

INGA-MAREEN IMORT

EINFLUSS DER  
KRISTALLSTRUKTUR  
AUF DEN HALL-EFFEKT  
IN  $\text{CO}_2\text{YZ}$ -HEUSLER  
VERBINDUNGEN

UNIVERSITÄT BIELEFELD  
FAKULTÄT FÜR PHYSIK

*Einfluss der Kristallstruktur auf den Hall-Effekt  
in  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Heusler-Verbindungen*

*Dissertation von Inga-Mareen Imort*

## *Erklärung*

Hiermit versichere ich, dass ich, abgesehen von den ausdrücklich bezeichneten Hilfsmitteln, die Dissertation selbstständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt habe.

(Inga-Mareen Imort)

Gutachter:

PD. Dr. Andy Thomas

Prof. Dr. Jürgen Schnack

Copyright © 2013 Inga-Mareen Imort

UNIVERSITÄT BIELEFELD, FAKULTÄT FÜR PHYSIK

DÜNNE SCHICHTEN & PHYSIK DER NANOSTRUKTUREN

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades in Physik

*Juli 2013*

# *Inhaltsverzeichnis*

<i>Einführung</i>	5
<i>Co-basierte Heusler-Verbindungen</i>	11
<i>Analyse der Kristallstruktur</i>	27
<i>Elektrische Transportphänomene</i>	47
<i>Magnetische Transportphänomene</i>	77
<i>Anomaler Hall-Effekt</i>	99
<i>Zusammenfassung &amp; Ausblick</i>	133
<i>Literaturverzeichnis</i>	139
<i>Publikationen</i>	151





# Einführung

Im Jahre 1819 beobachtete der dänische Physiker HANS CHRISTIAN ØERSTED die Ablenkung einer Kompassnadel in der Nähe eines stromdurchflossenen Drahtes und konnte somit erstmals eine Verbindung zwischen der Elektrizität und dem Magnetismus herstellen.<sup>1</sup>

Im Frühherbst 1820 wurden die französischen Wissenschaftler DOMINIQUE FRANÇOIS ARAGO und ANDRÉ MARIE AMPÈRE auf die Beobachtungen von ØERSTED aufmerksam, welche sie zu tiefergehenden Untersuchungen motivierten. Während ARAGO die Magnetisierung von Eisen mit Hilfe eines stromdurchflossenen Leiters nachweisen konnte, entdeckte AMPÈRE die abstoßende (anziehende) Wirkung zweier stromdurchflossener Leiter, wenn in diesen der elektrische Strom in entgegengesetzte (gleiche) Richtungen fließt.<sup>2</sup>

Zwölf Jahre später konnte der Brite MICHAEL FARADAY einen Nachweis für den zu ØERSTEDS Entdeckungen inversen Effekt, die *elektromagnetische Induktion*, erbringen. Während ØERSTED die magnetische Wirkung des elektrischen Stromes dokumentierte, konnte FARADAY die Erzeugung eines elektrischen Stromes unter Einwirkung eines Magneten beobachten.<sup>3</sup>

Eine einheitliche Theorie der Elektrizität und des Magnetismus gelang schließlich dem britischen Physiker JAMES CLERK MAXWELL im Jahre 1864, indem er in einer mathematischen Formulierung die frühen Forschungsergebnisse von ØERSTED, AMPÈRE & FARADAY in einem System von miteinander verknüpften Differentialgleichungen darstellte. Diese *Maxwellgleichungen* wurden im Jahre 1873 in dem *Treatise of Electricity and Magnetism* veröffentlicht und sagten die Existenz elektromagnetischer Wellen voraus, dessen experimenteller Nachweis im Jahre 1884 von dem deutschen Physiker HEINRICH HERTZ erbracht werden konnte und somit die Geburtsstunde der kompletten Funktechnik darstellte.<sup>4</sup>

Zur gleichen Zeit beschäftigte sich der amerikanische Physiker

<sup>1</sup> H. C. Oersted, Joh. Ambr. Barth, Leipzig, 1820

<sup>2</sup> A. M. Ampère, Chez Mèquignon-Mavis, 1822, D. F. Arago, Baudry/Gide, Paris, 1854-1862

<sup>3</sup> M. Faraday, R. Taylor & W. Francis, London, 1839-1855

<sup>4</sup> H. Hertz, Joh. Ambr. Barth, Leipzig, 1887, J. C. Maxwell, Oxford, 1873

EDWIN HERBERT HALL während seines Studiums an der John Hopkins Universität in Baltimore mit der maxwellschen Theorie des Elektromagnetismus und stieß dabei auf einige Unstimmigkeiten.

Nach der Überzeugung von MAXWELL kann sich unter der Einwirkung eines Magnetfeldes der Weg des elektrischen Stromes durch einen Leiter nicht permanent ändern, sondern würde nach temporär auftretenden Induktionsströmen in gleicher Weise wie ohne die Anwesenheit eines Magnetfeldes weiter fließen. Diese Aussagen standen in vollständigem Widerspruch zu der physikalischen Intuition von HALL, so dass er im Rahmen seiner Doktorarbeit den Versuch unternahm, die Ansichten von MAXWELL auf experimentelle Weise zu widerlegen.

Im Jahre 1879 konnte HALL in Au und Ag den Nachweis für die Ablenkung der Elektronen auf sowohl zum angelegten Strom als auch zum externen Magnetfeld senkrecht verlaufende Trajektorien erbringen, durch welche im Gegenzug eine transversale Spannung senkrecht sowohl zum Magnetfeld als auch zum Strom erzeugt wird. Dieses Phänomen wird nach seinem Entdecker als (*normaler*) *Hall-Effekt* bezeichnet und ist an die Anwesenheit eines externen Magnetfeldes gekoppelt.<sup>5</sup>

In den darauffolgenden zwei Jahren untersuchte HALL den gleichnamigen Effekt auch in den 3d-Ferromagneten Co, Fe und Ni und konnte eine gegenüber Au und Ag um einen Faktor 10 höhere Spannung beobachten, welche sich darüber hinaus auch nicht proportional zum externen Magnetfeld verhielt. Vielmehr tendierte die beobachtete Spannung zu einem konstanten Wert bei Magnetfeldstärken, bei welchen die Magnetisierung selbst gesättigt war.<sup>6</sup>

Aufgrund seines außergewöhnlichen Verhaltens wird dieses Phänomen auch als *anomaler Hall-Effekt (AHE)* bezeichnet und tritt in allen Materialien mit gebrochener Zeitumkehr-Invarianz in Erscheinung. Die mysteriöse Schönheit des AHE kommt dabei gerade durch eine messbare Hall-Spannung in Abwesenheit des externen Magnetfeldes zur Geltung. Da der AHE offensichtlich von der Magnetisierung, d.h. von den Spins der Elektronen abhängt und auch der elektronische Transport von diesen gesteuert wird, muss der Spin-Bahn-Wechselwirkung eine signifikante Bedeutung für die Existenz des AHE beigemessen werden.

Knapp 80 Jahre mussten vergehen bis R. KARPLUS und J.M. LUTTINGER erstmals den Versuch unternahmen, mittels des von ihnen postulierten *intrinsischen Mechanismus* den AHE theoretisch zu erklären.<sup>7</sup>

<sup>5</sup> E. H. Hall, *American Journal of Mathematics* 2 (1879) pp. 287–292

<sup>6</sup> E. H. Hall, *Philos. Mag.* 10 (1880) pp. 301, E. H. Hall, PhD thesis, The John Hopkins university, 1880

<sup>7</sup> R. Karplus et al., *Phys. Rev.* 95 (1954) 1154

Während der intrinsische Mechanismus auf der Annahme eines perfekten Kristallgitters mit Spin-Bahn-gekoppelter Bandstruktur beruht, stützen sich die von J.M. SMIT (*skew-scattering*, 1958) sowie L. BERGER (*side-jump*, 1970) entwickelten *extrinischen Mechanismen* auf die asymmetrische Streuung von spinpolarisierten Leitungselektronen an (un)magnetischen Störstellen.<sup>8</sup>

Trotz dieser drei theoretisch etablierten Transportmodelle bleibt der AHE ein kontrovers diskutiertes und bis heute nicht vollständig verstandenes Phänomen, für welches keine eindeutige Theorie zur Voraussagung der experimentellen Daten existiert. In den letzten Jahren erlebte das theoretische sowie experimentelle Interesse an der Untersuchung des AHE jedoch eine stetige Renaissance.

Das theoretische Interesse ist dabei neuerlichen Fortschritten in dem Verständnis des AHE aus der Sichtweise der *Berry-Phase* in topologisch komplexen Spinsystemen geschuldet, wodurch viele abstrakte Eigenschaften in der Quantenphysik messbar und experimentell kontrollierbar werden.<sup>9</sup>

Im aktiven Forschungsfeld der Spintronik repräsentiert der AHE hingegen ein geeignetes Hilfsmittel zur Kontrolle und Erzeugung spinpolarisierter Ströme in komplexen magnetischen Systemen. Aufgrund seiner nützlichen Verbindung zum kürzlich entdeckten *Spin-Hall-Effekt* ist der AHE auch für die Realisierung einer neuen Generation spintronischer Bauteile mit ultraniedrigem Leistungsverbrauch durch reine Spinströme, d.h. ohne begleitende Nettoladungsströme von enormer Bedeutung.<sup>10</sup> Der Spin-Hall-Effekt wurde im Jahre 1971 von den russischen Physikern M.I. DYAKONOV und V.I. PEREL beobachtet, von J.E. HIRSCH im Jahre 1999 wiederbelebt und erst im Jahre 2004 durch Y.K. KATO ET AL. experimentell nachgewiesen.<sup>11</sup>

Während die drei theoretisch etablierten Transportmodelle in einem Ferromagneten infolge des Ungleichgewichtes von Spin  $\uparrow$ - und Spin  $\downarrow$ -Elektronen an der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  in einem spinpolarisierten Strom senkrecht zur Ladungsstromrichtung resultieren, erzeugen die identischen Transportmodelle in einem Paramagneten aufgrund der identischen Anzahl von Spin  $\uparrow$ - und Spin  $\downarrow$ -Elektronen einen reinen Spinstrom senkrecht zum angelegten Ladungsstrom. Die Konvertierung von Ladungsstrom in reinen Spinstrom wird dabei als Spin-Hall-Effekt bezeichnet.

In zahlreichen Experimenten wurde bereits vielfach der Versuch unternommen, mit Hilfe konventioneller Ferromagneten wie Co oder NiFe einen reinen Spinstrom in nicht-magnetische Metalle wie Cu oder Pt zu induzieren. Aufgrund ihrer geringen Spinpo-

<sup>8</sup> L. Berger, *Physica* **30** (1964) 1141, L. Berger, *Phys. Rev. B* **2** (1970) 4559, J. M. Luttinger et al., *Phys. Rev.* **97** (1955) 869, J. Smit, *Physica* **21** (1955) 877, J. Smit, *Physica* **24** (1958) 39

<sup>9</sup> S. Blügel et al., 40. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 2009

<sup>10</sup> T. Jungwirth et al., *Nature Materials* **11** (2012)

<sup>11</sup> M. I. Dyakonov et al., *Phys. Lett. A* **35** (1971) 459, M. I. Dyakonov et al., *JETP Lett.* **13** (1971) 467, J. E. Hirsch, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 1834, Y. K. Kato et al., *Science* **306** (2004) 1910

<sup>12</sup> T. Kimura et al., Phys. Rev. Lett. **100** (2008) S. O. Valenzuela et al., Nature **442** (2006) 176

<sup>13</sup> T. Kimura et al., NPG Asia Materials **4** (2012)

<sup>14</sup> B. Balke et al., Science and Technology of Advanced Materials **9** (2008)

<sup>15</sup> K. Inomata et al., Journal of Physics D: Applied Physics **39** (2006) 816, S. Trudel et al., Journal of Applied Physics **43** (2010)

larisation ist die Injektionseffizienz bei Raumtemperatur allerdings äußerst niedrig.<sup>12</sup> Die Verwendung hoch-spinpolarisierter Ferromagneten würde die Injektionseffizienz reiner Spinströme hingegen drastisch erhöhen.<sup>13</sup>

Co-basierte Heusler-Verbindungen verfügen mit Curie-Temperaturen oberhalb von 1000 K sowie einer theoretisch vorhergesagten, 100%igen Spinpolarisation über optimale Voraussetzungen, um in laterale Bauteilstrukturen zur hocheffizienten Erzeugung reiner Spinströme integriert zu werden.<sup>14</sup>

Das komplette Leistungspotential kann allerdings nur in perfekt L<sub>21</sub>-geordneten und stöchiometrischen Co<sub>2</sub>YZ-Heusler-Verbindungen abgerufen werden. Bereits kleine Abweichungen von der Stöchiometrie und/oder der L<sub>21</sub>-Struktur in Form von atomarer Unordnung können einen immensen Einfluss auf die magnetischen sowie halbmetallischen Eigenschaften ausüben, so dass den Herstellungsbedingungen dünner Co<sub>2</sub>YZ-Filme enorme Bedeutung beigemessen werden muss. Neben der Deposition auf vorgeheizte Substrate ist das nachträgliche Auslagern eine effektive Methode, um gut-geordnete Co<sub>2</sub>YZ-Filme, optimalerweise in L<sub>21</sub>-Struktur, herzustellen.<sup>15</sup>

Doch bevor Co-basierte Heusler-Dünnschichten in lateralen Bauteilstrukturen für die Erzeugung reiner Spinströme zum Einsatz kommen können, müssen die elektrischen Transporteigenschaften sowie der anomale Hall-Effekt in diesen Verbindungen erst einmal detailliert untersucht werden.

In der vorliegenden Arbeit werden die Auswirkungen von Kristalldefekten und/oder atomaren Unordnungen auf den anomalen Hall-Effekt in den drei Co-basierten Heusler-Verbindungen Co<sub>2</sub>FeAl(CFA), Co<sub>2</sub>FeSi(CFS) und Co<sub>2</sub>MnSi(CMS) analysiert, wobei die Variation der Defektkonzentration durch das nachträgliche Auslagern bei unterschiedlichen Temperaturen realisiert wird.

Die Gliederung der vorliegenden Arbeit sieht wie folgt aus:

In *Kapitel 2* werden die grundlegenden Eigenschaften Co-basierter Heusler-Verbindungen vorgestellt und die Herstellungsbedingungen der hier zur Untersuchung stehenden Co<sub>2</sub>YZ-Filme erläutert.

