erkennen. Vier Maxima bei $B_1=1.3(2)$ T, $B_2=1.8(1)$ T, $B_3=11.9(1)$ T und $B_4=12.3(1)$ T, sowie ein Sprung nach unten bei $B_5=13.6(2)$ T. Vergleicht man die Messungen bei steigendem und fallendem Feld ist zu erkennen, dass beide Messungen einen identischen Verlauf zeigen, bis auf den Bereich unterhalb 2 T. Dort weichen die Up- und Down-Messungen ab ~ 0.8 T voneinander ab bevor sie bei ~ 1.5 T kurz zusammenlaufen und sich dann wieder aufspalten. Bei ~ 2.1 T laufen die beiden Kurven wieder zusammen und zeigen danach einen identischen Verlauf. Die Ableitung zeigt ein hysteretisches Verhalten unterhalb von 2.5 T. Die Anomalie B_1 ist in der Up-Messung deutlich kleiner und liegt bei 1.3 T, während die Anomalie in der Down-Messung bei 1.4 T zu sehen ist. Unterhalb dieser Anomalie weicht die Up-Messung deutlich von der Down-Messung ab. Auch die Anomalie B_2 ist unterschiedlich: Das Maximum in der Down-Messung ist deutlich kleiner und liegt bei 1.8 T, während es in der Up-Messung bei 1.9 T liegt. Die Anomalien B_3 , B_4 und B_5 haben in den beiden Messungen die selbe Position und haben eine ähnliche Form. Die Magnetisierungswerte sind im Bereich von 0 bis 2.5 T näher in Abbildung 4.6 b) dargestellt.

Abbildung 4.6 c) zeigt die Entwicklung der Hysterese mit der Temperatur. Dafür sind $M(B)$ -Daten für 4 bis 7 K in steigenden und sinkenden Feldern von 0 bis 2.5 T dargestellt. Zu erkennen ist, dass die Differenz zwischen den beiden Kurven, die unterhalb der Anomalien B_1 und B_2 auftritt, mit steigender Temperatur immer kleiner wird, bis bei 7 K schließlich kaum Hysterese zu erkennen ist. Dies passt zu der in Abbildung 4.2 gesehenen Hysterese in $\chi(T)$, unterhalb von 6.8 K bei 1 T. Außerdem wird festgestellt, dass oberhalb ~ 2.2 T keine Hysterese mehr bei den gemessenen Temperaturen auftritt. In der Ableitung ist zu erkennen, dass sich mit steigender Temperatur die Anomalien der Aufwärts- und Abwärtsmessungen immer weiter annähern, bis die Hysterese bei 7 K nahezu vollständig verschwindet. Aufgrund des Auftretens der Hysterese unterhalb von B_1 und B_2 und der Form der dort auftretenden Anomalien handelt es sich um Phasenübergänge 1. Ordnung [15].

Um den Verlauf der Anomalien mit der Temperatur zu betrachten, wird in Abbildung 4.7 a) die $M(B)$ -Daten zwischen 3 K und 10 K zu dargestellt. Auf der Y-Achse

ist das magnetische Moment pro Gd-Ion in Einheiten von μ_B gegeben und auf der X-Achse das angelegte magnetische Feld in Tesla. Mit steigender Temperatur wird die initiale Linkskrümmung der Magnetisierungswerte immer schwächer und fast linear. Außerdem setzt das Regime stärkerer rechtskr mmung oberhalb von B_5 in höheren Feldern immer früher ein. Bei 10 K setzt dieses ab ~ 10 T ein. Zusätzlich ist zu erkennen, dass die Magnetisierung vor dem Abflachen bei B_5 zunächst etwas stärker ansteigt. In Abbildung 4.7 b) kann der Anstieg der Magnetisierung zwischen 0 und 2 T näher betrachtet werden. Abbildung 4.7 c) zeigt die zu den $M(B)$ gehörigen Ableitungen $\partial M/\partial B$, die magnetische Suszeptibilitäten, die gegen das Magnetfeld von 0-14 T aufgetragen wurden. Gezeigt sind die Daten mit einem konstanten vertikalen Versatz weshalb die absolute Position auf der y-Achse keine physikalische Bedeutung besitzt. Trotz fehlender Abwärtsmessung bei 1.8 K lassen sich die dortigen Anomalien in hohen Feldern für den Gesamtverlauf nutzen, da die Hysterese in diesem Bereich nicht auftritt. Die verschobenen Anomalien in kleinen Feldern B_1 und B_2 wurden hingegen bei folgender Analyse nicht betrachtet. In den 3 K Suszeptibilitätswerten treten die fünf bereits benannten Anomalien auf. Das Maximum bei $B_1=1.3(2)$ T verschiebt sich wenn die Temperatur auf 6 K erhöht wird, leicht zu kleineren Feldern zu 1.1(1) T und bewegt sich dann zu höheren Feldern zu 2.5(2) T bei 9 K. In der 10 K-Messung ist die Anomalie nicht mehr zu sehen. Das Maximum bei B_2 verschiebt sich unter Erhöhung der Temperatur ähnlich wie bei B_1 zunächst zu kleineren Feldern zu 1.8(1) T bei 5 K und dann zu höheren Feldern zu 3.1(3) T bei 9 K. Oberhalb von 9 K ist diese Anomalie nicht mehr zu beobachten. B_3 tritt in der 1.8 K-Messung bei 12.7(2) auf und verschiebt sich mit steigender Temperatur zu kleineren Feldern. Bei 7 K liegt das Maximum bei 8.3(1) T, während es ab 8 K nicht mehr zu erkennen ist. Der Verlauf von B_4 ist dabei analog zu B_3 mit dem Unterschied, dass das Maximum auch noch bei Temperaturen von 8 und 9 K zu sehen ist. In der 9 K-Messung ist das Maximum jedoch nur noch schwach ausgeprägt und liegt bei 5.2(1) T. Der Sprung bei B_5 ist bei 1.8 K nicht zu sehen. Ab 3 K ist dieser bei 13.6(2) T zu erkennen und verschiebt sich mit steigender Temperatur zu immer niedrigeren Feldern. Dabei flacht der Sprung zunehmend ab und liegt schließlich in der 10 K-Messung bei 7.7(2) T. In Guo et al.[17] wurden bei 3 K Anomalien bei 1.8 T und 2.7 T ($B \parallel a$ -Achse) und bei 1.8 T und 2.4 T ($B \parallel b$ -Achse) beobachtet. In unseren Daten lagen zwei Anomalien bei 1.3(2) T und 1.8(1) T. Die Anomalien sind in den Messungen von Guo et al.[17] also deutlich weiter zu höheren Feldern verschoben als in unseren Daten. Auch bei 7 K wurde in Guo et al.[17] eine Anomalie bei 2.7 T mit $B \parallel a$ -Achse als auch $B \parallel b$ -Achse gesehen, während die nächste Anomalie bei uns bei $B_2=2.0(1)$ T lag. Auch hier liegen die Feldwerte der von uns beobachteten Anomalien also deutlich unter denen aus Guo et al.. Die Form der Anomalien deutet für B_1 , B_2 , B_3 und B_4 auf einen Phasenübergang 1. Ordnung und für B_5 auf einen Phasenübergang 2. Ordnung hin[15].