In *Kapitel 3* erfolgt die strukturelle sowie magnetische Charakterisierung der unterschiedlich hoch ausgelagerten Co<sub>2</sub>YZ-Filme mittels Röntgendiffraktometrie (XRD) und AGM-Magnetometrie.

*Kapitel 4* befasst sich mit den elektrischen Transporteigen-

schaften der präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur hinsichtlich der Filmreinheit, aber auch hinsichtlich der dem elektrischen Widerstand zugrundeliegenden Streumechanismen.

In *Kapitel 5* wird der Einfluss des nachträglichen Auslagerns auf die magnetoresistiven Eigenschaften der präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme anhand von temperaturbedingten Magnetotransportmessungen analysiert und mit der Kristallstrukturentwicklung in Beziehung gesetzt.

*Kapitel 6* widmet sich der Untersuchung des anomalen Hall-Widerstandes in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur. Das Skalierungsverhalten zwischen dem elektrischen und dem anomalen Hall-Widerstand wird anschließend für die unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme analysiert und mit den elektrischen sowie magnetischen Transporteigenschaften in Beziehung gesetzt, um den physikalischen Ursprung des anomalen Hall-Effektes in den präsentierten Filmen zu ergründen.

Im abschließenden *Kapitel 7* befindet sich eine Zusammenfassung der aus dieser Arbeit resultierenden Ergebnisse und im Ausblick werden einige Impulse für weitergehende Untersuchungen bzw. Fragestellungen gegeben.



# Co-basierte Heusler-Verbindungen

Heusler-Verbindungen traten zum ersten Mal im Jahre 1903 in der wissenschaftlichen Welt in Erscheinung, als der Chemiker und Bergbauer FRIEDRICH HEUSLER (1866-1947) die aus nicht-magnetischen Elementen bestehende Verbindung  $\text{Cu}_2\text{MnAl}$  synthetisierte und in dieser ferromagnetische Eigenschaften nachweisen konnte.<sup>16</sup>

Basierend auf seinen Entdeckungen bezeichnet man heutzutage Verbindungen der Form  $\text{X}_2\text{YZ}$ , welche das stöchiometrische Verhältnis 2 : 1 : 1 und die charakteristische  $\text{L}_{21}$ -Kristallstruktur aufweisen, generell als (*volle*) Heusler-Verbindungen. Die Elemente X und Y repräsentieren dabei Übergangsmetalle, während Z ein Element der III-V Hauptgruppe darstellt. Spätere Untersuchungen offenbarten, dass auch ternäre Verbindungen mit der chemischen Zusammensetzung XYZ und der  $\text{C}_{1b}$ -Kristallstruktur aufgrund ihres ferromagnetischen Verhaltens den Heusler-Verbindungen zugeordnet werden können, wobei sich für diese zur besseren Unterscheidbarkeit die Bezeichnungen *halbe oder Semi-Heusler-Verbindungen* eingebürgert haben.<sup>17</sup>

Co-basierte Verbindungen der Form  $\text{Co}_2\text{YZ}$  stellen die prominentesten Heusler-Verbindungen aufgrund ihres theoretisch vorhergesagten halbmetallischen Charakters sowie ihrer nachgewiesenen hohen Curie-Temperaturen  $T_C$  dar, wodurch sie sich als vielversprechende Materialien für die Implementierung in spintronische Bauteile ausgezeichnet haben (vgl. Tab. 1).<sup>18</sup> Im weiteren Verlauf wird das Augenmerk daher hauptsächlich auf die Präsentation der charakteristischen Eigenschaften von  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Verbindungen gelegt.

## Kristallstruktur

Im Allgemeinen kristallisieren die  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Verbindungen, wie erwähnt, in der kubischen  $\text{L}_{21}$ -Struktur (vgl. Abb. 1a). Diese Kristallstruktur wird durch vier ineinander verschachtelte, *kubisch-*

<sup>16</sup> F. Heusler, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 5 (1903)

<sup>17</sup> R. A. de Groot et al., Physical Review Lett. 50 (1983) 2024

Verbindung	$T_C$ [K]
$\text{Co}_2\text{FeAl}$	1000
$\text{Co}_2\text{FeSi}$	1100
$\text{Co}_2\text{MnSi}$	985

Tabelle 1: Vergleich der Curie-Temperaturen  $T_C$  der drei präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Verbindungen.

<sup>18</sup> P. J. Brown et al., J. Phys.: Condens. Matter 12 (2000) P. J. Webster et al., Springer Berlin, 1988, S. Wurmehl et al., Applied Physics Letters 88 (2006)



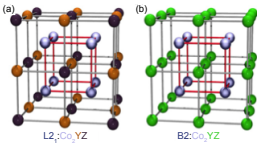


Abbildung 1: L<sub>21</sub> (a)- und B<sub>2</sub> (b)-Struktur von Co<sub>2</sub>YZ.<sup>19</sup>

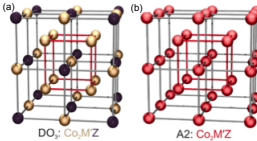


Abbildung 2: DO<sub>3</sub> (a)- und A<sub>2</sub> (b)-Struktur von Co<sub>2</sub>YZ.<sup>4</sup>

<sup>19</sup> S. Trudel et al., Journal of Applied Physics **43** (2010)

Mat.	a <sub>exp</sub> [Å]	Struktur
CFA	5.730	B <sub>2</sub>
CFS	5.640	L <sub>21</sub>
CMS	5.654	L <sub>21</sub>

Tabelle 2: Vergleich der experimentell bestimmten Bulk-Gitterkonstanten sowie der bevorzugten Kristallstrukturen der drei präsentierten Co<sub>2</sub>YZ-Verbindungen.

<sup>20</sup> Y. Miura et al., Physical Review B **69** (2004) 144413

<sup>21</sup> H. C. Kandpal et al., Journal of Applied Physics **40** (2007) 1507

<sup>22</sup> H. J. Elmers et al., Physical Review B **67** (2003) 104412, P. J. Webster et al., Springer Berlin, 1988, S. Wurmehl et al., Applied Physics Letters **88** (2006)

flächenzentrierte (engl.: face center cubic (fcc)) Untergitter charakterisiert, welche um ein Viertel der Gitterkonstante gegeneinander verschoben sind. Zwei dieser Untergitter sind dabei mit Co-Atomen besetzt und befinden sich in der Einheitszelle gemäß kristallographischer Notation an den Wyckoff 8a (0,0,0) und  $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$  Positionen. Das dritte Untergitter ist mit Y-Atomen gefüllt und an der Wyckoff 4a Position  $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$  lokalisiert, während das vierte mit Z-Atomen besetzte Untergitter an der Wyckoff 4b Position  $(\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4})$  positioniert ist.

Für die Co<sub>2</sub>YZ-Verbindungen repräsentiert die L<sub>21</sub>-Struktur die Kristallstruktur mit der höchsten strukturellen sowie atomaren Ordnung, welche jedoch in vier Stufen durch den Austausch von Atomen zwischen den einzelnen Untergittern bis zur vollständigen Unordnung reduziert werden kann.

Wenn die an den Positionen  $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$  und  $(\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4})$  befindlichen Untergitter lediglich mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % mit Y- und Z-Atomen besetzt sind, minimiert sich die geordnete L<sub>21</sub>-Struktur auf die B<sub>2</sub>-Kristallstruktur (vgl. Abb. 1b). Der gegenseitige Austausch von Co- und Y-Atomen kommt hingegen in der DO<sub>3</sub>-Kristallstruktur zur Geltung (vgl. Abb. 2a), während eine zufällige Besetzung aller vier Untergitter gegenüber der L<sub>21</sub>-Struktur in der vollständig ungeordneten A<sub>2</sub>-Kristallstruktur resultiert (vgl. Abb. 2b).<sup>19</sup>

Aus thermodynamischer Sicht muss die L<sub>21</sub>-Struktur jedoch nicht notwendigerweise auch die stabilste Kristallstruktur darstellen.<sup>20</sup>

Während Co<sub>2</sub>FeAl und Co<sub>2</sub>Cr<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>Al aus energetischer Sicht bevorzugt in der B<sub>2</sub>-Struktur kristallisieren, präferieren Co<sub>2</sub>FeSi sowie Co<sub>2</sub>MnSi die L<sub>21</sub>-Struktur als energetisch stabilste Kristallstruktur. Diese Beobachtungen können möglicherweise durch unterschiedlich starke Bindungen zwischen den Si- bzw. Al- und den Übergangsmetall-Atomen erklärt werden.<sup>21</sup>

In Tabelle 2 sind die experimentell bestimmten Bulk-Gitterkonstanten a<sub>exp</sub> für die präsentierten Heusler-Verbindungen Co<sub>2</sub>FeAl, Co<sub>2</sub>FeSi sowie Co<sub>2</sub>MnSi zusammen mit den bevorzugten Kristallstrukturen zum Vergleich einander gegenübergestellt.<sup>22</sup>

## Halbmetallizität

Im Jahre 1983 entwickelten de Groot et al. auf der Grundlage von Bandstrukturrechnungen für die Semi-Heusler-Verbindung

NiMnSb das Konzept der *halbmetallischen Ferromagneten*, welche sich durch eine Asymmetrie der spin-aufgespalteten Bandstrukturen der Elektronenzustände an der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  auszeichnen.<sup>23</sup>

Eines der beiden Spinbänder (meist von den Spin  $\uparrow$ - oder *Majoritätsladungsträgern*) zeigt dabei typisch metallisches Verhalten mit einer nicht-verschwindenen Zustandsdichte bei  $\epsilon_F$ , während das andere Spinband (von den Spin  $\downarrow$ - oder *Minoritätsladungsträgern*) einen halbmetallischen Charakter mit einer Energielücke  $\Delta E$  bei  $\epsilon_F$  vorzuweisen hat (vgl. Abb. 3).

Halbmetallische Ferromagneten besitzen demzufolge an der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  eine 100%ige Spinpolarisation  $\mathcal{P}$ , welche definitionsgemäß mittels

$$\mathcal{P} = \frac{\mathcal{N}_{\uparrow} - \mathcal{N}_{\downarrow}}{\mathcal{N}_{\uparrow} + \mathcal{N}_{\downarrow}} \quad (1)$$

bestimmt werden kann, wobei  $\mathcal{N}_{\uparrow}$  ( $\mathcal{N}_{\downarrow}$ ) die spin-projizierte Zustandsdichte der Majoritätsladungsträger (Minoritäts-) an der Fermi-Kante darstellt. In einem halbmetallischen Ferromagneten ist dementsprechend entweder  $\mathcal{N}_{\uparrow}$  oder  $\mathcal{N}_{\downarrow}$  gleich Null, so dass sich nur Elektronen einer Spinsorte an dem elektronischen Transport beteiligen können.<sup>24</sup>

In der Literatur liegen den theoretisch bestimmten Bandstrukturen von Heusler-Verbindungen meist die *Lokale Spindichtenäherung* (engl.: *Local (Spin) Density Approximation (L(S)DA)*) oder die *Gradientennäherung* (engl.: *Generalized Gradient Approximation (GGA)*) zugrunde, welche auf der *Dichtefunktional-Theorie* (engl.: *density functional theory (DFT)*) aufbauen und in den verschiedenen Programmpaketen (z.B. *Wien2k* oder *SPR-KKR (Spin-Polarized Relativistic Korringa-Kohn-Rostoker)*) zur Berechnung der elektronischen Bandstruktur herangezogen werden können.<sup>25</sup>

Während im LDA-Modell einem inhomogenen System aus wechselwirkenden Elektronen lokal die Austausch-Korrelationsenergie eines homogenen Elektronengases zugeschrieben wird, werden im GGA-Modell auch lokale Dichteschwankungen berücksichtigt, welche gegenüber der LDA allerdings mit deutlich mehr Rechenaufwand verbunden sind.

In Heusler-Verbindungen wird der Ferromagnetismus theoretischen Vorhersagen zufolge hauptsächlich durch lokalisierte magnetische Momente getragen, so dass auch Elektron-Elektron-Korrelationen einen signifikanten Beitrag zur elektronischen Bandstruktur leisten können.<sup>26</sup>

In theoretischen Bandstruktur-Modellen finden diese Korrelationen für gewöhnlich im *effektiven Coulomb-Austausch-Potential*

<sup>23</sup> R. A. de Groot et al., *Physical Review Lett.* **50** (1983) 2024

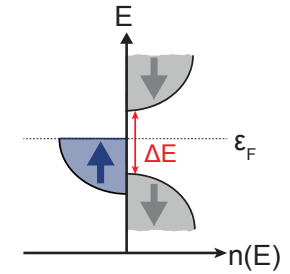


Abbildung 3: Schematische Darstellung der spinaufgespalteten Bandstruktur eines halbmetallischen Ferromagneten.

<sup>24</sup> K. Inomata et al., *Journal of Physics D: Applied Physics* **39** (2006) 816

<sup>25</sup> P. Blaha et al., Techn. Universität Wien, Wien, Austria, 2001, G. Güntherodt et al., 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 1999, J. P. Perdew et al., *Phys. Rev. B* **46** (1992) <http://olymp.cup.uni-muenchen.de/ak/ebert/SPRKKR/>.

<sup>26</sup> P. Mavropoulos et al., *Journal of Physics: Condensed Matter* **16** (2004) L. Pauling, *Physical Review* **54** (1938) 899, J. C. Slater, *Journal of Applied Physics* **8** (1937) 385

<sup>27</sup> V. I. Anisimov et al., Journal of Physics: Condensed Matter **9** (1997)

<sup>28</sup> I. Galanakis et al., Physical Review B **66** (2002) S. Ishida et al., Physica B **245** (1998) H. C. Kandpal et al., Physical Review B **73** (2006) S. Picozzi et al., Physical Review B **69** (2004) 094423

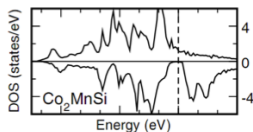


Abbildung 4: Zustandsdichte (DOS) von  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ . Das Majoritätsband ( $\uparrow$ ) liegt im positiven und das Minoritätsband ( $\downarrow$ ) im negativen Werte-Bereich.<sup>29</sup>

<sup>29</sup> L. Ritchie, Phys. Rev. B **68** (2003) L. J. Singh et al., Journal of Applied Physics **95** (2004) 7231

<sup>30</sup> Ein MTJ besteht aus zwei magnetischen Elektroden, welche durch eine isolierende Barriere voneinander getrennt sind.

<sup>31</sup> M. Jullière, Physical Letters **54A** (1975) 225, R. Meservey et al., Journal of Applied Physics **42** (1971)

<sup>32</sup> S. Kämmerer et al., Appl. Phys. Lett. **85** (2004) Y. Sakuraba, J. Appl. Phys. **44** (2005) J. Schmalhorst et al., Appl. Phys. Lett. **86** (2005)

$U_{\text{eff}} = U - J$  Berücksichtigung, wobei  $U$  und  $J$  die Coulomb- und Austauschparameter repräsentieren. Unter Berücksichtigung von  $U_{\text{eff}}$  werden die oben beschriebenen Näherungsmodelle dementsprechend auch als  $\text{LDA}+U$  bzw.  $\text{GGA}+U$  bezeichnet.<sup>27</sup>

IN CO-BASIERTEN HEUSLER-VERBINDUNGEN konnte die Halbmetallizität erstmals im Jahre 1995 von Ishida et al. für  $\text{Co}_2\text{MnC}$  ( $\text{C} = \text{Si, Al, Sb}$  und  $\text{Sn}$ ) anhand von DFT-Rechnungen vorhergesagt und in den folgenden Jahren durch eine Reihe von weiteren Autoren bestätigt werden.<sup>28</sup>

In Abbildung 4 ist die totale Zustandsdichte (engl.: Density of States (DOS)) für  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  dargestellt, welche von Galanakis et al. unter Verwendung der LDA-FSKKR-Methode (full potential screened Korringa-Kohn-Rostoker Green's function method with local spin-density approximation) berechnet wurde. Der halbmetallische Charakter von  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  wird dabei durch die annähernd symmetrisch um die Fermi-Energie  $\epsilon_F$  positionierte Energielücke im Minoritätsband (negativer Werte-Bereich) dokumentiert, wohingegen sich das Majoritätsband (positiver Werte-Bereich) durch typisch metallisches Verhalten mit Zuständen bei  $\epsilon_F$  auszeichnet (vgl. Abb. 4). Den Bandstrukturechnungen von Ishida et al., Galanakis et al. sowie Picozzi et al. zufolge, besitzt die halbmetallische Energielücke von  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  darüber hinaus eine Breite von 0.3 eV bis 0.4 eV, welche hinsichtlich thermischer Anregungen eine ausreichende Größe umfasst, um bei Raumtemperatur noch eine 100%ige Spinpolarisation zu gewährleisten.

Experimentell konnte mittels der Punktkontakt-Andreev-Reflexion (PCAR) in  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  eine Spin-Polarization von 55% bei 4.2 K sowohl in Bulkmaterialien als auch in dünnen Filmen nachgewiesen werden.<sup>29</sup>

Neben der PCAR-Methode und dem Meservey-Tedrow-Tunneln kann die Spinpolarisation experimentell auch aus den Werten des Tunnelmagnetwiderstandes (engl.: Tunneling Magneto Resistance (TMR)) eines magnetischen Tunnelementes (engl.: Magnetic Tunnel Junction (MTJ)) unter Zuhilfenahme des Jullière-Modells gewonnen werden.<sup>30,31</sup>

Für  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  konnte demzufolge mittels  $(\text{Co}_2\text{MnSi}/\text{AlO}_x/\text{CoFe})$ -MTJs eine Spinpolarisation von 66% bei 20 K sowie 89% bei 2 K ermittelt werden.<sup>32</sup>

Im Gegensatz zu  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  existieren in der Literatur für  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  sowie  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  hinsichtlich ihrer Halbmetallizität eine Vielzahl von kontrovers diskutierten Bandstrukturechnungen, welche beträchtlich mit der Auswahl des Näherungsmodells und/oder

des Programmpaketes variieren.

Während die Bandstrukturrechnungen von Miura et al. sowie Antonov et al. im GGA-Modell keinen Hinweis auf die Halbmetallizität von  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  liefern konnten, berichteten Kandpal et al. sowie Gercsi et al. übereinstimmend von einer klaren Energielücke im Minoritätsband, welche sowohl im LDA(+U)- als auch im GGA(+U)-Modell nachgewiesen werden konnte.<sup>33</sup>

In Abbildung 5 ist dazu die von Kandpal et al. im LDA+U-Modell berechnete Zustandsdichte graphisch abgebildet, welche für  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  eine deutliche Energielücke im Minoritätsband vorzuweisen hat. Die Fermi-Energie  $\epsilon_F$  ist dabei innerhalb der halbmetallischen Energielücke in unmittelbarer Nähe zur oberen Kante des Minoritätsvalenzbandes positioniert, wodurch der halbmetallische Charakter von  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  bestätigt wird. Nach dem LDA+U-Modell besitzt diese Energielücke darüber hinaus eine Größe von 0.78 eV, welche gerade die Hälfte der für  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  berechneten Energielücke von 1.3 eV darstellt.<sup>33</sup>

Die theoretisch vorhergesagte Spinpolarisation von  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  liegt Inomata et al. zufolge bei einem Wert von 60.7% für die B<sub>2</sub>- sowie 84% für die L<sub>21</sub>-Struktur.<sup>34</sup>

Experimentell konnte die für B<sub>2</sub>-Struktur vorhergesagte Spinpolarisation mittels magnetischer sowie *supraleitender Tunnelemente* (Meservey-Tedrow-Tunneln) in entsprechend texturierten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen sehr gut bestätigt werden. Während Inomata et al. mittels ( $\text{Co}_2\text{FeAl}/\text{AlO}_x/\text{CoFe}$ )-MTJs eine Spinpolarisation von 56.2% in der B<sub>2</sub>-Struktur von  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  nachweisen konnten, berichteten Schebaum et al. in supraleitenden Tunnelementen der Form ( $\text{Co}_2\text{FeAl}/\text{MgO}/\text{Al-Si}$ ) von einer Spinpolarisation für B<sub>2</sub>-texturiertes  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  von 55%.<sup>35</sup>

Für  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  weisen die theoretisch berechneten Bandstrukturen hingegen unabhängig von den verwendeten Modellvorstellungen meist eine Energielücke im Minoritätsband auf. Lediglich die Position der Fermi-Energie  $\epsilon_F$  im Hinblick auf die halbmetallische Energielücke wird durch die verschiedenen Näherungsmodelle sowie Programmpakete auf signifikante Weise moduliert.

In der GGA- bzw. LDA-Näherung weist die elektronische Struktur von  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  eine kleine indirekte Energielücke im Minoritätsband auf. Die Fermi-Energie  $\epsilon_F$  liegt allerdings unterhalb bzw. oberhalb der Energielücke und schneidet dementsprechend das Minoritätsvalenz- bzw. -leitungsband, wodurch kein Nachweis für die Halbmetallizität von  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  erbracht werden kann.<sup>36</sup>

Währenddessen prognostiziert die mittels LDA+U berechnete

- <sup>33</sup> V. N. Antonov et al., *Physical Review B* **72** (2005) Z. Gercsi et al., *Journal of Physics: Condensated Matter* **19** (2007) H. C. Kandpal et al., *Journal of Applied Physics* **40** (2007) 1507, Y. Miura et al., *Physical Review B* **69** (2004) 144413

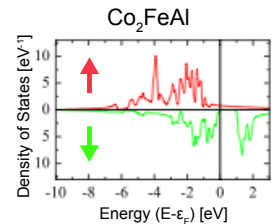


Abbildung 5: Zustandsdichte (DOS) von  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ . Das Spin  $\uparrow$ -Band liegt im positiven und das Spin  $\downarrow$ -Band im negativen Werte-Bereich.<sup>34</sup>

- <sup>34</sup> K. Inomata et al., *Journal of Physics D: Applied Physics* **39** (2006) 816

- <sup>35</sup> O. Schebaum et al., *Journal of Applied Physics* **107** (2010)

- <sup>36</sup> Z. Gercsi et al., *Journal of Physics: Condensated Matter* **19** (2007) A. Thomas, *Journal of Applied Physics* **103** (2008) S. Wurmehl et al., *Applied Physics Letters* **88** (2006)

37 H. C. Kandpal et al.,  
Journal of Applied Physics  
40 (2007) 1507

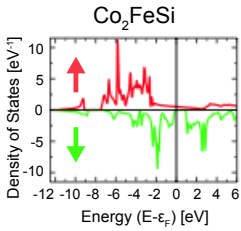


Abbildung 6: Zustandsdichte (DOS) von  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ . Das Spin  $\uparrow$ -Band liegt im positiven und das Spin  $\downarrow$ -Band im negativen Werte-Bereich.<sup>39</sup>

<sup>38</sup> Z. Gercsi et al., Applied Physics Letter **89** (2006)

<sup>39</sup> B. Balke et al., Science and Technology of Advanced Materials **9** (2008)

Zustandsdichte eine deutliche, 0,79 eV breite Energielücke im Minoritätsband von  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ , wie es aus Abbildung 6 ersichtlich wird.<sup>37</sup>

In Analogie zu  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  ist die Fermi-Energie  $\epsilon_F$  von  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  ebenfalls sehr nahe an der oberen Kante des Minoritätsvalenzbandes positioniert, wodurch auch dessen halbmetallischer Charakter auf theoretische Weise manifestiert wird. Experimentell konnten Gercsi et al. in dünnen, epitaktisch aufgewachsenen  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen mittels der PCAR-Methode eine Spinpolarisation von  $(49 \pm 2)\%$  beobachten, welche in enger Übereinstimmung mit der aus den TMR-Werten abgeleiteten Spinpolarisation von 50% liegt.<sup>38</sup>

Die Position der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  sowie die hohen Zustandsdichten an der oberen Kante des Minoritätsvalenzbandes machen die beiden Verbindungen  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  sowie  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  darüber hinaus äußerst instabil gegenüber thermischen Anregungen, wodurch möglicherweise die niedrigen TMR-Werte sowie die daraus abgeleiteten geringen Spinpolarisationen bei Raumtemperatur erklärt werden können.<sup>39</sup>

## Ursprung der Bandlücke

Im Jahre 2002 schlugen Galanakis et al. einen Mechanismus zur Erklärung der Energielücke im Minoritätsband von Heusler-Verbindungen der Form  $\text{Co}_2\text{YZ}$  vor, welcher in der gesamten Heusler-Gemeinschaft auf breite Anerkennung stieß.<sup>40</sup>

Die Energielücke findet demnach ihren Ursprung in einem zweifachen Hybridisierungsprozess zwischen den d-Zuständen der Co- und der Y-Atome. Das zugehörige Hybridisierungsschema ist in den Abbildungen 7 und 8 für das Y-Übergangsmetall Mn graphisch wiedergegeben.

Im ersten Schritt koppeln die fünf 3d-Co-Orbitale mit den entsprechenden Orbitalen des benachbarten Co-Atoms gemäß gültiger Symmetrietransformationen zu zwei bindenden ( $e_g$  und  $t_{2g}$ ) und zwei antibindenden ( $e_u$  und  $t_{1u}$ ) Orbitalen (vgl. Abb. 7). Durch die Kopplung dieser Co-Hybride mit den zugehörigen Mn-Orbitalen bilden sich im zweiten Hybridisierungsschritt insgesamt fünf bindende, besetzte Co-Mn-Bänder sowie fünf antibindende, unbesetzte Co-Mn-Bänder aus. Aufgrund fehlender Orbitale am Mn-Atom können die antibindenden Co-Orbitale hingegen nicht hybridisieren, wodurch die Fermi-Energie  $\epsilon_F$  zwischen diesen antibindenden Co-Orbitalen positioniert wird und eine Energielücke im Minoritätsband in Erscheinung tritt

40 I. Galanakis, Journal of Physics: Condensed Matter **14** (2002) K. Inomata et al., Journal of Physics D: Applied Physics **39** (2006) 816, S. Trudel et al., Journal of Applied Physics **43** (2010)

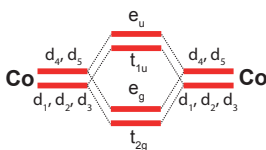


Abbildung 7: Schematische Darstellung der Co-Co-Hybridisierung. Die Orbitale  $d_1 \dots d_5$  repräsentieren die Orbitale  $d_{xy}$ ,  $d_{yz}$ ,  $d_{zx}$ ,  $d_{z^2}$  und  $d_{x^2-y^2}$ .<sup>40</sup>

(vgl. Abb. 8).

Während die Breite der Energielücke  $\Delta E$  stark mit der Wechselwirkung zwischen den Co-Atomen variiert, kann sich das Z-Atom infolge seiner energetisch tiefer liegenden s- und p-Bänder nicht an der Bildung der Energielücke beteiligen. Aufgrund seiner hohen Elektronennegativität trägt das Z-Atom aber auf signifikante Weise sowohl zur Verschiebung des Majoritätsbandes, d.h. zum Wert des gesamten Spinmomentes, als auch zur Gesamtzahl der Elektronen, d.h. zur Lage der Fermi-Energie  $\epsilon_F$  bei. Das Minoritätsband verfügt demzufolge über insgesamt zwölf besetzte Zustände, von denen acht aus der Hybridisierung sowie vier vom Z-Atom (1s und 3p Orbitale) resultieren.

In der Einheitszelle divergieren die Spinaufspaltungen der Elektronenzustände verschiedener Atome beträchtlich voneinander, so dass die Zustände der Majoritätsladungsträger des Mn-Atoms in Richtung niedrigerer Energien verschoben werden und dort mit den entsprechenden Zuständen der Co-Atome ein gemeinsames Band ausbilden. Dadurch entsteht der metallische Charakter in der Zustandsdichte der Majoritätsladungsträger, während die Energielücke lediglich in der Zustandsdichte der Minoritätsladungsträger zum Vorschein kommt.

## Magnetismus

Der Ursprung des ferromagnetischen Verhaltens von  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Verbindungen basiert auf ihrer komplexen elektronischen Bandstruktur und stellt bis heute ein rätselhaftes Phänomen dar.

Nach Kurtulus et al. wird der Ferromagnetismus in der Heusler-Verbindung  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  durch die *direkte Austauschwechselwirkung* der an den Co- und Mn-Atomen lokalisierten magnetischen Momente vermittelt (vgl. Gl. 64 auf Seite 169).<sup>41</sup>

Neben dieser dominierenden Co-Mn-Wechselwirkung wird auch der Mn-Mn-Wechselwirkung sowie der Kopplung von Momenten benachbarter Co-Atom-Untergitter eine große Bedeutung für die Stabilisierung des Ferromagnetismus beigemessen. Diese beiden Wechselwirkungen werden allerdings durch die *RKKY-Wechselwirkung* vermittelt, da in Abhängigkeit der interatomaren Entfernungen charakteristische Oszillationen der Austauschparameter in Erscheinung treten. Währenddessen füllt das Si-Atom aufgrund seiner Elektronennegativität die Majoritätsbänder mit zusätzlichen Elektronen auf, wodurch die lokalisierten Momente an den Co- und Mn-Seiten beeinflusst werden.