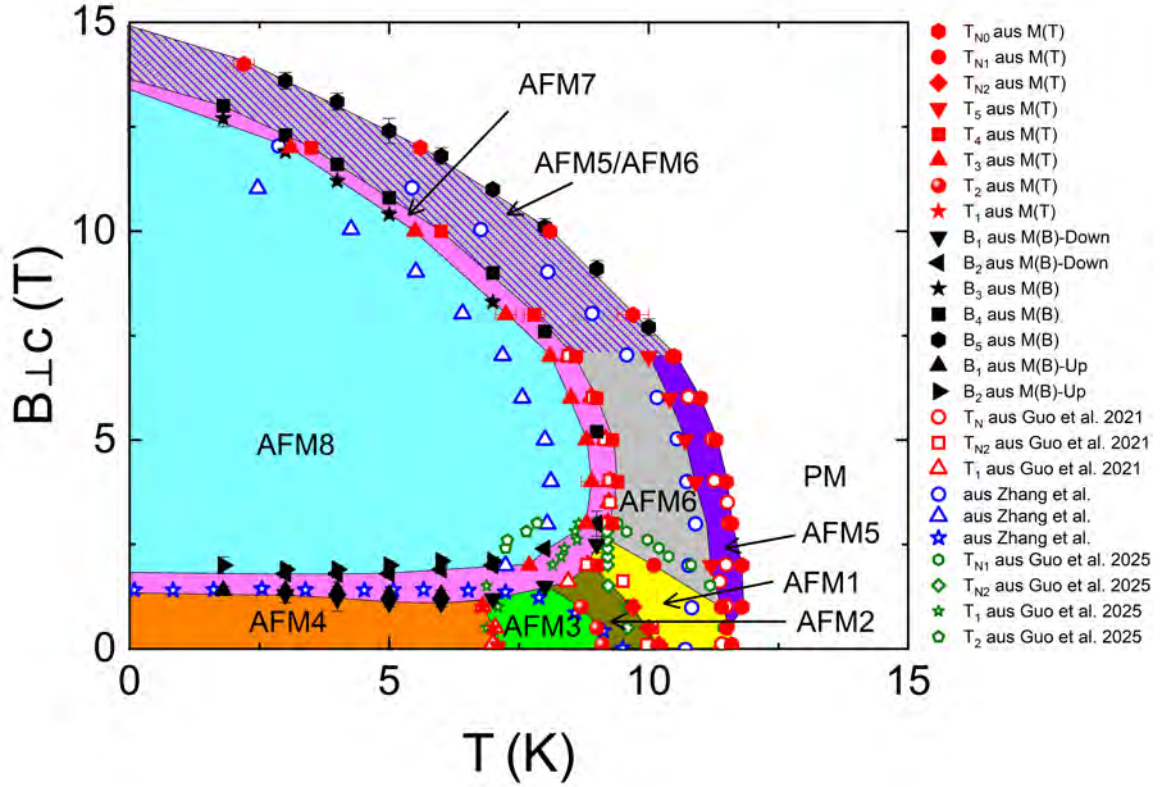


Abbildung 4.8: Magnetisches Phasendiagramm von GdTe₃ für ein Magnetfeld senkrecht zur c -Achse des Kristalls. Gezogene Linien in schwarz dienen lediglich der Visualisierung. Die gefüllten Symbole sind dabei aus den Messungen entnommen, nicht gefüllte kommen aus angegebener Literatur [5, 17, 18]. Die gestreifte Markierung oberhalb von 7 T kennzeichnet den Bereich der AFM5/AFM6-Phasengrenze, dessen genauer Verlauf aufgrund fehlender Messpunkte der T_5 -Anomalie nicht bestimmt werden konnte.

Abbildung 4.8 zeigt das aus den Magnetisierungsmessungen zusammengestellte Phasendiagramm für ein angelegtes Magnetfeld orthogonal zur c -Achse von GdTe₃. Auf der Ordinate ist das Magnetfeld im Bereich von 0-15 T und auf der Abszisse die Temperatur von 0-15 K aufgetragen.

Im Nullfeld tritt beim Übergang aus dem Paramagnetismus als erstes die AFM1-Phase unterhalb von 11.6(1) K auf. Bei 10.2(1) K folgt dann der Übergang zur AFM2 Phase, welche bei 9.1(1) K in die AFM3-Phase übergeht. Bei einer Temperatur von 7.1(1) K tritt schließlich die AFM4-Phase auf. Die Phasengrenze zwischen PM (paramagnetisch) und AFM1 wird bis 1 T leicht mit dem Feld unterdrückt. Auch die

Phasengrenze von AFM1 zu AFM2, sowie AFM2 zu AFM3 als auch AFM3 zu AFM4 werden zunehmend mit dem Feld zu kleineren Temperaturen verschoben $\frac{\partial T_c}{\partial B} < 0$. Die AFM7-Phase verläuft konstant oberhalb der AFM4-Phase bei ~ 1 T und anschließend oberhalb der AFM3-Phase, wobei die Phasengrenze hier eine leicht positive Feldabhängigkeit aufweist. Diese nimmt ab 8 K oberhalb der AFM2-Phase weiter zu. Ab ~ 8.8 K wird auch die AFM1-Phase zugunsten der AFM7-Phase unterdrückt, bis bei ~ 9.2 K ein Tripelpunkt mit der AFM6-Phase auftritt. Bei Temperaturen oberhalb des Tripelpunkts wird die AFM1-Phase mit negativer Feldabhängigkeit von der AFM6-Phase unterdrückt. Die AFM6-Phase wird zunächst selber im Temperaturbereich von ~ 9.2 K bis ~ 9.4 K durch die AFM7-Phase unterdrückt, bis bei 4 T ein Wendepunkt der Phasengrenze zwischen AFM6 und AFM7 auftritt. In Feldern $B > 4$ T verläuft die AFM6-Phase dann oberhalb der AFM7-Phase. Zwischen 0.5 und 1 T tritt bei Temperaturen zwischen 11.4 K und 11.8 K die AFM5-Phase auf, deren Phasengrenze mit der PM-Phase eine negative Feldabhängigkeit $\frac{\partial T_{N2}}{\partial B} < 0$ aufweist und somit von der PM-Phase unterdrückt wird. Die AFM5-Phase unterdrückt die AFM6-Phase und die entsprechende Phasengrenze verläuft nahezu parallel zur PM-Phasengrenze. In höheren Feldern von über 7 T konnte die Phasengrenze zwischen AFM5 und AFM6 nicht aufgelöst werden, weshalb dort keine eindeutige Zuordnung möglich ist. Die AFM5/AFM6-Phase verläuft oberhalb der AFM7-Phase und unterhalb der PM-Phase. Die AFM8-Phase verläuft in Feldern $B < 4$ T oberhalb und in Feldern $B > 4$ T unterhalb der AFM7-Phase, sodass diese die AFM8-Phase zu „umhüllen“ scheint. Die kritischen Felder bei denen die AFM8-Phase, die AFM7-Phase und die AFM5/AFM6-Phase vollständig unterdrückt werden liegen bei etwa ~ 13.4 T, ~ 13.7 T und ~ 14.9 T und wurden aus dem Verlauf der Phasen abgeschätzt.

Vergleicht man die Phasengrenzen mit den Werten aus Guo et al. aus 2021[5], so ist zu erkennen, dass die T_N Werte zunächst bis 1 T entlang der Phasengrenze zwischen PM und AFM1 verlaufen und dann bis 2 T auf der Phasengrenze zwischen AFM5 und AFM6 liegen. In höheren Feldern bis 7 T liegen die T_N Werte auf dem Verlauf der PM zu AFM5 Phasengrenze. Die T_{N2} Werte passen gut zu den gemessenen Werten und verlaufen danach entlang der Phasengrenze zwischen AFM1 und AFM2. Die T_1 Werte aus der Literatur verlaufen bis 1 T entlang der Phasengrenze zwischen AFM3 und AFM4 und dann bei höheren Feldern entlang der Phasengrenze von AFM7 zu AFM2, AFM1 und AFM6. Es treten also vor allem bei T_N Abweichungen auf, jedoch passen die meisten Phasengrenzen aus Guo et al. qualitativ auch zu den hier gesehenen. In Zhang et al.[18] wurde ein magnetisches Phasendiagramm mithilfe von Widerstandsmessungen im Magnetfeld erstellt und der Verlauf der Phasengrenzen ist durch die weißen Symbole mit blauem Rand gegeben. Der Verlauf der ersten Phasengrenze, die durch einen Kreis mit blauem Rand gekennzeichnet ist, entspricht generell der Phasengrenze zwischen AFM5 und AFM6. Sie weicht jedoch bei niedrigen Feldern

< 3 T deutlich zu niedrigeren Temperaturen davon ab. Bei höheren Feldern konnte in unseren Daten die Phasengrenze nicht mehr verfolgt werden, während sie dort bei ~ 12 T mit der bei uns gemessenen Phasengrenze von AFM5/6 zu AFM7 zusammenläuft. Eine weitere Phasengrenze, gekennzeichnet durch ein Dreieck mit blauem Rand, aus Zhang et al. [18] verläuft hier parallel zu der von uns gesehenen Phasengrenze zwischen AFM7 und AFM8. Dabei weicht diese über den gesamten Verlauf deutlich zu kleineren Temperaturen von unserer Grenze ab. Eine weitere Phasengrenze die dort beobachtet wurde verläuft hier entlang der AFM7 zu AFM4 und AFM3 Phasengrenzen und entspricht dann ab Temperaturen von ~ 8 K der Phasengrenze zwischen AFM2 und AFM3. Auch hier passen die Phasengrenzen qualitativ zu unseren Messungen mit einigen Abweichungen die auf unterschiedliche Proben oder unterschiedliche Ausrichtungen des Magnetfelds innerhalb der Ebene zurückzuführen sein könnten. In einer neueren Analyse von Guo et al. [17] wurden die Phasen für Felder bis 3 T mit $B \parallel a$ -Achse und $B \parallel b$ -Achse näher untersucht. Da die Phasengrenzen für beiden Feldrichtungen dort nur leicht abweichen, werden hier nur die Daten für $B \parallel b$ -Achse betrachtet. Zu erkennen ist, dass Der Verlauf von T_{N1} qualitativ zum Verlauf der PM zu AFM1 und AFM2 zu AFM6 Phasengrenze passt und nur bei der zweiten nach oben abweicht. Auch die durch T_{N2} gegebene Linie verläuft näherungsweise entlang der von uns gezeichneten Phasengrenze zwischen AFM2 und AFM3, sowie zwischen AFM1 und AFM7. Die von Guo et al. [17] gesehene Phasengrenze entlang von T_1 stimmt bei Feldern bis 1 T mit dem von uns gesehenen Verlauf der Phasengrenze zwischen AFM3 und AFM4 überein. In Feldern darüber liegt diese zunächst innerhalb der AFM7 Phase, nähert sich jedoch immer weiter der Phasengrenze zwischen AFM7 und AFM8 an. Die Phasengrenze, die in Guo et al. [17] durch T_2 gegeben ist wird in unseren Daten nicht beobachtet. Die Ursache für Abweichungen könnten Unreinheiten in der Probe durch z.B. Oxidation sein oder in einer nicht exakt parallelen Ausrichtung der Ebene zum Magnetfeld (siehe Abbildung 3.1b) liegen.