Im Gegensatz zu  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  konnten in der Literatur noch keine

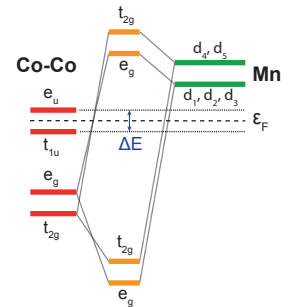
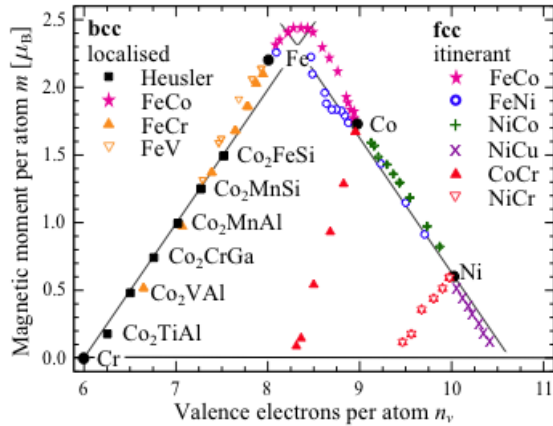


Abbildung 8: Schematische Darstellung der Co-Mn Hybridisierung. Die Orbitale  $d_1 \dots d_5$  repräsentieren die Orbitale  $d_{xy}$ ,  $d_{yz}$ ,  $d_{zx}$ ,  $d_{z^2}$  und  $d_{x^2-y^2}$ .<sup>40</sup>

<sup>41</sup> I. Galanakis et al., Applied Physics Letters **89** (2006)



Abbildung 9: Zusammenhang zwischen dem magnetischen Moment und der Anzahl von Valenzelektronen gemäß der Slater-Pauling-Regel.<sup>44</sup>



detaillierten Studien über die Kopplungsmechanismen weiterer Co-basierter Heusler-Verbindungen gefunden werden. Aufgrund der sich ähnelnden elektronischen Eigenschaften sollten allerdings die ferromagnetischen Kopplungsmechanismen in den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Verbindungen (mit  $\text{Y} = \text{Mn, Fe}$  sowie  $\text{Z} = \text{Si, Al}$ ) erwartungsgemäß mit denen in  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  übereinstimmen.

IN DEN CO-BASIERTEN HEUSLER-VERBINDUNGEN kann aufgrund der elektronischen Bandstruktur eine ferromagnetische Besonderheit beobachtet werden, welche in einem ganzzahligen magnetischen Moment zum Ausdruck kommt und der Slater-Pauling-Regel gehorcht.

Im Jahre 1937 entdeckten Slater und Pauling unabhängig voneinander, dass das magnetische Moment von 3d-Metallen sowie ihren binären Verbindungen durch die mittlere Anzahl von Valenzelektronen pro Atom  $n_v$  abgeschätzt werden kann.<sup>42</sup>

Infolge dieser Abschätzung können die entsprechenden Materialien bezüglich ihres magnetischen Ursprungs in zwei Klassen unterteilt werden, wie es aus Abbildung 9 ersichtlich wird. Der *itinerante Magnetismus* kann in Systemen mit einer hohen Konzentration an Valenzelektronen ( $n_v \geq 8$ ) sowie einer enggepackten Kristallstruktur (fcc oder hexagonal dichteste Kugelpackung (engl.: hexagonal close-packing spheres (hcp))) beobachtet werden, wohingegen der *lokalisierte Magnetismus* vorwiegend in kubisch-raumzentrierten (engl.: body centered cubic (bcc))- und bcc-ähnlichen Systemen mit einer geringen Konzentration von Valenzelektronen ( $n_v \leq 8$ ) in Erscheinung tritt.

In den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Verbindungen sind aufgrund der Energielücke alle sp-Zustände sowie drei d-Zustände im Minoritätsband besetzt.

<sup>42</sup> L. Pauling, Physical Review 54 (1938) 899, J. C. Slater, Journal of Applied Physics 8 (1937) 385

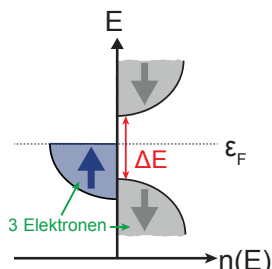


Abbildung 10: Schematische Darstellung der spinaufgespaltenen Bandstruktur.

Das magnetische Moment der Co-basierten Heusler-Verbindungen pro Atom in Einheiten des *Bohrschen Magnetons*  $\mu_B$  ist auf der Seite des lokalisierten Magnetismus positioniert und kann gemäß

$$m(n_V) = (n_V - 6) \mu_B \quad (2)$$

einfach durch Subtraktion der Zahl sechs von der mittleren Zahl der Valenzelektronen  $n_V$  abgeschätzt werden (vgl. Abb. 10).<sup>43</sup> Die  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Verbindungen haben darüber hinaus vier Atome pro Einheitszelle vorzuweisen, so dass das magnetische Moment auch durch

$$m(N_V) = (N_V - 24) \mu_B. \quad (3)$$

definiert werden kann, wobei  $N_V$  die akkumulierte Zahl der Valenzelektronen in der primitiven Einheitszelle repräsentiert.<sup>44</sup> Die Heusler-Verbindungen  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  verfügen gemäß der Slater-Pauling-Regel aufgrund ihrer 29 Valenzelektronen pro Einheitszelle ein ganzzahliges magnetisches Moment von  $5 \mu_B/\text{f.u.}$  (vgl. Abb. 9).

In  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  konnten Buschow et al. sowie Elmers et al. experimentell ein magnetisches Moment von  $4.96 \mu_B/\text{f.u.}$  bzw.  $4.91 \mu_B/\text{f.u.}$  nachweisen, welches das mittels der Slater-Pauling-Regel berechnete Moment sehr gut bestätigte.<sup>45</sup>

Auch das experimentell bestimmte magnetische Moment von  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  liegt mit Werten zwischen  $4.86 \mu_B/\text{f.u.}$  und  $5.17 \mu_B/\text{f.u.}$  erwartungsgemäß in enger Übereinstimmung mit dem vorhergesagten Moment von  $5 \mu_B/\text{f.u.}$ <sup>46</sup>

Für die Heusler-Verbindung  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  prognostiziert die Slater-Pauling-Regel aufgrund der 30 Valenzelektronen pro Einheitszelle hingegen ein ganzzahliges magnetisches Moment von  $6 \mu_B/\text{f.u.}$ , welches experimentell sowie theoretisch durch Wurmehl et al. vollständig verifiziert werden konnte (vgl. Abb. 9).<sup>47</sup>

## Einschränkungen der Halbmetallizität

Die Grundlage theoretischer Modelle zur Berechnung der elektronischen Bandstruktur wird von idealisierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Bulkmaterialien im ferromagnetischen Grundzustand gebildet.

In dünnen, konventionell hergestellten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen können dagegen vermehrt Effekte wie die atomare Unordnung innerhalb des Kristallgitters, temperaturbedingte Defekte oder die Spin-Bahn-Wechselwirkung in Erscheinung treten, welche die Erzeugung von *Defektzuständen* und damit verbunden eine Verengung der Energielücke im Minoritätsband zur Folge haben.

<sup>43</sup> Die Zahl 6 ist äquivalent zur Anzahl aller besetzten Majoritäts- und Minoritätszustände, d.h. zweimal die besetzten Minoritätszustände (vgl. Abb. 10).

<sup>44</sup> G. H. Fecher et al., Journal of Applied Physics **99** (2006) I. Galanakis et al., Physical Review B **66** (2002) H. C. Kandpal et al., Journal of Applied Physics **40** (2007) 1507, J. Kübler, Clarendon Press Oxford (2000)

<sup>45</sup> K. H. J. Buschow et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials **38** (2005) H. J. Elmers et al., Physical Review B **67** (2003) 104412

<sup>46</sup> P. J. Brown et al., J. Phys.: Condens. Matter **12** (2000) S. Ishida et al., Physica B **245** (1998) P. J. Webster et al., Springer Berlin, 1988

<sup>47</sup> S. Wurmehl et al., Applied Physics Letters **88** (2006)



Diese Defektzustände können dabei nicht nur auf signifikante Weise die Spinpolarisation an der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  reduzieren, sondern auch die Ausprägung des Ferromagnetismus in den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen dominieren. Das Fehlen eines experimentellen Nachweises der Halbmetallizität kann demzufolge mit der Existenz dieser Defektzustände womöglich vollständig erklärt werden.

### Atomare Unordnung

In den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen können prinzipiell zwei Formen der atomaren Unordnung zum Vorschein kommen, welche sich hinsichtlich ihrer destruktiven Wirkung allerdings beträchtlich voneinander unterscheiden.<sup>48</sup>

Bei *Atomvertauschungen* (engl.: *swaps*) tauschen benachbarte Atome ihre Plätze aus, wobei die chemische Zusammensetzung des Filmes stets konserviert bleibt. Bei einem Y-Z-swap besitzt die defekte Kristallstruktur beispielsweise ein Y-Atom auf einem Z-Platz und ein Z-Atom auf einem Y-Platz. Aufgrund seiner Nähe zur  $B_2$ -Kristallstruktur hat sich für diese Y-Z-swaps auch die Bezeichnung *B<sub>2</sub>-artige Unordnung* eingebürgert (vgl. Abb. 1 und 11b). In Analogie zu den Y-Z-swaps werden die Co-Y-swaps dementsprechend auch als *DO<sub>3</sub>-artige Unordnung* bezeichnet (vgl. Abb. 2 und 11c).

Neben den Atomvertauschungen können auch *Antistrukturdefekte* (engl.: *antisites*) auftreten, welche jedoch mit einer Veränderung der chemischen Zusammensetzung verknüpft sind. Bei einem  $\text{Co}_Y$ -Antisite-Defekt besetzt beispielsweise ein Y-Atom anstelle des Co-Atoms dessen Platz, wodurch das Co-Atom aus dem Kristallgitter entfernt wird (vgl. Abb. 12b).

$\text{Co}_Y$ -Atomvertauschungen sowie  $\text{Co}_Y$ -Antistrukturdefekte führen zu einer veränderten Kristallfeld-Symmetrie an gegebenen Co- oder Y-Atomplätzen, wodurch aufgrund zusätzlicher Aufspaltungen der d-Orbitale neue Zustände an der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  erzeugt werden.<sup>49</sup>

Picozzi et al. untersuchten den Einfluss der atomaren Defekte auf die halbmetallischen Eigenschaften von  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  mittels der FLAPW-Methode in Superzellen und konnten für die  $\text{Mn}_{\text{Co}}$ -Antisite-Defekte und die Mn-Si-Swaps keine signifikanten Veränderungen der Energielücke beobachten (vgl. Abb. 11b und 12c).<sup>50</sup>

Währenddessen gehen  $\text{Co}_{\text{Mn}}$ -Antisite-Defekte sowie die Co-Mn-Swaps mit stark lokalisierten Defektzuständen innerhalb der

<sup>48</sup> I. Galanakis et al., Applied Physics Letters **89** (2006) Z. Geraci et al., Journal of Physics: Condensed Matter **19** (2007) Y. Miura et al., Physical Review B **69** (2004) 144413, M. Oogane et al., Journal of Physics D: Applied Physics **39** (2006) A. Picozzi et al., Physical Review B **66** (2002)

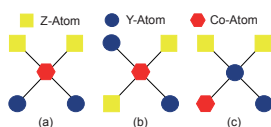


Abbildung 11: Atomvertauschungen in  $\text{Co}_2\text{YZ}$ : (a) ohne, (b) Y-Z- und (c) Co-Y-Vertauschung.

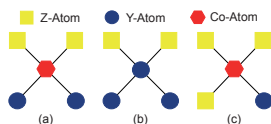


Abbildung 12: Antistrukturdefekte in  $\text{Co}_2\text{YZ}$ : (a) ohne, (b)  $\text{Co}_Y$ - und (c)  $\text{YZ}$ -Antistruktur-Defekt.

<sup>49</sup> Z. Geraci et al., Journal of Physics: Condensed Matter **19** (2007)

<sup>50</sup> S. Picozzi et al., Physical Review B **69** (2004) 094423

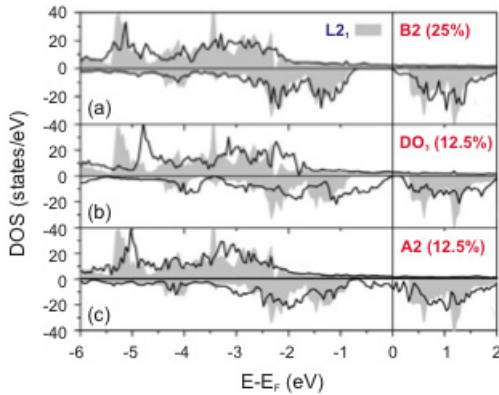


Abbildung 13: Zustandsdichte (DOS) von  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  mit (a) B2-, (b)  $\text{DO}_3$ - und (c) A2- artiger Unordnung. Die DOS der  $\text{L}_{21}$ -Struktur ist im Hintergrund grau unterlegt.<sup>52</sup>

Energielücke einher, welche entweder sehr nahe an der Fermi-Energie  $\epsilon_F$  angesiedelt sind (Co-Mn-Swaps) oder sogar an diese angrenzen ( $\text{Co}_{\text{Mn}}$ -Antisite), wodurch der halbmetallische Charakter vollständig verloren geht (vgl. Abb. 11c und 12b).

Den Berechnungen von Galanakis et al. zufolge, kann lediglich eine gegenseitige Substitution von Mn- und Si-Atomen (B2-artige Unordnung) von maximal 20% den halbmetallischen Charakter von  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  nicht zerstören.<sup>51</sup>

Für  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  konnte von Gercsi et al. eine ähnliche Sensitivität der Halbmetallizität gegenüber den oben beschriebenen Unordnungsformen beobachtet werden, wie es die Abbildung 13 veranschaulicht.<sup>52</sup>

Eine B2-artige Unordnung von 25% ruft die Bildung von neuen Zuständen an der unteren Kante des Minoritätsleitungsbandes hervor, welche sich bis zur Fermi-Kante  $\epsilon_F$  erstrecken. Der halbmetallische Charakter von  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  bleibt ungeachtet dieser zusätzlichen Zustände dennoch erhalten (vgl. Abb. 13a).

Die Substitution von Co- und Fe-Atomen ( $\text{DO}_3$ -artige Unordnung) in Höhe von 12.5% erzeugt hingegen Defektzustände an der oberen Kante des Minoritätsvalenzbandes, welche aufgrund ihrer Ausbreitung in Richtung der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  eine Verengung der halbmetallischen Energielücke zur Folge haben, wie aus Abbildung 13b ersichtlich wird. Trotz dieser Verengung bleibt die 100%ige Spinpolarisation aufrechterhalten. Mit zunehmender  $\text{DO}_3$ -Unordnung verengt sich jedoch die halbmetallische Energielücke zunehmend, so dass schließlich bei einer Unordnung von 20% und darüber keine Energielücke mehr beobachtet werden kann.

Bei einem Austausch von Co- und Si-Atomen von 12.5% (A2-artige Unordnung) ist dagegen die halbmetallische Energielücke

<sup>51</sup> I. Galanakis et al., Journal of Physics D: Applied Physics **39** (2006)

<sup>52</sup> Z. Gercsi et al., Journal of Physics: Condensed Matter **19** (2007)

<sup>53</sup> K. Inomata et al., Journal of Physics D: Applied Physics **39** (2006) 816

<sup>54</sup> P. A. Dowben et al., J. App. Phys. **93** (2003) R. Skomski et al., Europhysical Letters **58** (2002)

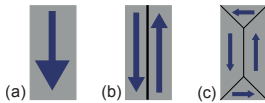


Abbildung 14: Schematische Darstellung verschiedener Domänenstrukturen.

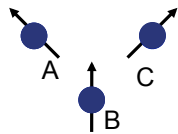


Abbildung 15: Schematische Darstellung einer nicht-kollinearen Spinanordnung benachbarter Atome.

<sup>55</sup> M. Ležaić et al., Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 026404

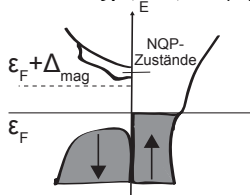


Abbildung 16: Veranschaulichung der NQP-Zustände innerhalb der Bandstruktur.

<sup>56</sup> L. Chioncel et al., Phys. Rev. Lett. **96** (2006) V. Y. Irkhin et al., J. Phys.: Condens. Matter **19** (2007) 315201

durch die vielen Defektzustände komplett geschlossen und die Halbmetallizität vollkommen zerstört (vgl. Abb. 13c).

Währenddessen konnten Inomata et al. experimentell in  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  eine identische Spinpolarisation von 56.2% sowohl in der B2- als auch in der A2-Kristallstruktur nachweisen, wodurch eine Unempfindlichkeit der halbmetallischen Energielücke von  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  gegenüber Fe-Al- sowie Co-Al-Swaps signalisiert wird.<sup>53</sup>

### Temperaturbedingte Defekte

Neben der atomaren Unordnung können oberhalb des absoluten Temperatur-Nullpunktes auch *nicht-kollineare Effekte* oder *thermische Spinfluktuationen* zusätzliche Zustände in die Energielücke des Minoritätsbandes induzieren und dadurch den halbmetallischen Charakter zerstören.<sup>54</sup>

Im Allgemeinen können ferromagnetische Materialien über *magnetische Dömanen* verfügen, in denen die Richtung der lokalen Magnetisierung nicht notwendigerweise parallel zur globalen Magnetisierungsrichtung orientiert ist (vgl. Abb. 14). Auch die Spinachsen benachbarter Atome können in diesen Bereichen deutlich von der lokalen Magnetisierungsrichtung abweichen, wie es in mehrkomponentigen Materialien (z.B.  $\text{Co}_2\text{YZ}$ ) oftmals beobachtet werden kann (vgl. Abb. 15). Diese beiden Nicht-Kollinearitäten bedingen stets die Existenz partieller Projektionen der Spin  $\uparrow$ -Zustände eines jeden Atoms auf die Spin  $\downarrow$ -Zustände ihrer Nachbaratome, wodurch zur Fermi-Kante  $\epsilon_F$  symmetrische Defektzustände in der halbmetallischen Energielücke generiert werden.<sup>55</sup>

Eine temperaturbedingte Depolarisation der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme kann ferner auch durch *Nicht-Quasiteilchen-Zustände* (engl.: *Non-Quasiparticle (NQP) states*) ausgelöst werden, welche aus einer Superposition von Spin  $\uparrow$ -Elektronen-Anregungen und virtuellen Magnonen hervorgehen und in einer asymmetrischen Füllung der Energielücke resultieren (vgl. Abb. 16). Während diese Zustände am absoluten Temperatur-Nullpunkt weit oberhalb der Fermi-Energie  $\epsilon_F$  angesiedelt sind, verbreitern sich diese mit zunehmender Temperatur in Richtung von  $\epsilon_F$ , wodurch die Halbmetallizität schrittweise mit wachsender Temperatur reduziert wird (vgl. Abb. 53 und 54 auf Seite 49).<sup>56</sup>

### Spin-Bahn-Wechselwirkung

Die Spin-Bahn-Wechselwirkung koppelt die Majoritäts- und Minoritätsladungsträger miteinander, so dass Spin-Flip-Streupro-

zesse auftreten und zusätzliche Zustände in die Energielücke des Minoritätsbandes induziert werden können. Die Halbmetallizität der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Verbindungen kann demnach unabhängig von den ordnungs- und temperaturbedingten Defekten allein durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung beeinträchtigt werden.<sup>57</sup> Die Ausprägung dieser Wechselwirkung wird dabei nicht nur durch das Gewicht der beteiligten Elemente, sondern auch durch die Position der Fermi-Energie  $\epsilon_F$  innerhalb der halbmetallischen Energielücke gesteuert.<sup>58</sup>

An den Rändern ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung stärker als im Zentrum der halbmetallischen Energielücke ausgeprägt, da dort aufgrund vermehrt auftretender Minoritätsladungsträger die Wahrscheinlichkeit für Spin-Flip-Streuprozesse der Majoritätsladungsträger deutlich erhöht ist. Aufgrund der kleinen Bahnmomente der Co-, Y- und Z-Atome kann die Spinpolarisation der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Verbindungen an der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  trotz Spin-Bahn-Wechselwirkung dennoch sehr hoch sein.<sup>59</sup>

So berichteten beispielsweise Sargolzaei et al. in  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  von einer 5%igen-Abnahme der Spinpolarisation auf 95%, während die Spin-Bahn-Wechselwirkung in  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  die Spinpolarisation um lediglich 3% auf 97% reduzierte.<sup>60</sup>

## Filmpräparation

Für die Herstellung ternärer und stöchiometrisch definierter Dünnschichten, wie die präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme, haben sich drei auf dem Prinzip der *Kathodenzerstäubung* (engl.: *Sputterdeposition*) basierende und bereits für wissenschaftliche wie auch industrielle Anwendungen etablierte Techniken herauskristallisiert. Diese drei Techniken umfassen die *Ko-Sputterdeposition*, die *Multischicht-Sputterdeposition* sowie die *Sputterdeposition von stöchiometrischen Kompositargets*.

Bei der Ko-Sputterdeposition werden einelementige Targets auf zueinander kippbaren Sputterquellen verwendet, deren Atome gleichzeitig auf das zu beschichtende Substrat auftreffen und erst dort den gewünschten, ternären Dünnschicht ausbilden.

Währenddessen wird das Substrat bei der Multischicht-Sputterdeposition mit alternierenden Schichten der einelementigen Targets bedeckt. Erst durch das nachträgliche Auslagern findet eine Durchmischung der einzelnen Schichten und damit verbunden die Bildung des Dünnschicht mit der angestrebten Stöchiometrie statt. Dabei können sich jedoch auch nicht-stöchiometrisch stabile Bereiche ausbilden, welche die Homogenität des erzeugten

<sup>57</sup> P. Mavropoulos et al., *Physical Review B* **69** (2004)  
P. Mavropoulos et al., *Journal of Physics: Condensed Matter* **16** (2004)

<sup>58</sup> Schwere Elemente bewirken eine deutlich stärkere Spin-Bahn-Wechselwirkung als leichte Elemente.

<sup>59</sup> I. Galanakis, *Phys. Rev. B* **71** (2005) S. Picozzi et al., *Physical Review B* **69** (2004) 094423

<sup>60</sup> M. Sargolzaei et al., *Physical Review B* **74** (2006)

Tabelle 3: Gegenüberstellung der Co<sub>2</sub>YZ-Targetkomposition und der daraus resultierenden Filmkomposition.<sup>64</sup>

Verbindung	Targetkomposition (at %)	Filmkomposition (at %)
Co <sub>2</sub> FeAl	Co 2 Fe 1 Al 1	Co 2 Fe 0.98 Al 0.985
Co <sub>2</sub> FeSi	Co 2 Fe 1 Si 1	Co 2 Fe 0.953 Si 0.925
Co <sub>2</sub> MnSi	Co 2 Mn 1.28 Si 1.29	Co 2 Mn 0.985 Si 0.968

<sup>61</sup> S. Kämmerer, PhD thesis, Bielefeld University, 2004

<sup>62</sup> Der Haftkoeffizient spiegelt die Wahrscheinlichkeit dafür wider, dass ein auf die Substratoberfläche auftreffendes Atom an dieser auch haften bleibt.

<sup>63</sup> Das Kürzel ICP-OES kennzeichnet die *Inductively Coupled Plasma Optical Emission Spectroscopy*.

<sup>64</sup> D. Ebke, PhD thesis, Bielefeld University, 2010

<sup>65</sup> Die *Gitterfehlpassung* ist ein qualitatives Maß für das epitaktische Wachstum und sollte stets < 10% sein.

<sup>66</sup> S. Trudel et al., *Journal of Applied Physics* 43 (2010)

Dünnschichten auf beträchtliche Weise stören können.<sup>61</sup>

Aufgrund der nicht-kippbaren Sputterquellen hat sich die Sputterdeposition mit stöchiometrischen Kompositargets für die hier benutzte DC/RF-Magnetron-Sputteranlage der Firma LEYBOLD SYSTEMS DRESDEN als optimale Technik für die Fertigung homogener und stöchiometrischer Co<sub>2</sub>YZ-Filme herauskristallisiert. In dieser Sputterkammer herrschte ein Basisdruck von  $3 \times 10^{-7}$  mbar, welcher sich während des Sputterprozesses durch Einlass des Sputtergases Argon auf einen Arbeitsdruck zwischen  $1.5 \times 10^{-3}$  mbar und  $1.5 \times 10^{-2}$  mbar erhöhte.

Die Stöchiometrie der Kompositargets sollte prinzipiell auch auf der Substrat-Oberfläche anzutreffen sein. Aufgrund der unterschiedlichen, materialspezifischen *Haftkoeffizienten* (*engl.: sticking coefficients*) kann die chemische Zusammensetzung des deponierten Dünnschichtfilms allerdings beträchtlich von der des verwendeten Komposit-Targets abweichen.<sup>62</sup>

In Tabelle 3 sind dazu die mittels (ICP-OES)-Analyse von der Firma CURRENTA GMBH & Co. OHG untersuchten chemischen Zusammensetzungen der drei hergestellten Co<sub>2</sub>YZ-Filme und die zugehörigen Targetkompositionen zum Vergleich einander gegenübergestellt.<sup>63</sup>

Die chemischen Zusammensetzungen der hergestellten Co<sub>2</sub>YZ-Filme liegen dabei in guter Übereinstimmung mit den zugehörigen Targetkompositionen sowie den für Co<sub>2</sub>YZ-Verbindungen angestrebten Stöchiometrien.<sup>64</sup>

Neben der Stöchiometrie kann die Leistungsfähigkeit dünner Co<sub>2</sub>YZ-Filme auch auf signifikante Weise durch externe Wachstumsparameter, wie beispielsweise durch die Wahl der Filmdicke oder des Substrates gesteuert werden. So konnten sich bei der Herstellung dünner Co<sub>2</sub>YZ-Filme aufgrund der geringen *Gitterfehlpassung* Substrate aus GaAs sowie MgO mit einer (001)-Orientierung als optimales Fundament für epitaktisches Wachstum etablieren.<sup>65</sup>

Die Co<sub>2</sub>YZ-Filme mit einer Gitterkonstante von annähernd 5.70 Å können dabei auf das Gitter der (001)GaAs-Substrate ( $a_{\text{GaAs}} = 5.65 \text{ \AA}$ ) direkt epitaktisch aufwachsen.<sup>66</sup>

Währenddessen kristallisiert MgO in einer fcc-Struktur mit einer Gitterkonstante von 4.21 Å, so dass für die Co<sub>2</sub>YZ-Filme hier eine epitaktische „Würfel-auf-Würfel“ Beziehung wie bei den GaAs-Substraten ausgeschlossen ist. Da die Diagonalen einer jeden MgO-Gitterfläche allerdings eine Länge von  $\sqrt{2} \times a_{\text{MgO}} = 5.9 \text{ Å}$  besitzen, ist es aus energetischer Sicht am günstigsten, wenn die Co<sub>2</sub>YZ-Filme um 45° bezüglich der kubischen MgO-Struktur gedreht auf das MgO-Substrat aufwachsen (vgl. Abb. 17). Die entsprechende Gitterfehlانpassung von ungefähr 4% zwischen der MgO[100]-Gitterkonstanten und dem Atomabstand in [110]-Richtung von Co<sub>2</sub>YZ erlaubt dann ebenfalls epitaktisches Wachstum.

Da die Charakterisierung der präsentierten Co<sub>2</sub>YZ-Filme im Rahmen dieser Arbeit größtenteils mittels elektrischer Transportmessungen erfolgte, wurde für die Deposition der entsprechenden Schichtsysteme von isolierenden (001)MgO-Substraten mit einer Größe von (10 × 10 mm<sup>2</sup>) sowie einer Dicke von 5 mm Gebrauch gemacht.<sup>67</sup>

Diese Substrate besitzen an Luft die Affinität, mit Wasser (H<sub>2</sub>O) sowie Kohlenstoffdioxid (CO<sub>2</sub>) chemische Reaktionen einzugehen. Lediglich *Auslagerungsprozesse* oberhalb von 1000°C können effizient die entstandenen Reaktionsprodukte (z.B. MgO<sub>2</sub>) von der MgO-Oberfläche entfernen.<sup>68</sup>

Neben dem Auslagerungsprozess bietet auch die Deposition einer *Unterschicht* (engl.: *Buffer*) auf die Oberfläche des Substrates eine Alternative, um dem eigentlichen Film eine glatte und reine Oberfläche frei von Verschmutzungen zur Verfügung stellen und demzufolge epitaktisches Filmwachstum gewährleisten zu können. Um die elektrischen Transportmessungen nicht durch Interferenzen mit den Co<sub>2</sub>YZ-Filmen zu behindern und um nicht während des notwendigen Auslagerungsprozesses in die Co<sub>2</sub>YZ-Filme hinein zu diffundieren, muss der ausgewählte Buffer aus einem isolierenden Material mit einer hohen Schmelztemperatur bestehen.