Nun können die Phasenübergänge 1. Ordnung näher auf die Entropieänderung untersucht werden. Dazu wird die Höhe der Sprünge aus den $\chi(T)$ -Werten entnommen und die Verschiebung der Anomalien im Feld $\frac{dT_c}{dB}$ aus Abbildung 4.8 abgeschätzt. Für $\frac{dT_c}{dB}$ wird dabei die Verschiebung der Anomalien zum vorherigen und nächsten Messpunkt als obere und untere Grenze verwendet, bei Randpunkten dient der einzige Nachbarpunkt als Referenz. Die Entropieänderung kann schließlich durch Umformen der Clausius-Clapeyron-Gleichung

$$\frac{dT_c}{dB} = - \frac{\Delta M}{\Delta S} \quad (4.1)$$

berechnet werden [19]. $\Delta\chi$ wird mithilfe von Gleichung 2.1 und Tabelle 2.1 in ΔM in $\frac{\text{J}}{\text{mol T}}$ umgerechnet.

Anomalie	$B[\text{T}]$	$\Delta\chi[10^{-3} \frac{\text{erg}}{\text{G}^2 \text{mol}}]$	$\frac{dT_c}{dB} [\frac{\text{K}}{\text{T}}]$	$\Delta S[\frac{\text{J}}{\text{mol K}}]$
T_1	1	2.4(2)	$\frac{dT_c}{dB} = -0.4(1)$	0.06(2)
T_3	2	-11.9(7)	$0.4(1) < \frac{dT_c}{dB} < 0.9(1)$	$0.26(3) < \Delta S < 0.6(1)$
T_3	7	1.0(2)	$-0.8(1) < \frac{dT_c}{dB} < -0.4(1)$	$0.09(2) < \Delta S < 0.18(6)$
T_3	12	1.1(1)	$\frac{dT_c}{dB} = -1.3(1)$	0.10(1)
T_4	2	-3.2(2)	$\frac{dT_c}{dB} = 0.3(1)$	0.21(7)
T_4	7	1.9(3)	$-0.8(1) < \frac{dT_c}{dB} < -0.4(1)$	$0.17(5) < \Delta S < 0.33(8)$
T_4	12	2.4(2)	$\frac{dT_c}{dB} = 1.2(1)$	0.24(3)

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der magnetischen Übergangsparameter für $B \perp c$ -Achse. Die Entropieänderung ΔS wurde über die magnetische Clausius-Clapeyron-Gleichung aus dem Sprung der Suszeptibilität $\Delta\chi$ und der feldabhängigen Verschiebung der Übergangstemperatur dT_c/dB berechnet.

Die maximale magnetische Entropie des Systems kann durch

$$S = R \ln(2J + 1) \quad (4.2)$$

berechnet werden [20]. Hier ist $R = 8.315 \frac{\text{J}}{\text{mol K}}$ [6] die universelle Gaskonstante und J die Gesamtdrehimpulsquantenzahl. Für GdTe_3 ist $J = \frac{7}{2}$. Man erhält einen Wert von $17.3 \frac{\text{J}}{\text{mol K}}$. Die Entropie ändert sich an den Phasenübergängen also um höchstens $\sim 3\%$ der maximalen magnetischen Entropie. Die Entropieänderung bei T_3 nimmt mit steigendem Feld deutlich ab. Bei 7 T ist diese nur noch ein Drittel des Werts bei 2 T und sinkt anschließend nur noch leicht. Bei T_4 hingegen bleibt die Entropieänderung näherungsweise konstant und nimmt bis 12 T etwas zu. Im Vergleich zu den anderen Übergängen tritt bei T_1 die kleinste Entropieänderung auf, während die Entropieänderung bei T_2 im Feld von 2 T bis zu 10 mal größer ist als bei T_1 .

4.2 Magnetisierungsmessung $B \parallel c$ -Achse

Für die Messungen mit $B \parallel c$ -Achse wurde die Probe gemäß Abbildung 3.1 a) in den Probenhalter eingesetzt. Das externe Magnetfeld ist dabei parallel zur c -Achse des Kristalls ausgerichtet

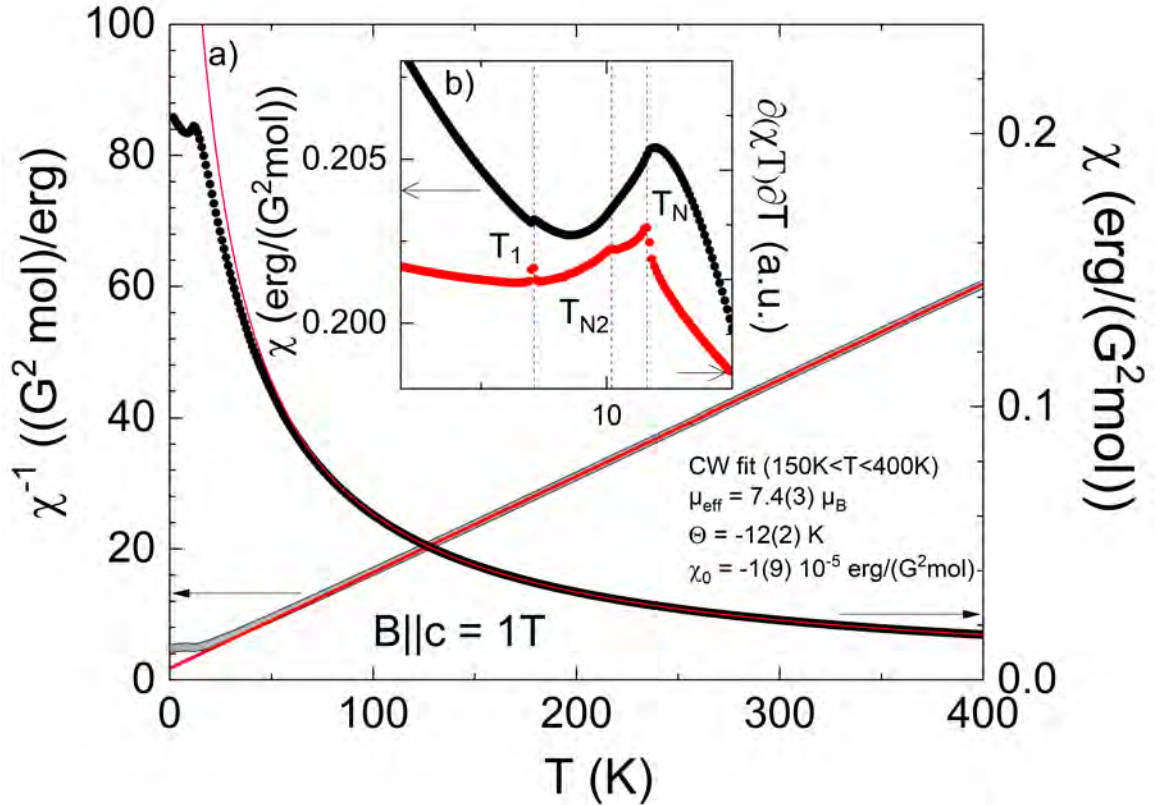


Abbildung 4.9: Temperaturabhängige Messung der magnetischen Suszeptibilität von GdTe_3 mit einem angelegten Magnetfeld $B=1$ T parallel zur c -Achse des Kristalls.