Nach D. Ebke erfüllt ein MgO-Buffer mit einer Filmdicke von 5 nm alle diese Bedingungen auf optimale Weise und garantiert darüber hinaus dem anschließend deponierten 20 nm dünnen Co<sub>2</sub>YZ-Film ein glattes und epitaktisches Aufwachsen. Zum Abschluss wurde noch ein 1.8 nm dünner MgO-Film auf das Schichtsystem deponiert, um die Co<sub>2</sub>YZ-Filme vor Oxidationen an der Luft zu schützen (vgl. Abb. 18). Das ausgewählte Schichtsystem basiert dabei auf den von D. Ebke im Rahmen seiner Doktorarbeit optimierten *halben MTJs*, in welchen verschiedene

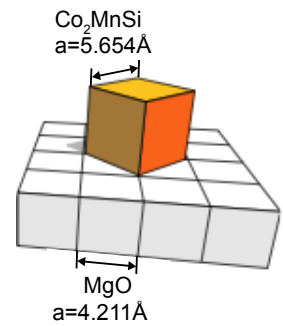


Abbildung 17: Schematische Darstellung der epitaktischen Beziehung zwischen Co<sub>2</sub>MnSi und einem MgO-Substrat.<sup>66</sup>

<sup>67</sup> Datenblatt CrysTec GmbH

<sup>68</sup> J. Du et al., *Superconducting Science and Technology* **18** (2005) 1035

<sup>69</sup> D. Ebke, PhD thesis, Bielefeld University, 2010

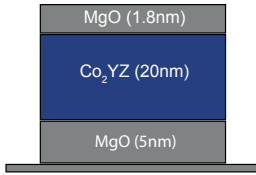


Abbildung 18: Schematische Darstellung des verwendeten Schichtsystems.

<sup>70</sup> S. Kämmerer, PhD thesis, Bielefeld University, 2004, M. Z. Obaida, PhD thesis, Ruhr-Universität Bochum, 2011

<sup>71</sup> B. Balke et al., Science and Technology of Advanced Materials **9** (2008) K. Kobayashi et al., Journal of Alloys Compd. **399** (2005) K. Kobayashi et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials **310** (2007)

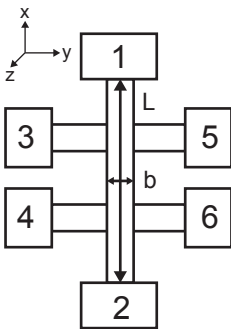


Abbildung 19: Schematische Darstellung der verwendeten Hallbar-Struktur.

<sup>72</sup> I. Isenberg et al., The Review of Scientific Instruments **19** (1948) 685

Co<sub>2</sub>YZ-Filme als Elektrode implementiert und mit einem Isolator (*Barriere*) abgedeckt wurden.<sup>69</sup>

Die Deposition mit niedrigen Substrattemperaturen und/oder hohen Depositionsraten ( $\sim 0.5 \text{ nm/s}$ ) resultiert im Allgemeinen aufgrund begrenzter Oberflächendifusionen in einer mangelnden Kristallinität der deponierten Filme.<sup>70</sup>

Um Kristallisation sowie atomare Ordnung in die bei Raumtemperatur deponierten Co<sub>2</sub>YZ-Filme zu induzieren, wurden die Schichtsysteme in einem externen Vakuumofen bei einem Druck von  $10^{-7}$  mbar einem einstündigen Auslagerungsprozess unterzogen. Die *Auslagerungstemperaturen* variierten dabei zwischen 200°C und 700°C (Co<sub>2</sub>FeZ) sowie 500°C (Co<sub>2</sub>MnSi) um den Effekt der schrittweisen Änderung der strukturellen, atomaren sowie magnetischen Ordnung im Hinblick auf die elektrischen und magnetischen Transporteigenschaften untersuchen zu können. Das hochtemperierte Auslagern ist dabei zwingend notwendig, um gut geordnete Co<sub>2</sub>YZ-Filme, optimalerweise mit L<sub>21</sub>-Struktur herzustellen, da ein Phasenübergang zwischen B<sub>2</sub>- und L<sub>21</sub>-Struktur in Bulkmaterialien meist erst bei annähernd 700°C beobachtet werden kann.<sup>71</sup>

Aufgrund der bei 600°C einsetzenden Zersetzung der Co<sub>2</sub>MnSi-Verbindung in eine substantielle Menge von Co sowie Mn und Co<sub>2</sub>Si, wurde für die deponierten Co<sub>2</sub>MnSi-Filme hingegen eine maximale Auslagerungstemperatur von 500°C ausgewählt.<sup>73</sup>

Um die elektrischen sowie magnetischen Transporteigenschaften der flächig-deponierten Co<sub>2</sub>YZ-Filme optimal vermessen zu können, mussten diese mittels optischer Lithographie in Kombination mit Argon-Ionenstrahlätzen zuerst in eine *Hallbrücke* (engl.: *Hallbar*) mit einer Länge *L* von 200  $\mu\text{m}$  sowie einer Breite *b* von 80  $\mu\text{m}$  strukturiert werden (vgl. Abb. 19). Die Dimensionen der verwendeten Hallbar-Struktur wurde dabei im Hinblick auf das größtmögliche Signal-zu-Rausch-Verhältnis ausgewählt.<sup>72</sup>

Im Anschluss an ihre Strukturierung wurden die Co<sub>2</sub>YZ-Filme auf spezielle IC-Bondsockel geklebt und durch kurze Ultraschallimpulse (*Bonden*) mit diesen über 25  $\mu\text{m}$  dicke Aluminiumdrähte elektrisch verbunden. Die kontaktierten Co<sub>2</sub>YZ-Filme wurden anschließend in einem Kryostaten der Firma CRYOGENIC LTD. in Vierpunkt-Messgeometrie vermessen.



# Analyse der Kristallstruktur

Die halbmetallischen Eigenschaften der präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme sind definitionsgemäß in ihrer besonderen elektronischen Bandstruktur begründet, welche beträchtlich von der chemischen Zusammensetzung und der Kristallstruktur beeinflusst werden kann. Die herstellungsbedingte atomare Unordnung innerhalb der Kristallstruktur lässt sich durch nachträgliche Auslagerungsprozesse deutlich reduzieren bzw. vollständig eliminieren. Die Entwicklung der kristallographischen sowie der magnetischen Ordnung in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur wird mittels Röntgenbeugung (XRD) und Alternating Gradient Magnetometrie (AGM) ausgiebig untersucht.

## *Kristallographische Eigenschaften der $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -, $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - & $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme*

Die Strukturcharakterisierung der drei präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme ( $Y = \text{Fe}, \text{Mn}$  und  $Z = \text{Al}, \text{Si}$ ) mittels Röntgenbeugung wird mit einem X'pert PRO MPD Diffraktometer der Firma PHILIPS in der *Bragg-Bretano-Geometrie* durchgeführt, bei der nur Kristallite mit den Netzebenen parallel zur Oberfläche zu der messbaren Reflexintensität beitragen können.<sup>73</sup>

Eine Kupfer-Anode mit einer Leistung von 2 kW dient als  $\text{K}_\alpha$ -Quelle und emittiert Röntgenstrahlung mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 0.154 \text{ nm}$ .

### *XRD-Diffraktogramme*

Für Heusler-Verbindungen der Form  $\text{Co}_2\text{YZ}$  können drei Arten von Reflexen von den vier ineinander verschachtelten, kubisch-flächenzentrierten (fcc) Untergittern identifiziert werden. Die (hkl)-Ebenen mit entweder nur geraden oder nur ungeraden Miller-Indizes resultieren in einer nicht-verschwindenden Intensität. Darüber hinaus führen die Miller-Indizes, die ein gerades

<sup>73</sup> Dieser Untersuchungsmodus wird auch als *out-of-plane Modus* bezeichnet.



oder ungerades Vielfaches der Zahl zwei sind, ebenfalls zu einer beobachtbaren Intensität:

- *Alle Indizes gerade Vielfache von zwei:* Die (hkl)-Reflexe charakterisieren die A<sub>2</sub>-Struktur (z.B. (022), (004),....) und der entsprechende Strukturfaktor ist für  $h + k + l = 4n$  mit  $n \in \mathbb{N}$  definiert durch  $|F_{hkl}|^2 = 16 [2f_{Co} + f_Y + f_Z]^2$
- *Alle Indizes ungerade Vielfache von zwei:* Die (hkl)-Reflexe charakterisieren die B<sub>2</sub>-Struktur (z.B. (002), (222),....) und der Strukturfaktor ist für  $h + k + l = 2(2n - 1)$  mit  $n \in \mathbb{N}$  definiert durch  $|F_{hkl}|^2 = 16 [2f_{Co} - (f_Y + f_Z)]^2$ .
- *Alle Indizes ungerade:* Die (hkl)-Reflexe charakterisieren die L<sub>21</sub>-Struktur (z.B. (111), (113),....) und der entsprechende Strukturfaktor ist für  $h + k + l = 2n + 1$  mit  $n \in \mathbb{N}$  definiert durch  $|F_{hkl}|^2 = 16 [(f_Y - f_Z)^2]$ .

74 B. D. Cullity, Addison-Wesley, Reading, MA (1956)  
P. J. Webster, Contem. Phys. **10** (1969)

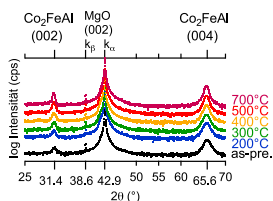


Abbildung 20:  
XRD-Diffraktogramme der Co<sub>2</sub>FeAl-Filme für diverse Auslagerungstemperaturen.

75 K. Inomata et al., Journal of Physics D: Applied Physics **39** (2006) 816, H. Schneider et al., Journal of Physics D: Applied Physics **40** (2007) 1548

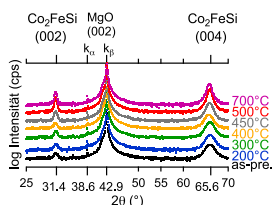


Abbildung 21:  
XRD-Diffraktogramme der Co<sub>2</sub>FeSi-Filme für diverse Auslagerungstemperaturen.

Die mit der A<sub>2</sub>-Struktur verknüpften und von der atomaren Unordnung unabhängigen Reflexe werden als *Fundamentalreflexe* definiert. Demgegenüber werden die zusätzlich zu den Fundamentalreflexen auftretenden und die B<sub>2</sub>- sowie L<sub>21</sub>-Struktur charakterisierenden Reflexe hinsichtlich ihrer Sensitivität gegenüber der atomaren Kristallanordnung auch als *Superstrukturreflexe* bezeichnet.<sup>74</sup>

In den Abbildungen 20-22 sind die XRD-Diffraktogramme der untersuchten Co<sub>2</sub>FeAl-, Co<sub>2</sub>FeSi- und Co<sub>2</sub>MnSi-Filme für diverse Auslagerungstemperaturen graphisch dargestellt. Zur Verbesserung der optischen Anschaulichkeit sind die einzelnen XRD-Diffraktogramme bezüglich wachsender Auslagerungstemperaturen mit einem vertikalen Offset versehen.

Das epitaktische Aufwachsen der untersuchten Co<sub>2</sub>YZ-Filme auf die verwendeten Substrate wird durch die Existenz der charakteristischen (002)MgO-Substrat-Reflexe (bei 38.6° bzw. 42.9°) bescheinigt (vgl. Abb. 17 auf S. 25).<sup>75</sup>

Die Anwesenheiten der (002)-Reflexe bei 31.4° sowie der (004)-Reflexe bei 65.6° signalisieren hingegen B<sub>2</sub>-Struktur und Kristallinität in den unterschiedlich hoch ausgelagerten Co<sub>2</sub>YZ-Filmen. Während die Co<sub>2</sub>FeZ-Filme bereits nach der Herstellung, d.h. im *as-prepared* Zustand, polykristallin in der B<sub>2</sub>-Struktur vorliegen (vgl. Abb. 20 und 21), sind die Co<sub>2</sub>MnSi-Filme im Zustand niedriger Auslagerungstemperaturen ( $\leq 330^\circ\text{C}$ ) amorph, so dass auch keine auflösbaren Reflexe in den XRD-Diffraktogrammen beobachten werden können (vgl. Abb. 22). Erst oberhalb von 350°C kann die B<sub>2</sub>-Struktur anhand der typischen (002)- und

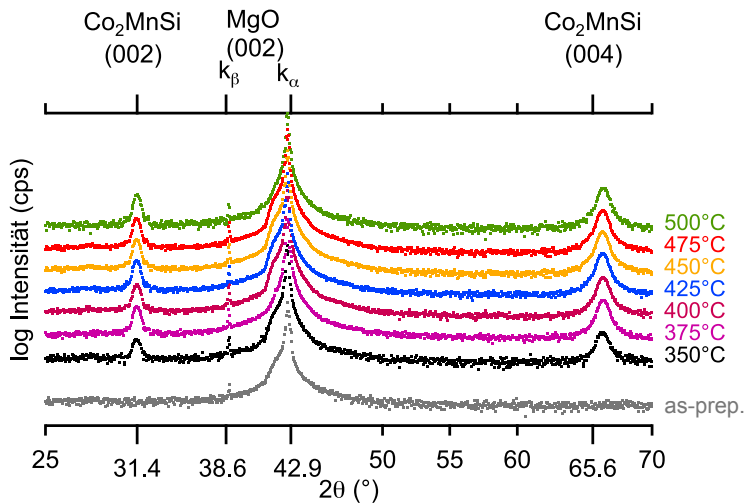


Abbildung 22:  
XRD-Diffraktogramme der  
Co<sub>2</sub>MnSi-Filme für diverse  
Auslagerungstemperaturen.