Abbildung 4.9 a) stellt die gemessene statische magnetische Suszeptibilität $\chi(T)$ und deren Kehrwert $\chi^{-1}(T)$ im Temperaturbereich von 1.8 bis 400 K bei einem konstanten Feld von 1 T, parallel zur c -Achse, dar. Die Suszeptibilitätswerte zeigen ein $\frac{1}{T}$ -ähnliches Verhalten bei hohen Temperaturen und weichen mit dem Auftreten eines Maximums bei 13.5(1) K davon ab. Darunter fällt die Suszeptibilität leicht auf ein Minimum bei ~ 8.7 K ab und steigt schließlich bis 1.8 K wieder an. Die χ^{-1} -Werte weisen passend dazu ein lineares Verhalten von ca. 400 K bis 100 K auf. Unterhalb

setzt ein nicht lineares Verhalten ein, welches in einem Knick bei ~ 13.5 K mündet. Daraufhin bleibt χ^{-1} nahezu konstant bis zur tiefsten gemessenen Temperaturen. In Abbildung 4.9 b) sind die Suszeptibilitätswerte von 1.8 bis 15 K gezeigt, um das Abfallen bei niedrigen Temperaturen und den Knick, sowie das Minimum näher darzustellen. Es fällt auf, dass vor dem Minimum ein kleiner Sprung in den Messwerten bei 7.1 K zu sehen ist. Zusätzlich wurde in rot Fisher's spezifische Wärme $\partial(\chi T)/\partial T$ in das Diagramm eingetragen, in der drei Anomalien, Zwei Sprünge bei $T_N=11.6(1)$ K und $T_{N2}=10.2(1)$ K und ein symmetrisches Maximum bei $T_1=7.1(1)$ K, zu erkennen sind. Die Form dieser Anomalien deutet bei T_1 auf einen Phasenübergang 1. Ordnung und bei T_N und T_{N2} auf einen Phasenübergang 2. Ordnung hin[15].

Die Anomalie bei T_N signalisiert das Einsetzen der langreichweitigen antiferromagnetischen Ordnung, während bei T_{N2} die Anomalie vermutlich durch eine Änderung jener antiferromagnetischen Ordnung verursacht wird. In Guo et al.[5] wurden die gleichen Anomalien bei $T_N=11.5$ K und $T_{N2} = 9.7$ K beobachtet. Da die Anomalie bei T_1 fast bei der gleichen Temperatur wie in $B \perp c$ -Achse auftritt, könnte die Anomalie durch denselben Ladungsdichtewellenübergang verursacht werden. Die Temperaturabhängigkeit der Suszeptibilität entspricht dem typischen Verhalten eines Antiferromagneten [6, 7].

Im paramagnetischen Bereich wurde an die $\frac{1}{\chi}$ -Werte das Inverse des Curie-Weiss-Gesetzes (Gleichung 2.6) unter Annahme eines konstanten diamagnetischen Anteils χ_0 angepasst. Als das Anpassungsintervall wurde [150 K, 400 K] gewählt. Zu erkennen ist, dass die angepasste Funktion unterhalb von ~ 100 K immer weiter von den Messwerten abweicht. Daraus lässt sich schließen, dass auch oberhalb der kritischen Temperatur kurzreichweitige magnetische Ordnung vorliegt und dementsprechend nicht von einem idealen Paramagneten ausgegangen werden kann.

Die aus der Anpassungsfunktion erhaltenen Parameter, das effektives magnetische Moment μ_{eff} , die Weiss-Temperatur θ und der diamagnetische Anteil χ_0 sind in Abbildung 4.9 zusammengefasst. Dessen Fehler ergeben sich aus Variation des Anpassungsintervalls. Der negative Wert für die Weiss-Temperatur θ zeigt, dass die antiferromagnetische Kopplung dominiert. Auch hier liegt der erhaltene Wert $\mu_{eff}=7.4(3) \mu_B/\text{Gd}^{3+}$ mit Betrachtung des Fehlers unter dem theoretischen magnetischen Moment für Gd^{3+} von $\mu_{\text{Gd}^{3+}}=7.94 \mu_B$.

Außerdem lassen sich die Anpassungsparameter beider Achsen in Tabelle 4.2 vergleichen. Man sieht, dass die Werte für μ_{eff} leicht voneinander abweichen. Der Theorie wert für Gd^{3+} liegt besonders für $B \parallel c$ -Achse deutlich tiefer. Die Weiss-Temperaturen stimmen miteinander überein. Die Temperatur des ersten Phasenübergangs im Nullfeld liegt für beide Ausrichtungen bei $T_N=11.6(1)$ K und stimmt somit gut mit der Weiss-Temperatur überein. Die von Yumigeta et al.[16] bestimmten Weiss-Temperaturen

Parameter	$\mu_{eff} [\mu_B]$	θ [K]	$\chi_0 [10^{-4} \frac{erg}{G^2 mol}]$
$B \parallel c$	7.4(3)	-12(2)	-0.1(9)
$B \perp c$	7.7(2)	-12(4)	-5(2)

Tabelle 4.2: Erhaltene Curie-Weiss-Fitparameter für die verschiedenen Ausrichtungen des Kristalls im Feld

liegen bei $\theta_{\parallel}=17.0$ K und $\theta_{\perp}=16.4$ K und liegen damit deutlich über den bei uns bestimmten Werten. In Regmi et al.[8] liegen die Werte bei $\mu_{eff} = 7.67 \mu_B$ und $\theta=12.6$ K, welches mit unseren Daten gut übereinstimmt. Die diamagnetischen Anteile weichen voneinander ab. Da Diamagnetismus isotrop ist, würde man auch hier einen gleichen Wert erwarten.

In Abbildung 4.10 sind die temperaturabhängigen Suszeptibilitätswerte für B-Felder zwischen 0.1 T und 14 T dargestellt. Hier wurde die Suszeptibilität gegen die Temperatur im Intervall von 1.8 bis 15 K aufgetragen. Verursacht durch Probleme in der Temperaturregelung des PPMS sind in den 8 bis 14 T $\chi(T)$ -Werten deutliche Lücken zu erkennen. Zusätzlich sind durch einen Fehler in der Messsequenz der 8 T Messung die Magnetisierungswerte bis 5.4 K unbrauchbar und wurden entfernt. Bei den verschiedenen Magnetfeldern haben alle Kurven qualitativ denselben Verlauf. Unterschiedlich ist einzig die negative Steigung im Temperaturintervall von 1.8 K bis ~ 8 K, dessen Betrag mit steigendem Feld immer kleiner wird, bis diese bei Feldern über 7 T positiv wird. Bei Erhöhung des Feldes verschiebt sich die Anomalie T_N systematisch immer stärker zu niedrigen Temperaturen. Der Sprung bei T_1 verschiebt sich analog und wird mit dem Feld immer größer.

Zur genaueren Untersuchung des Verhaltens der Anomalien mit steigendem Magnetfeld wird nun Fisher's spezifische Wärme $\partial(\chi T)/\partial T$ betrachtet. Diese ist in Abbildung 4.11 für die gemessenen Magnetfelder von 0.1 bis 14 T zu sehen. Auf den Achsen ist $\partial(\chi T)/\partial T$ im Intervall von 1.8 bis 15 K aufgetragen. Zur besseren Übersicht werden dabei die Kurven des MPMS3 bis 7 T und die des PPMS getrennt dargestellt. Die Anomalie bei T_N zeigt sich hier durch einen deutlichen Sprung und verschiebt sich mit steigendem Feld zu kleineren Temperaturen, von 11.6(1) K bei 0.1 T zu 5.0(2) K bei 14 T. Parallel dazu verschiebt sich die Anomalie T_{N2} , die hier auch durch einen Sprung in Fisher's spezifischer Wärme zu sehen ist, von 10.2(1) K (0.1 T) zu 4.1(3) K (14 T). Um T_{N2} aus den 10-14 T Daten zu erhalten, wurden Geraden an die verschiedenen Steigungsregime gelegt und der resultierende Schnittpunkt als T_{N2} erachtet, angelehnt an das Verhalten in den Daten <7 T. Zusätzlich ist in den $M(T)$ -Werten bei 3-7 T eine weitere kleine Anomalie T_{N3} zu sehen. Diese äußert sich durch einen kleinen Sprung oder Knick und verschiebt sich mit größerem Feld zu niedrigen Tem-

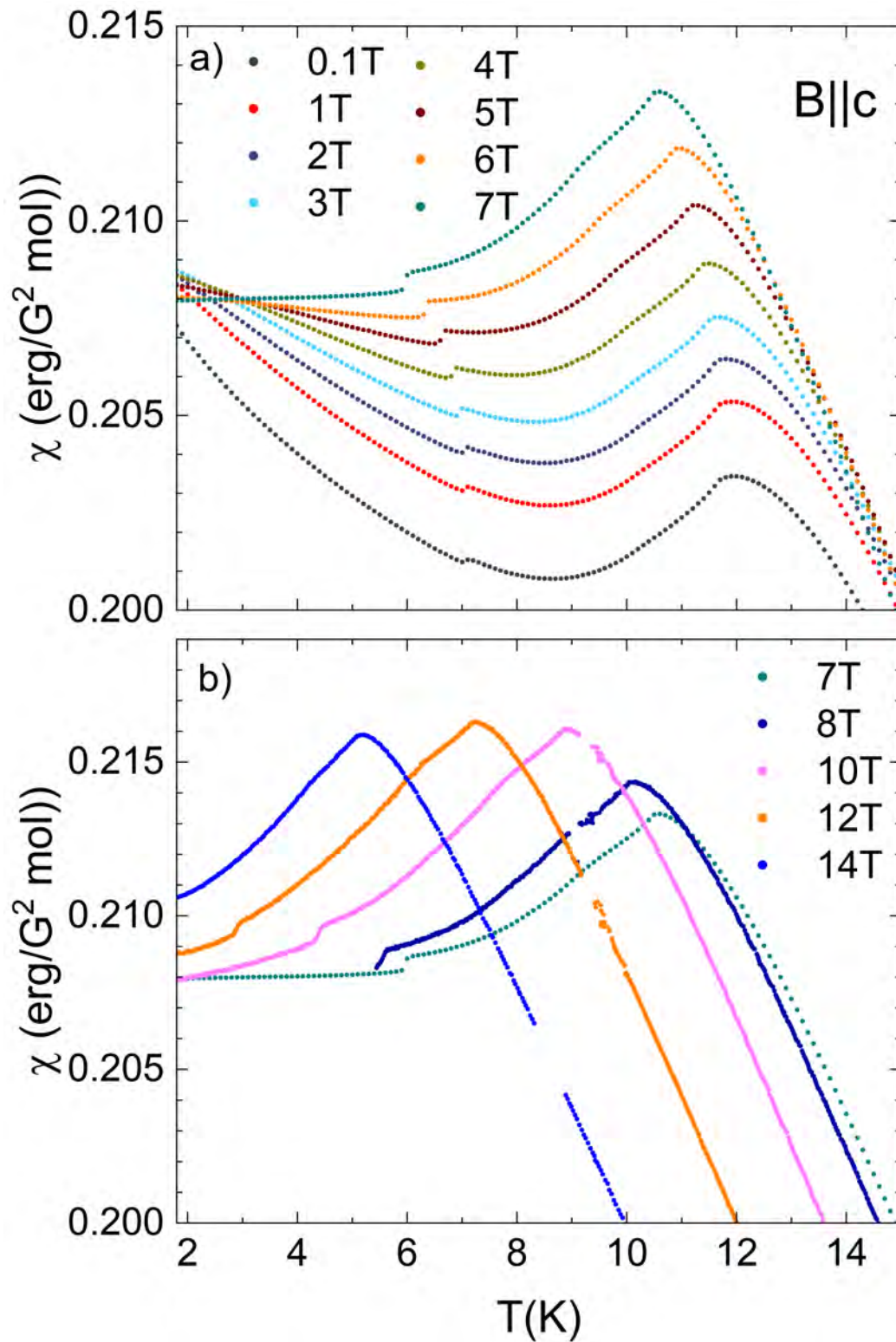


Abbildung 4.10: Temperaturabhängige Messung der magnetischen Suszeptibilität von GdTe_3 mit Magnetfelder von 0.1 - 14 T, parallel zur c -Achse.

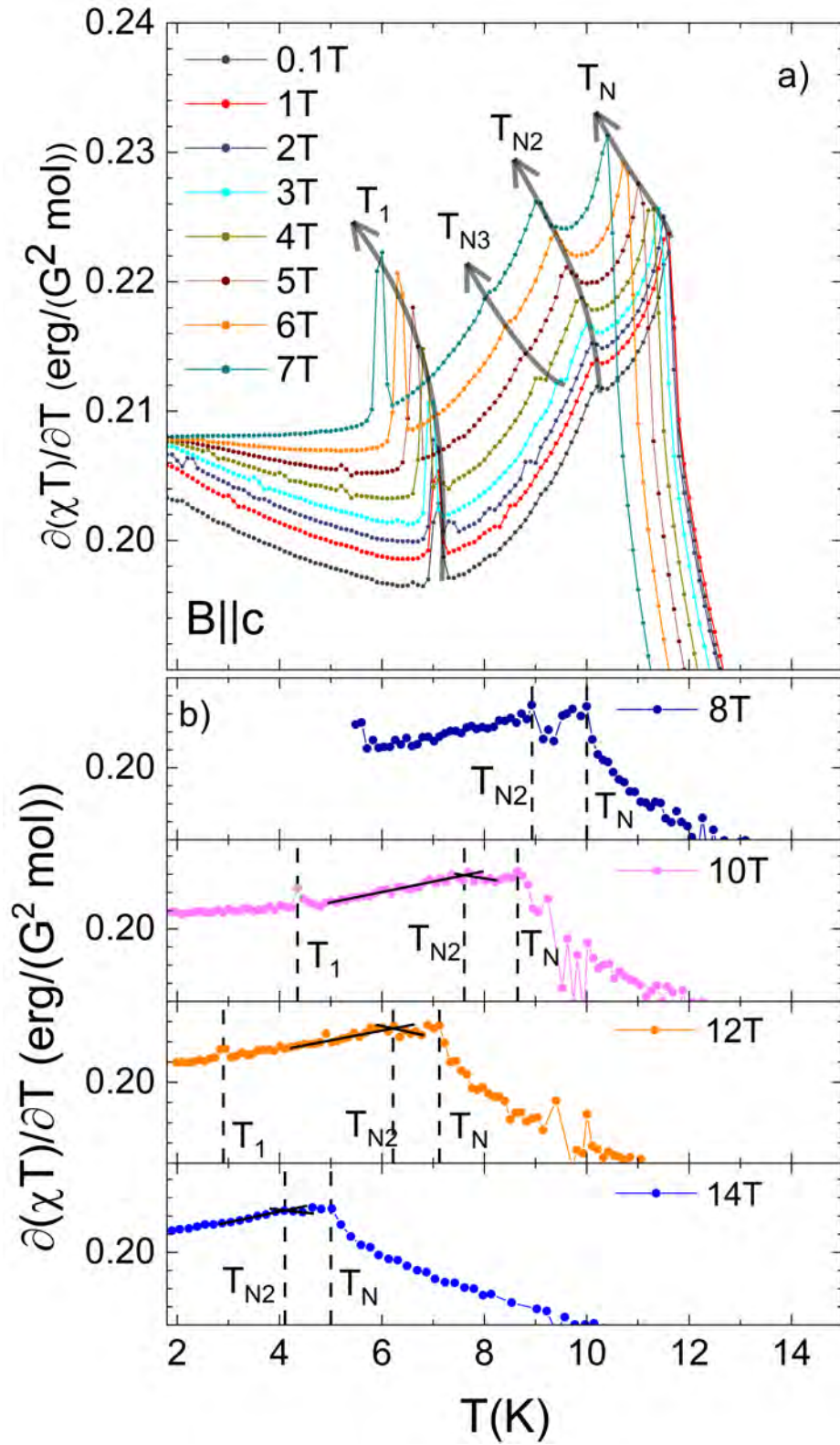


Abbildung 4.11: $\partial(\chi T)/\partial T$ Werte bei Magnetfeldern von 0.1 bis 14 T, angelegt parallel zur c-Achse

peraturen von 9.5(1) K (3 T) zu 8.1(1) K (7 T). T_{N3} kann in den PPMS Messungen aufgrund des höheren Rauschens nicht beobachtet werden. Die Anomalie T_1 ist in auch zu sehen und äußert sich durch ein symmetrisches Maximum, dass sich bei höheren Feldern zu kleineren Temperaturen verschiebt von 7.1(1) K (0.1 T) zu 2.9(2) K (12 T). In Zhang et al.[18] wurden bei einer Widerstand gegen Temperaturmessung an GdTe_3 bei 2 T drei Anomalien bei $T_N=11.5$ K, $T_2=9.5$ K und $T_1 = 6.5$ K gesehen. In unseren Daten befinden sich die Anomalien bei $T_N = 11.5(1)$ K, $T_{N2} = 10.1(1)$ K und $T_1=7.0(1)$ K (siehe Abbildung 4.11). T_N stimmt also gut mit dem Wert aus der Literatur überein, während die anderen leicht davon abweichen.

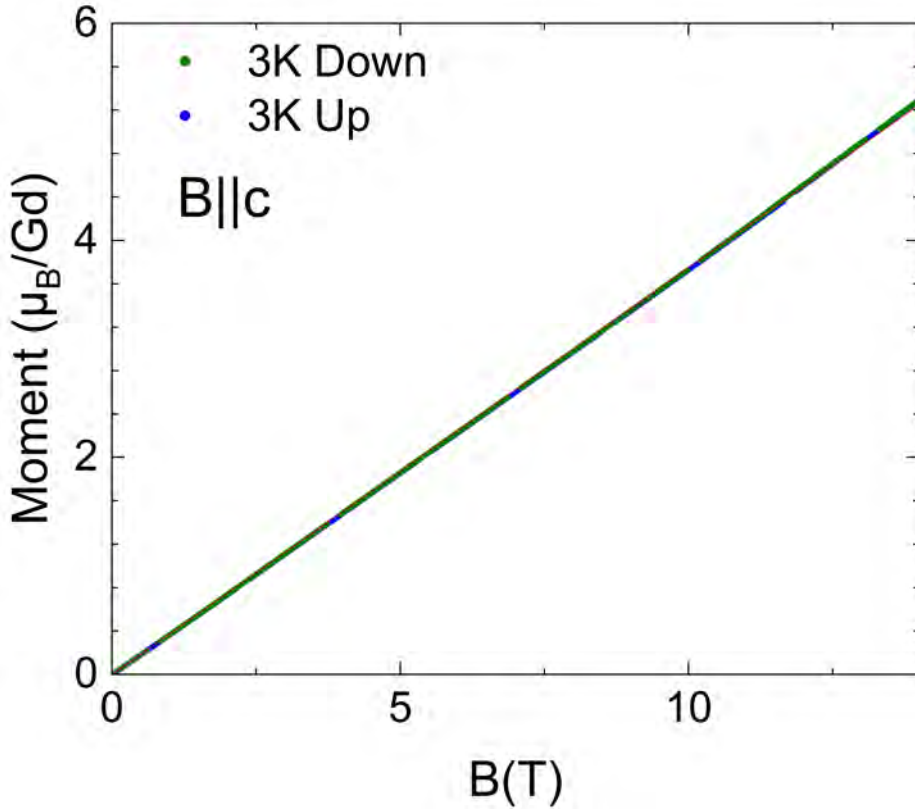


Abbildung 4.12: Magnetisierung pro Gd-Ion in Abhängigkeit vom steigenden (Up) und fallenden (Down) Magnetfeld parallel zur c-Achse bei $T=3$ K mit linearer Anpassungsfunktion zur Abschätzung des kritischen Feldes