(004)-Reflexe nachgewiesen werden.<sup>76</sup>

In den XRD-Diffraktogrammen der symmetrischen  $\theta$ - $2\theta$ -Scans liefern die Intensitäten der spiegelnden (00l)-Reflexe ausschließlich Informationen über die Häufigkeit von Kristalliten, deren kristallographische Richtungen senkrecht zur Filmoberfläche orientiert sind (vgl. Abb. 20-22).<sup>77</sup>

Um jedoch die gesamte Filmtextur quantifizieren zu können, müssen auch die Intensitäten der übrigen (hkl)-Netzebenen analysiert werden, insbesondere die für die Co<sub>2</sub>YZ-Verbindungen charakteristischen {111}- und {022}-Reflexe. Für die Analyse dieser Intensitäten ist die Verwendung einer *Euler-Wiege* erforderlich, in welcher der Film auf einem kippbaren Probenhalter zusätzlich um die Filmnormale rotiert werden kann (vgl. Abb. 23).

Die Anwesenheit des (111)- bzw. (311)-Superstrukturreflexes in den entsprechenden XRD-Diffraktogrammen bei Kippungswinkeln  $\psi$  von 54.7° bzw. 25.2° und einem Rotationswinkel  $\phi$  von 145° würde in den untersuchten Co<sub>2</sub>FeAl-, Co<sub>2</sub>FeSi- und Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen eine perfekt geordnete L<sub>21</sub>-Struktur widerspiegeln. Diese Superstrukturreflexe konnten jedoch anhand der durchgeführten Messungen nicht festgestellt werden.

In detaillierteren Untersuchungen mit höherer Auflösung konnte an ähnlich hergestellten Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen für eine Auslagerungstemperatur von 400°C der (111)-Superstrukturreflex allerdings beobachtet werden.<sup>78</sup>

Schneider et al. untersuchten 65 nm dicke, auf 700°C heiße (001)MgO-Substrate deponierte Co<sub>2</sub>FeSi-Filme und konnten

<sup>76</sup> K. Kim et al., Phys. Status Solidi B-Basic Res. **241** (2004) M. P. Raphael et al., Physical Review B **66** (2002) 104429, L. J. Singh et al., Journal of Applied Physics **95** (2004) 7231

<sup>77</sup> L. Spieß et al., Vieweg+Teubner, 2005

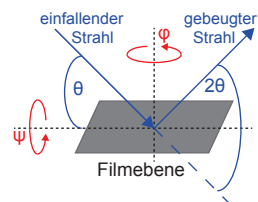
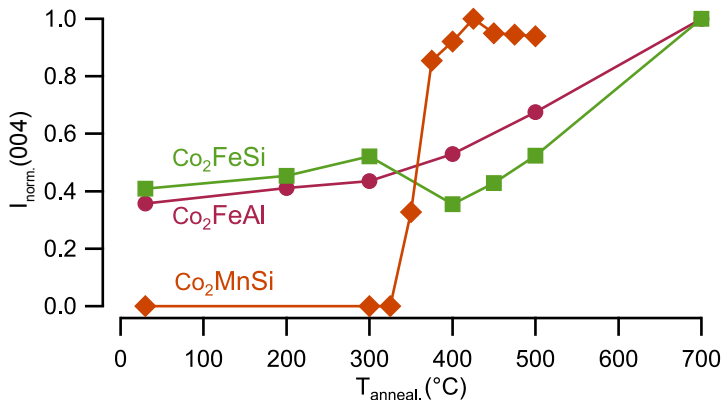


Abbildung 23:  
Schematische Darstellung einer  
Euler-Wiege.

<sup>78</sup> H. Wulfmeier, Diplomarbeit, Universität Bielefeld, 2010

Abbildung 24: Entwicklung der normierten Intensität des (004)-Reflexes mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.



<sup>79</sup> H. Schneider et al., Journal of Physics D: Applied Physics **40** (2007) 1548

<sup>80</sup> S. Blügel et al., Walter de Gruyter Berlin, 2005, J. A. Thornton, Journal of Vacuum Science and Technology A **4** (1986)

<sup>81</sup> L. J. Singh et al., Journal of Applied Physics **95** (2004) 7231

<sup>82</sup> B. Balke et al., Science and Technology of Advanced Materials **9** (2008) K. Inomata et al., Journal of Physics D: Applied Physics **39** (2006) 816

<sup>83</sup> Die Flächen unter den Reflexen abzüglich des Untergrundes werden auf die jeweils höchste Intensität normiert, um einen Vergleich der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme miteinander zu ermöglichen.

an diesen, den für die  $L_{21}$ -Struktur charakteristischen (111)-Superstrukturreflex detektieren.<sup>79</sup>

Die  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme von Schneider et al. unterscheiden sich von den hier hergestellten Filmen sowohl in der Filmdicke als auch in der Herstellungstemperatur. Die Temperatur des Substrates kann erhebliche Auswirkungen auf die Beweglichkeit der abgeschiedenen Atome an der Substratoberfläche und somit auf die kristalline Qualität der Filme haben. Nach dem *Strukturzonenmodell* von Thornton können durch hohe Substrattemperaturen die sich während der Deposition im Film bildenden Leer- bzw. Fehlstellen besser geschlossen und aufgrund vermehrter Diffusionstätigkeiten das Kristallwachstum verstärkt werden.<sup>80</sup>

Darüber hinaus konnten auch Singh et al. in 400 nm dicken, auf Saphir-Substraten ko-deponierten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen die perfekt geordnete  $L_{21}$ -Struktur feststellen.<sup>81</sup>

In Anlehnung an die Beobachtungen von Inomata et al. sowie Balke et al. kann demgegenüber die  $L_{21}$ -Struktur für  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  lediglich in Bulk-Filmen durch zweimaliges Auslagern bei Temperaturen zwischen 430°C und 1100°C realisiert werden.<sup>82</sup>

### Kristallwachstum

Die Evolution der normierten Integralintensität der (004)-Reflexe  $I_{\text{norm.}}(004)$  mit unterschiedlich hohen Auslagerungstemperaturen  $T_{\text{anneal}}$  bietet die Gelegenheit, die Kristallinität der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme, wie in Abbildung 24 gezeigt, qualitativ zu beurteilen.<sup>83</sup>

Um jedoch den Einfluss von  $T_{\text{anneal}}$  auf das Kristallwachstum korrekt bewerten zu können, ist die Kenntnis der absoluten

Dicke der unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme notwendig. Verschieden dicke  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme würden nämlich ebenfalls unterschiedlich große Integralintensitäten hervorrufen.

In Abbildung 25 ist dazu die mittels Röntgen-Reflektometrie (XRR) bestimmte Filmdicke  $d$  in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  abgebildet. Die gestrichelte Linie repräsentiert in diesem Zusammenhang die nominell herzustellende Filmdicke von  $(20 \pm 0.6)$  nm.

Die unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme ( $Z = \text{Al}, \text{Si}$ ) besitzen übereinstimmend eine Dicke von ungefähr 19.5 nm, welche sich im Rahmen der experimentellen Messungenauigkeiten mit der nominellen Filmdicke von  $(20 \pm 0.6)$  nm deckt.

Im Gegensatz dazu variiert die Dicke der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme erheblich mit  $T_{\text{anneal}}$ . Während die Filme im amorphen Zustand eine Dicke  $d$  von 20.8 nm aufweisen, reduziert sich diese mit einsetzender Kristallisation auf einen Wert von 18.4 nm, welcher deutlich unterhalb der nominellen Filmdicke anzutreffen ist.

NACH DER HERSTELLUNG weisen die  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme bereits eine polykristalline Struktur auf, welche sich in einem nicht-verschwindenen  $I_{\text{norm}}(004)$  im unausgelagerten Zustand äußert (vgl. Abb. 24). Durch das nachträgliche Auslagern wird in diesen Filmen vermehrtes Kristallwachstum induziert, so dass die Kristallite auf Kosten anderer an Größe gewinnen. Darüber hinaus reduziert das nachträgliche Auslagern auch etwaige Verspannungen innerhalb des Filmes, wodurch ebenfalls das Kristallwachstum gefördert wird. Der Grad dieses Wachstums wird dabei durch die Höhe der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  gesteuert, welches durch das monotone Anwachsen von  $I_{\text{norm}}(004)$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal}}$  signalisiert wird (vgl. Abb. 24).

Der signifikante Abfall von  $I_{\text{norm}}(004)$  im Temperaturbereich  $300^\circ\text{C} \leq T_{\text{anneal}} \leq 400^\circ\text{C}$  wird in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen womöglich durch eine Umverteilung der Atome im Kristallgitter hervorgerufen.

Im Gegensatz zu den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen zeichnen sich die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme durch eine amorphe Struktur im Bereich niedriger Auslagerungstemperaturen ( $T_{\text{anneal}} < 330^\circ\text{C}$ ) aus, welche in einem nicht-vorhandenen  $I_{\text{norm}}(004)$ -Wert zum Ausdruck kommt (vgl. Abb. 24 und 26). Nachträgliches Auslagern mit Temperaturen  $T_{\text{anneal}} \geq 350^\circ\text{C}$  ist erforderlich, um in diesen Filmen den Kristallisationsprozess zu initiieren, bei welchem die wenige Nanometer großen und lediglich nahgeordneten Kristallite beginnen, mit ihren nächsten Nachbarn zu verschmelzen und eine

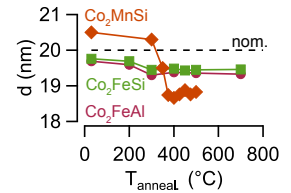


Abbildung 25: Filmdicke  $d$  in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.

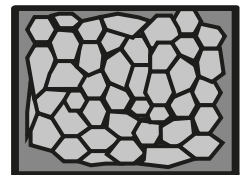


Abbildung 26: Schematische Darstellung einer amorphen Struktur.

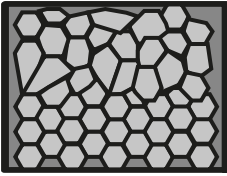


Abbildung 27: Schematische Darstellung einer Mischung aus amorphen und polykristallinen Strukturen.

<sup>84</sup> D. Ebke, PhD thesis, Bielefeld University, 2010

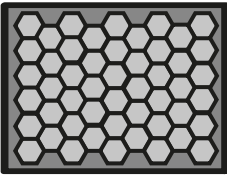


Abbildung 28: Schematische Darstellung einer Kristallstruktur.

ferngeordnete Struktur auszubilden (vgl. Abb. 27). Oberhalb von 375°C ist dieser Prozess dann weitgehend abgeschlossen und innerhalb der Co<sub>2</sub>MnSi-Filme hat sich eine (polykristalline) Kristallstruktur entwickelt (vgl. Abb. 28). Im Hinblick auf den höchsten I<sub>norm</sub>(004)-Wert kann den 425°C-ausgelagerten Filmen darüber hinaus der kristallineste Zustand zugeschrieben werden. Bei der Formulierung *kristallinster Zustand* muss man im Zusammenhang mit den Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen allerdings Vorsicht walten lassen, da das Volumen der amorphen Co<sub>2</sub>MnSi-Filme um einen Faktor 1.25 größer ist als das kristalline Volumen.<sup>84</sup> Die hier beschriebene Interpretation beruht ferner lediglich auf der qualitativen Bewertung der out-of-plane XRD-Messungen, so dass das Kristallwachstum in Richtung parallel zur Filmebene (*in-plane*) vollkommen außer Acht gelassen wird.

EINE VERBESSERUNG DER KRISTALLINITÄT geht ferner auch mit einer Vergrößerung der Kristallite in den Filmen einher. Gemäß der DEBYE-SCHERRER-FORMEL kann die Größe der Kristallite  $L_{\text{Krist.}}$ , die zur Streuintensität beitragen, näherungsweise mit der integralen Breite der (004)-Reflexe  $\Delta(2\Theta)$  für den zugehörigen Beugungswinkel  $\Theta$  durch

$$L_{\text{Krist.}} \approx \frac{K\lambda}{\Delta(2\Theta) \cos \Theta} \quad (4)$$

in Beziehung gesetzt werden. Dabei beschreibt K einen numerischen Faktor mit Werten zwischen 0.8 und 1, in welchem die Form und Struktur der Kristallite Berücksichtigung findet. Den Berechnungen der hier vorgestellten Kristallitgrößen wird die Annahme eines kubischen Heusler-Systems zugrunde gelegt, für welches K durch  $2\sqrt{\ln 2/\pi} = 0.94$  definiert werden kann.<sup>85</sup> Die hier berechneten Kristallitgrößen  $L_{\text{Krist.}}$  charakterisieren genau genommen nur die vertikale Komponente der Kristallite, d.h.  $L_{\text{Krist.}} \approx L_{\text{Krist.}\perp}$ , deren maximaler Wert durch die Filmdicke begrenzt ist. Da keine Aussagen über die Größe der horizontalen Kristallite  $L_{\text{Krist.}\parallel}$  mittels der hier verwendeten XRD-Messungen möglich sind, wird zur Bestimmung der experimentellen Messungenauigkeiten der minimale und maximale Wert von K berücksichtigt.

In Abbildung 29 sind die vertikalen Kristallitgrößen  $L_{\text{Krist.}}$  für die drei Co<sub>2</sub>YZ-Filme als Funktion der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  graphisch dargestellt. Die abgeschätzten Werte von  $L_{\text{Krist.}}$  liegen in derselben Größenordnung wie die verwendeten Filmdicken, so dass sie als Indiz für die guten, kristallinen Ei-

<sup>85</sup> L. Spieß et al., Vieweg+Teubner, 2005

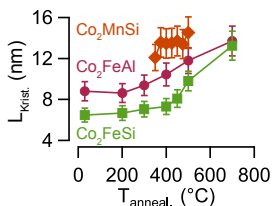


Abbildung 29: Kristallitgröße  $L_{\text{Krist.}}$  in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die drei Co<sub>2</sub>YZ-Filme.

genschaften der präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme angesehen werden können (vgl. Abb. 30).

Sagar et al. beobachteten an 20 nm dicken, auf (001) $\text{MgO}$ -Substraten deponierten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen eine Zunahme der horizontalen Kristallitgröße  $L_{\text{Krist.}\parallel}$  mit erhöhter Auslagerungstemperatur, nämlich von 78 nm im unausgelagerten auf 358 nm im  $600^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Zustand.<sup>86</sup>

Diese Beobachtung widerspricht den hier zugrundeliegenden Annahmen eines kubischen Heusler-Systems. Jedoch muss berücksichtigt werden, dass die von Sagar et al. untersuchten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme direkt nach der Herstellung in vollständig geordneter  $L_{21}$ -Struktur vorlagen. Jegliche Formen der atomaren Unordnung, wie es in den hier untersuchten Filmen der Fall ist, können einen beträchtlichen Einfluss auf das Kristallwachstum ausüben. Darüber hinaus wurde die Entwicklung der Filmstärke mit der Auslagerungstemperatur in den Beobachtungen von Sagar et al. vollkommen außer Acht gelassen.