In Abbildung 4.12 ist die isotherme Magnetisierung $M(B)$ mit $B \parallel c$ -Achse bei 3 K mit steigendem Feld (Up) und fallendem Feld (Down) dargestellt. Die Lücken in der 3 K Down-Messung sind auf Fehler im PPMS zurückzuführen und haben keine physikalische Bedeutung. Die Kurven zeigen einen identischen, fast linearen Verlauf. In

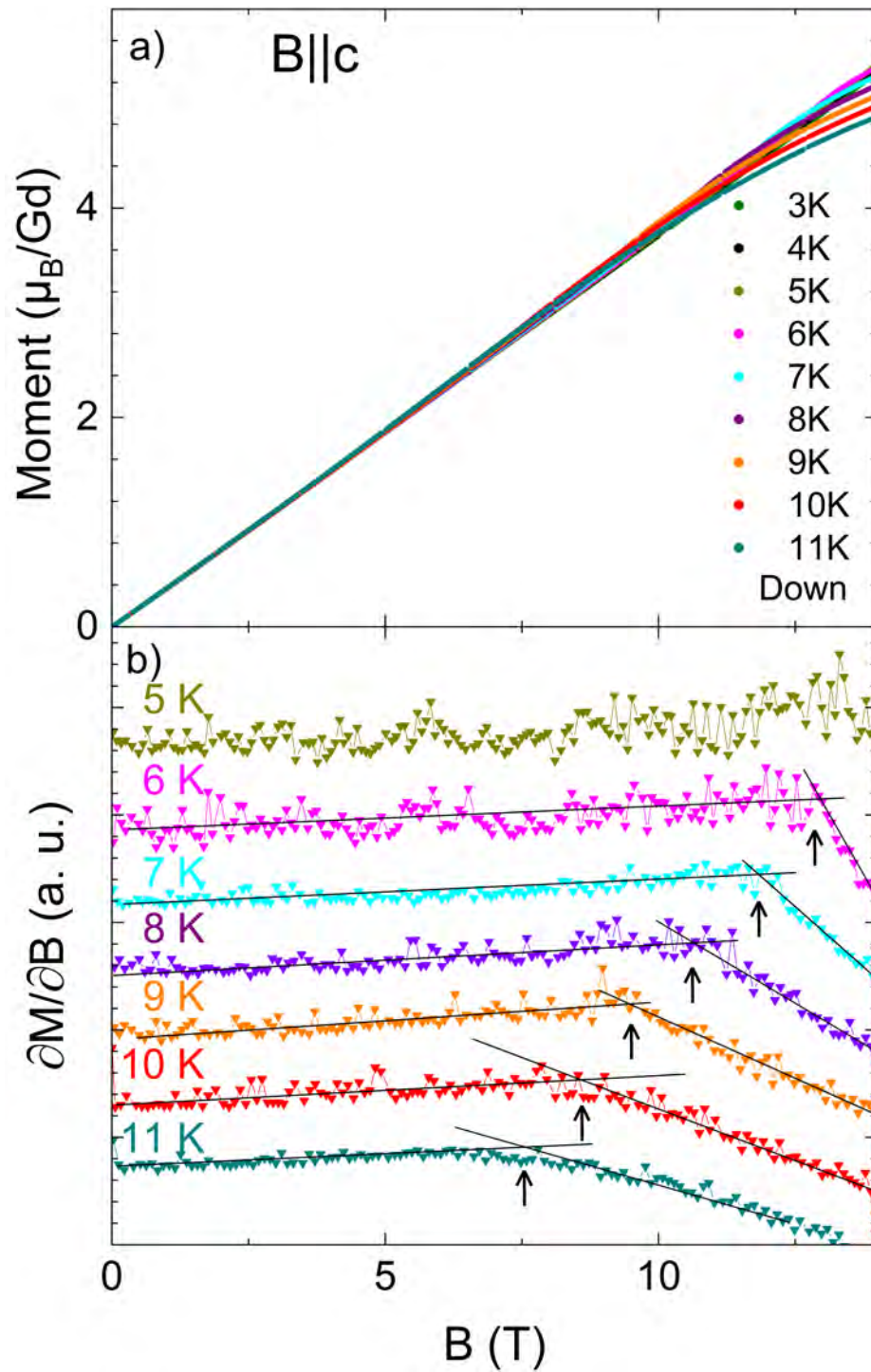


Abbildung 4.13: a) Magnetisierung pro Gd-Ion in Abhängigkeit vom Magnetfeld parallel zur c-Achse bei Temperaturen von 3 bis 11 K. b) Ableitung der Magnetisierung $\partial M/\partial B$ nach dem Feld in Abhängigkeit von Magnetfeld parallel zur c-Achse bei Temperaturen von 5 bis 11 K

hohen Feldern von über ~ 13 T weichen die Messwerte leicht nach oben von einem perfekt linearen Verlauf ab. Der bei dieser Messung maximal erreichte Wert liegt bei $5.4 \mu_B$ pro Gd-Ion bei einem Magnetfeld von 14 T. Der theoretische Wert für das magnetische Moment eines Gd-Ions liegt bei $7.94 \mu_B$ [5] und somit deutlich höher. Es folgt, dass bei 14 T noch keine Sättigung erreicht wurde und ein noch stärkeres Feld zur vollständigen parallelen Ausrichtung der Momente benötigt wird. Um das kritische Feld, bei dem die Sättigung eintritt, abschätzen zu können, wird eine lineare Funktion durch den Ursprung an die Magnetisierungswerte unter 5 T angepasst. Der Feldwert an dem diese lineare Funktion einen Wert von $7.94 \mu_B$, dem maximalen Wert für Gd^{3+} , annimmt, kann als Schätzwert des kritischen Feldes verwendet werden und wird somit auf 21.2 T geschätzt. In Abbildung 4.13 a) ist die isotherme Magnetisierung $M(B)$ mit $B \parallel c$ -Achse bei verschiedenen Temperaturen dargestellt. Wenn die Temperatur von 3 K erhöht wird ist zu erkennen, dass die Kurven zunächst bis 5 K den qualitativ gleichen initialen linearen Verlauf gefolgt von einer Abweichung bei höheren Feldern zeigen. Bei 6 K tritt eine Anomalie auf: Ab ~ 11.5 T steigt die Magnetisierung stärker als im vorherigen linearen Verlauf und flacht bei ~ 13.5 T deutlich ab. Erhöht man weiter die Temperatur verschiebt sich dieses Verhalten zu immer kleineren Feldern. Abbildung 4.13 b) zeigt die zu den $M(B)$ gehörigen Ableitungen $\partial M / \partial B$, die gegen das Magnetfeld von 0 bis 14 T aufgetragen wurden. Gezeigt sind die Daten mit einem konstanten vertikalen Versatz. Die absolute Position auf der y-Achse besitzt keine physikalische Bedeutung. Die Ableitungen für 3 K und 4 K wurden hier nicht dargestellt, da dort keine Anomalien zu sehen sind. Bei der 5 K bleibt der Wert der Ableitung fast konstant und steigt ab ~ 12 T leicht an. Ein klares Abfallen bei höheren Feldern ist wegen der oberen Grenze des Magnetfeldes von 14 T nicht klar zu erkennen. Über 6 K steigen die Werte zunächst bis ein deutlicher Knick zu sehen ist, nach dem die Werte der Ableitung stark abfallen. Bei höheren Temperaturen tritt dieser Knick bei immer kleineren Feldern auf und ist zudem immer weniger ausgeprägt. Durch Anpassen von Geraden an den linear steigenden, sowohl an den linear fallenden Teil der Suszeptibilität, kann das Magnetfeld, bei dem diese Änderung des Verhaltens des Systems auftritt, bestimmt werden. Man erkennt, dass sich diese Anomalie bei steigenden Temperaturen zu niedrigeren Feldern verschiebt.

Abbildung 4.14 zeigt das aus den Magnetisierungsmessungen erstellte magnetische Phasendiagramm für ein äußeres Magnetfeld parallel zur c-Achse. Auf der Ordinate ist das Magnetfeld von 0-15 T und auf der Abszisse die Temperatur von 0-15 K aufgetragen. Die erste Phasengrenze zwischen PM zu AFM1, die durch den Verlauf von T_N gegeben ist, startet bei kleinen Feldern (< 1 T) bei 11.6(1) K und wird mit steigender Feldstärke immer mehr unterdrückt. Der Verlauf wird bei Temperaturen unter 9 K durch die Positionen der Anomalien aus $M(B)$ bestätigt. Oberhalb dieser Temperatur weichen diese deutlich von der aus den $M(T)$ -Daten bestimmte Pha-

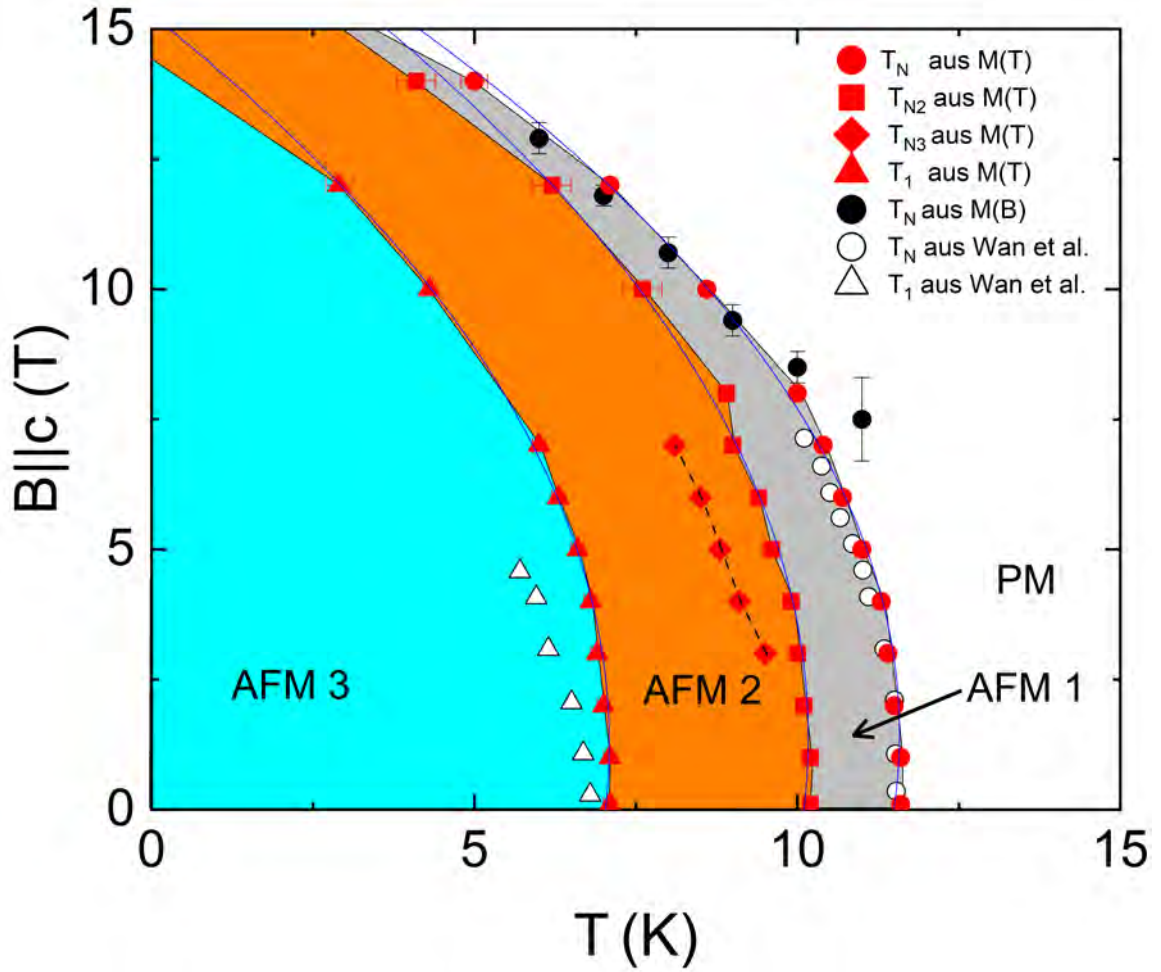


Abbildung 4.14: Magnetisches Phasendiagramm von GdTe₃ für ein Magnetfeld parallel zur c-Achse des Kristalls mit quadratischen Anpassungsfunktionen an die Phasengrenzen in blau. Gezogene Linien in schwarz dienen lediglich der Visualisierung.

sengrenze ab. Fast parallel dazu folgt die Phasengrenze zwischen AFM1 und AFM2 entlang der T_{N2} Werte, die in kleinen Feldern bei 10.2(1) K liegt und auch im Feld immer weiter unterdrückt wird. In Feldern von 3 bis 7 T ist eine weitere mögliche Phasengrenze zu erkennen, die sich fast linear mit dem Magnetfeld zu kleineren Temperaturen verschiebt. Die letzte Phasengrenze zwischen AFM2 und AFM3 tritt in kleinen Feldern bei 7.1(1) K auf und verläuft, wie die anderen Phasengrenzen, mit steigendem Feld zu niedrigeren Temperaturen. Das Abweichen von T_N aus $M(B)$ bei 11 K kann auf den nahezu parallelen Verlauf der Messkurve nahe der Phasengrenze

zurückzuführen sein, da dort starke Fluktuation auftreten. Vergleicht man Werte aus Wan et al.[4] mit den hier bestimmten Daten, erkennt man, dass die Werte für T_N sehr gut zu den Messwerten mit einer maximalen Abweichung von 3% passen. Für T_1 weichen die Werte aus Wan et al.[4] von den gemessenen Werten mit stärkerem Feld immer weiter ab, bei 4 T weicht der Wert aus der Literatur deutlich um 13% vom bestimmten Wert ab. Durch quadratische Anpassungsfunktionen, anlehnend an die Anpassung verwendet in Wan et al.[4], an die Phasengrenze wird das kritische Feld für die Unterdrückung der AFM1 und AFM2 Phasen auf ~ 18.4 T und für die Unterdrückung der AFM3 Phase auf ~ 15.3 T abgeschätzt. In Wan et al.[4] wurde ein kritisches Feld von ~ 20.0 T für T_N und von ~ 13.7 T für T_1 vorhergesagt.

Nun können die Phasenübergänge 1. Ordnung, wie auch schon für $B \perp c$ -Achse, näher auf die Entropieänderung untersucht werden. Dazu wird die Höhe der Sprünge aus Abbildung 4.10 entnommen und die Verschiebung der Anomalien im Feld $\frac{dT_c}{dB}$ aus Abbildung 4.14 abgeschätzt. Für $\frac{dT_c}{dB}$ werden dabei die Verschiebungen der Anomalien zum vorherigen und nächsten Messpunkt als obere und untere Grenze verwendet. Die Entropieänderung kann schließlich durch Umformen der Clausius-Clapeyron-Gleichung(4.1) berechnet werden.

Anomalie	$B[\text{T}]$	$\Delta\chi[10^{-3} \frac{\text{erg}}{\text{G}^2 \text{mol}}]$	$\frac{dT_c}{dB} [\frac{\text{K}}{\text{T}}]$	$\Delta S[\frac{\text{J}}{\text{mol K}}]$
T_1	1	0.09(3)	$0.1(1) < \frac{dT_c}{dB} < 0.2(1)$	$0.005(3) < \Delta S < 0.009(9)$
T_1	7	0.46(9)	$0.3(1) < \frac{dT_c}{dB} < 0.6(1)$	$0.05(1) < \Delta S < 0.11(4)$
T_1	12	0.46(7)	$\frac{dT_c}{dB} = 0.7(1)$	0.07(1)

Tabelle 4.3: Zusammenfassung der magnetischen Übergangsparameter für $B \parallel c$ -Achse. Die Entropieänderung ΔS wurde über die magnetische Clausius-Clapeyron-Gleichung aus dem Sprung der Suszeptibilität $\Delta\chi$ und der feldabhängigen Verschiebung der Übergangstemperatur dT_c/dB berechnet.

Die maximale magnetische Entropie liegt bei $17.3 \frac{\text{J}}{\text{mol K}}$. Die Entropieänderung bei T_1 nimmt mit steigendem Feld zunächst bis 7 T deutlich zu und bleibt danach näherungsweise konstant.

5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die magnetischen Eigenschaften des 2D-van-der-Waals-Magneten GdTe_3 mittels Magnetisierungsmessungen untersucht. Dafür wurde die Magnetisierung gegen die Temperatur zwischen 1.8 und 400 K bei konstantem Magnetfeld und gegen das magnetische Feld zwischen 0 und 14 T bei konstanter Temperatur für die Felddausrichtungen $B \perp c$ -Achse und $B \parallel c$ -Achse mittels SQUID-Magnetometrie und VSM-Magnetometrie gemessen.

Aus den Magnetisierungsmessungen mit $B \perp c$ -Achse wurde ein Phasendiagramm mit acht verschiedenen feld- und temperaturinduzierten antiferromagnetischen Phasen erstellt. Die Phasengrenzen wurden aus den Anomalien der Magnetisierungsmessungen bestimmt. Dabei wurde festgestellt, dass alle Übergangstemperaturen, bis auf zwei Ausnahmen, mit steigendem Feld zunehmend unterdrückt werden. Einzig in den Phasen AFM7 und AFM8 zeigen die Übergangstemperaturen eine positive Magnetfeldabhängigkeit. Die beobachteten Phasengrenzen stimmen bis auf kleine Abweichungen mit der Literatur überein. In Magnetfeldern $B \parallel c$ -Achse zeigen sich drei unterschiedliche magnetische Phasen, die alle mit steigendem Magnetfeld unterdrückt werden. Darüber hinaus zeigte sich für $B \perp c < 2.5$ T bei tiefen Temperaturen ein Hystereseverhalten, welches in Messungen mit $B \parallel c$ -Achse nicht auftritt.

Für die Übergänge 1. Ordnung wurde mittels Clausius-Clapeyron Gleichung die zugehörigen Entropieänderungen bestimmt. Diese betragen maximal 3% der gesamten magnetischen Entropie des Systems und zeigen keine einheitlichen Trends als Funktion des Magnetfeldes und der Temperatur.

Durch eine Anpassung des Curie-Weiss-Gesetzes an die inverse Suszeptibilität oberhalb von 150 K im Feld von 1 T wurde die Weiss-Temperatur auf $\theta = -12(2)$ K bestimmt, was in guter Übereinstimmung mit der beobachteten Néel-Temperatur von $T_N = 11.6(1)$ K steht. Das effektive magnetische Moment μ_{eff} liegt etwas unter dem Theoriewert für freie Ionen, was auf eine mögliche Verunreinigung der Probe hindeuten könnte. Darüber hinaus wurde festgestellt, dass bis 100 K kurzreichweitige magnetische Ordnung auftritt. Dies unterstreicht den niedrigdimensionalen Charakter der Magnetisierung in GdTe_3 .

Literatur

- ¹J. Liu, S. Huan, Z. Liu, W. Liu, Z. Liu, X. Lu, Z. Huang, Z. Jiang, X. Wang, N. Yu u. a., „Electronic structure of the high-mobility two-dimensional antiferromagnetic metal Gd Te 3“, *Physical Review Materials* **4**, 114005 (2020).
- ²N. D. Mermin und H. Wagner, „Absence of Ferromagnetism or Antiferromagnetism in One- or Two-Dimensional Isotropic Heisenberg Models“, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1133–1136 (1966).
- ³C. Gong, L. Li, Z. Li, H. Ji, A. Stern, Y. Xia, T. Cao, W. Bao, C. Wang, Y. Wang u. a., „Discovery of intrinsic ferromagnetism in two-dimensional van der Waals crystals“, *Nature* **546**, 265–269 (2017).
- ⁴Y. Wan, E.-J. Cheng, H.-Y. Ma, X. Yang, X. Hou, X. Chen, X. Zhang, C. Xi, Z. Zhong, J. Liu u. a., „Magnetic field induced Weyl state in the van der Waals-type antiferromagnet GdTe 3“, *Physical Review B* **108**, 205132 (2023).
- ⁵Q. Guo, D. Bao, L. Zhao und S. Ebisu, „Novel magnetic behavior of antiferromagnetic GdTe3 induced by magnetic field“, *Physica B: Condensed Matter* **617**, 413153 (2021).
- ⁶S. Blundell, *Magnetism in condensed matter* (OUP Oxford, 2001).
- ⁷S. Hunklinger und C. Enss, *Festkörperphysik* (Walter de Gruyter GmbH & Co KG, 2023).
- ⁸S. Regmi, I. Bin Elius, A. P. Sakhya, D. Jeff, M. Sprague, M. I. Mondal, D. Jarrett, N. Valadez, A. Agosto, T. Romanova u. a., „Observation of momentum-dependent charge density wave gap in a layered antiferromagnet Gd Te 3“, *Scientific Reports* **13**, 18618 (2023).
- ⁹J. Kopaczek, K. Yumigeta, A. Ibrahim, M. Y. Sayyad, S. Sinha, R. Sailus, P. Hays, S. T. R. Moosavy, S. Susarla, C. Ataca u. a., „Experimental and theoretical studies of the surface oxidation process of rare-earth tritellurides“, *Advanced Electronic Materials* **9**, 2201129 (2023).
- ¹⁰S. Lei, J. Lin, Y. Jia, M. Gray, A. Topp, G. Farahi, S. Klemenz, T. Gao, F. Rodolakis, J. L. McChesney u. a., „High mobility in a van der Waals layered antiferromagnetic metal“, *Science Advances* **6**, eaay6407 (2020).

- ¹¹Y. Iyeiri, T. Okumura, C. Michioka und K. Suzuki, „Magnetic properties of rare-earth metal tritellurides $R\text{Te}_3$ ($R = \text{Ce}, \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Gd}, \text{Dy}$)“, *Physical Review B* **67**, 144417 (2003).
- ¹²A. Raghavan, M. Romanelli, J. May-Mann, A. Aishwarya, L. Aggarwal, A. G. Singh, M. D. Bachmann, L. M. Schoop, E. Fradkin, I. R. Fisher u. a., „Atomic-scale visualization of a cascade of magnetic orders in the layered antiferromagnet GdTe_3 “, *npj Quantum Materials* **9**, 47 (2024).
- ¹³*Magnetic Property Measurement System® MPMS 3 User Manual Part Number 1500-100, F4* (2025).
- ¹⁴*Vibrating Sample Magnetometer (VSM) Option User's Manual Part Number 1096-100, B0* (2011).
- ¹⁵R. Gross und A. Marx, *Festkörperphysik* (Walter de Gruyter GmbH & Co KG, 2014).
- ¹⁶K. Yumigeta, J. Kopaczek, Y. Attarde, M. Y. Sayyad, M. Blei, S. T. R. Moosavy, A. Yarra, H. Ruddick, B. Povilus, R. Banerjee u. a., „Alloying effect of rare-earth tritellurides on the charge density wave and magnetic properties“, *Applied Physics Reviews* **11** (2024).
- ¹⁷Q. Guo, R.-b. Li, W.-y. Tang, X.-y. Zhou, Q.-S. Wang, S.-L. Chen, Z.-F. Shao, H.-L. Zheng, M. Zhong, P. Liu u. a., „Axial and dimensional effects on cryogenic magnetic properties in ab-plane of van-der-Waals antiferromagnet GdTe_3 “, *AIP Advances* **15** (2025).
- ¹⁸M. Zhang, X. Liu, Y. Huang, Q. Hu, J. Lu, H. Xing, D. Shen, B. Lu, Y. Lu, K. Watanabe u. a., „Nonvolatile bistable planar Hall effects in a natural two-dimensional metal–antiferromagnet heterostructure“, *Physical Review B* **111**, 155437 (2025).
- ¹⁹A. M. Tishin und Y. I. Spichkin, *The magnetocaloric effect and its applications* (CRC Press, 2016).
- ²⁰D. I. Khomskii, *Basic aspects of the quantum theory of solids: order and elementary excitations* (Cambridge university press, 2010).

Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich noch bei allen bedanken, die mich beim schreiben dieser Arbeit und im Studium unterstützt haben.

Zuerst möchte ich Professor Rüdiger Klingeler danken, der mir die Arbeit in dieser Gruppe und zu diesem Thema erst ermöglicht hat und bei Fragen immer verfügbar und hilfreich war.

Mein Dank gilt zudem Professor Christian Enss für seine Rolle als Zweitprüfer.

Vielen Dank auch an meinen Betreuer Erik, der mich bei den Messungen und der Auswertung unterstützt hat, und an Lukas und Jan, die mir mit Korrekturen und Diskussionen sehr weitergeholfen haben.

Generell möchte ich gerne der ganzen Gruppe F25 für die Gute Zeit danken.

Ebenso besonderen Dank an meine Schwester Louisa für das Korrekturlesen und an meine Eltern für die tagtägliche Unterstützung im Studium und darüber hinaus.

Zu guter Letzt gilt mein besonderer Dank meinen Freunden und meiner Familie, die stets für schöne gemeinsame Momente sorgen und mich den Alltagsstress des Studiums vergessen lassen.

Eigenständigkeitserklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, 7. April 2026

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'D. Brückner', with a long horizontal flourish extending to the right.

Daniel Brückner