EINE KONTINUIERLICHE STRUKTURVERBESSERUNG infolge des nachträglichen Auslagerns folgt auch aus der Analyse der integralen Breite  $\Delta(2\Theta)$  der (004)-Reflexe.

In den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen werden die (004)-Reflexe mit zunehmender Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  immer schmaler und erreichen bei  $700^\circ\text{C}$  für die  $\text{Co}_2\text{FeAl(Si)}$ - bzw.  $500^\circ\text{C}$  für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme einen minimalen  $\Delta(2\Theta)$ -Wert von  $0.72^\circ$  bzw.  $0.68^\circ$ , wie aus Abbildung 31 erkennbar wird. Der Effekt der Versmälnerung der Reflex-Breiten mit wachsender Kristallitgröße impliziert damit die Verbesserung der Kristallinität durch das nachträgliche Auslagern.

### Atomare Ordnung

Die ausgeprägten (002)- und (004)-Reflexe in den XRD-Diffraktogrammen signalisieren gerade die Existenz der  $B_2$ -Struktur in den untersuchten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen (vgl. Abb. 20-22). Aufgrund der Abwesenheit des (111)- bzw. (311)-Superstrukturreflexes kann eine Quantifizierung des Unordnungsgrades an den Y-Z Positionen durch einen Vergleich des Intensitätsverhältnisses  $I_{(002)}/I_{(004)}$  der (002)- und (004)-Reflexe mit theoretisch berechneten Pulver-Diffraktometrie-Daten, die als Indikator für die  $L_{21}$ -Ordnung benutzt werden können, realisiert werden.<sup>87</sup>

In Abbildung 32 ist die Entwicklung von  $I_{(002)}/I_{(004)}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für alle drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme gra-

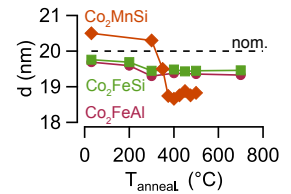


Abbildung 30: Filmstärke  $d$  in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.

<sup>86</sup> J. Sagar et al., Applied Physics Letters **101** (2012) 102410

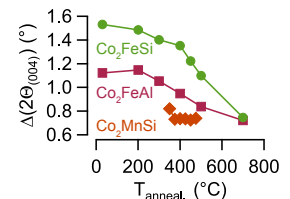
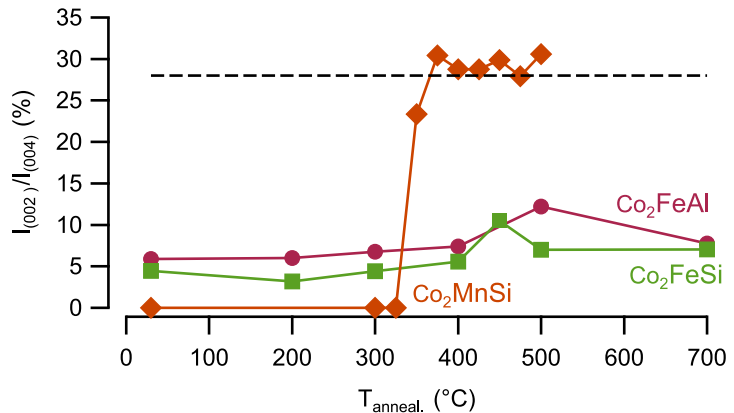


Abbildung 31: Breite  $\Delta(2\Theta)$  des (004)-Reflexes in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$ .

<sup>87</sup> D. Ebke, PhD thesis, Bielefeld University, 2010

Abbildung 32: Intensitätsverhältnis  $I_{(002)}/I_{(004)}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$ . Die gestrichelte Linie beschreibt den theoretisch für  $L_{21}$ -Ordnung vorhergesagten Wert.



<sup>88</sup> In diesem Zusammenhang verwendet man die Integralintensitäten der zugehörigen Reflexe.

phisch abgebildet. Die gestrichelte Linie spiegelt das Intensitätsverhältnis  $I_{(002)}/I_{(004)}$  wieder, welches theoretisch für die  $L_{21}$ -Ordnung prognostiziert wird.<sup>88</sup>

Für die  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme steigt  $I_{(002)}/I_{(004)}$  kontinuierlich mit zunehmendem  $T_{\text{anneal}}$  an und erreicht bei  $500^\circ\text{C}$  den maximalen Wert von 12%, welcher auf die höchste  $B_2$ -Struktur in diesen Filmen hindeutet. Allerdings liegt der maximale Wert von  $I_{(002)}/I_{(004)}$  deutlich unterhalb des für  $L_{21}$ -Struktur vorhergesagten Wertes von 27%, in dessen Folge die Abwesenheit der  $L_{21}$ -Ordnung in den untersuchten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen vermutet werden kann.

Gabor et al. konnten an 55 nm dicken, auf (001) $\text{MgO}$ -Substraten deponierten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen innerhalb eines Temperatur-Bereiches  $500^\circ\text{C} \leq T_{\text{anneal}} \leq 600^\circ\text{C}$  ein  $I_{(002)}/I_{(004)}$ -Verhältnis zwischen 12% und 15% beobachten, welches in guter Übereinstimmung mit den hier bestimmten Werten liegt.<sup>89</sup>

Die Beobachtungen von Gabor et al. lassen aufgrund ähnlicher Herstellungsparameter den Schluss zu, dass die Dicke der  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme gegenüber dem nachträglichen Auslagern lediglich einen geringen Einfluss auf die  $B_2$ -Ordnung ausübt. Darüber hinaus bietet sich die Möglichkeit, die Auswirkungen verschiedener Methoden der Wärmebehandlung, d.h. entweder nachträgliches Auslagern oder Deposition auf vorgeheizte Substrate qualitativ in Beziehung zueinander zu setzen.

Inomata et al. untersuchten 20 nm dicke, auf (001) $\text{MgO}$ -Substrate deponierte  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme in Abhängigkeit der Substrattemperatur und konnten aus den entsprechenden XRD-Messungen ein  $I_{(002)}/I_{(004)}$ -Verhältnis zwischen 10% und 20% für den gesamten

<sup>89</sup> M. S. Gabor et al., Physical Review B **84** (2011) 134413



Substrattemperatur-Bereich  $30^{\circ}\text{C} \leq T_s \leq 500^{\circ}\text{C}$  extrahieren.<sup>90</sup> Aufgrund der übereinstimmenden  $I_{(002)}/I_{(004)}$ -Werte drängt sich die Vermutung auf, dass die Art der Wärmebehandlung lediglich in geringem Maße die Ausbildung der B2-Ordnung in den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen beeinflussen kann. Die mit Gabor et al. sowie Inomata et al. korrespondierenden Beobachtungen unterstreichen ferner die gute Qualität der hier präsentierten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme.

Im Gegensatz zu den von Gabor et al. und Inomata et al. vorgestellten Resultaten sinkt allerdings die Intensität des (002)-Reflexes zu der des (004)-Reflexes oberhalb von  $500^{\circ}\text{C}$  in den hier zur Untersuchung stehenden  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen deutlich ab, wie es in Abbildung 33 veranschaulicht wird.

Im Allgemeinen beginnen die Co-Atome bei einer Temperatur von  $450^{\circ}\text{C}$  zu diffundieren, während eine Diffusion der Fe-Atome für gewöhnlich erst bei einer Temperatur von  $700^{\circ}\text{C}$  einsetzen kann, so dass die Abnahme von  $I_{(002)}/I_{(004)}$  für Temperaturen oberhalb von  $500^{\circ}\text{C}$  in erster und grober Näherung der Diffusion von Co/Fe-Atomen aus den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen zugeschrieben werden kann.<sup>91</sup>

Eine derartige Diffusion und damit verbunden eine Abnahme des Kristallvolumens müsste auch mit einer Abnahme von  $I_{\text{norm.}(004)}$  sowie einer Reduzierung der Filmdicke  $d$  verknüpft sein. In den XRD- bzw. XRR-Messungen konnten derartige Abnahmen allerdings nicht beobachtet werden (vgl. Abb. 33 und 34). Aufgrund des eingeschränkten XRD-Untersuchungsbereiches kann eine mögliche Diffusion dennoch nicht vollständig ausgeschlossen werden.

Das anomale Verhalten von  $I_{(002)}/I_{(004)}$  für  $T_{\text{anneal.}}$  oberhalb von  $500^{\circ}\text{C}$  kann womöglich auch als Indiz für die Anwesenheit einer potentiellen Unordnung zwischen den Co- und Fe-Atomen interpretiert werden (vgl. Abb. 2 auf S. 12 sowie Abb. 12 auf S. 20).<sup>92</sup>

Da die Empfindlichkeit der gebeugten Röntgenreflexe stark von der Differenz der Elektronen der beteiligten Atome abhängt und sich die Übergangsmetalle Co und Fe bezüglich ihrer elektronischen Struktur nur um ein d-Elektron voneinander unterscheiden, ist eine derartige  $\text{DO}_3$ -Unordnung mittels Röntgenbeugung nicht identifizierbar.<sup>93</sup>

Aus diesem Grund können keine Aussagen über eine tendenzielle Ausbildung dieser Unordnung aufgrund von sich ändernden Auslagerungstemperaturen aus der XRD-Diffraktometrie gewonnen werden. Da eine  $\text{DO}_3$ -artige Unordnung aber mit einer

<sup>90</sup> K. Inomata et al., Journal of Physics D: Applied Physics **39** (2006) 816

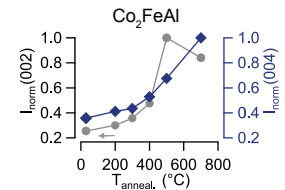


Abbildung 33:  $I_{\text{norm}}$  des (002)- und (004)-Reflexes von  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

<sup>91</sup> S. P. Ashburn et al., Journal of Applied Physics **74** (1993) 4455, R. Nakane et al., Applied Physics Letters **89** (2006)

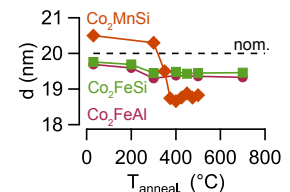


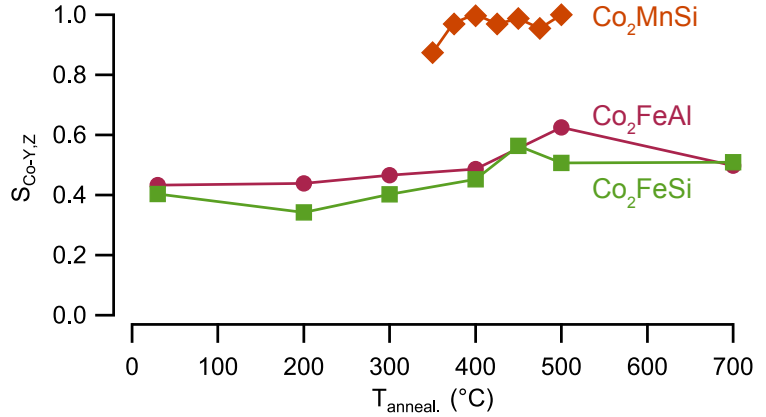
Abbildung 34: Filmdicke  $d$  in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.

<sup>92</sup> S. Picozzi et al., Physical Review B **69** (2004) 094423

<sup>93</sup> V. Ksenofontov et al., Applied Physics Letters **92** (2008) 262501



Abbildung 35: Entwicklung des B<sub>2</sub>-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Y,Z}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die drei Co<sub>2</sub>YZ-Filme.



Reduzierung des magnetischen Momentes einhergehen sollte, kann die Magnetometrie möglicherweise nützliche Informationen liefern, um die Hypothese einer derartigen Unordnung in den Co<sub>2</sub>FeAl-Filmen zu bekräftigen.<sup>94</sup>

<sup>94</sup> Y. Miura et al., Physical Review B **69** (2004) 144413

Für die Co<sub>2</sub>FeSi-Filme zeichnet sich das Intensitätsverhältnis  $I_{(002)}/I_{(004)}$  demgegenüber durch ein monotones Anwachsen mit zunehmendem  $T_{\text{anneal}}$  auf einen maximalen Wert von 10% bei 450°C aus. Dieser Wert ist deutlich niedriger als der für L<sub>21</sub>-Struktur vorhergesagte Wert von 27%, welcher ebenfalls das Fehlen von L<sub>21</sub>-Ordnung vermuten lässt. Oberhalb von 450°C reduziert sich  $I_{(002)}/I_{(004)}$  wieder auf einen konstanten Wert von 7%.

Im Gegensatz zu den Co<sub>2</sub>FeZ-Filmen liegen die Werte von  $I_{(002)}/I_{(004)}$  für die Co<sub>2</sub>MnSi-Filme über den Temperaturbereich  $375^\circ\text{C} \leq T_{\text{anneal}} \leq 500^\circ\text{C}$  in enger Übereinstimmung mit dem für L<sub>21</sub>-Struktur theoretisch vorhergesagten Wert, so dass die Anwesenheit von L<sub>21</sub>-Ordnung in diesen Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen vermutet werden kann.

NEBEN DEM OBEN BESCHRIEBENEN VERFAHREN kann der Grad der Unordnung zwischen den Co- und Y-Z-Untergittern alternativ auch durch den B<sub>2</sub>-Ordnungsparameter  $S_{\text{B}_2} \hat{=} S_{\text{Co-Y,Z}}$  beschrieben werden, welcher durch einen Vergleich der experimentellen Intensitäten des entsprechenden Superstrukture reflexes mit den theoretisch für die B<sub>2</sub>-Struktur erwarteten Intensitäten gemäß

$$S_{\text{Co-Y,Z}} = \sqrt{\frac{\left(\frac{I_{(002),(222)}}{I_{(022),(004)}}\right)^{\text{exp}}}{\left(\frac{I_{(002),(222)}}{I_{(022),(004)}}\right)^{\text{theo}}}} \quad (5)$$

bestimmt werden kann. Die Normierung auf einen Fundamentalflex ist dabei erforderlich, um den Einfluss des experimentellen Aufbaus auf die erhaltenen Messwerte zu minimieren.

Vollständige B2-Ordnung liefert einen B2-Ordnungsparameter  $S_{Co-YZ}$  von Eins und äußert sich in einer Unordnung zwischen den Y- und Z-Untergittern, während die Co-Atome an ihren regulären Positionen lokalisiert sind. Ein  $S_{Co-YZ}$  von Null kann stattdessen als komplette Unordnung zwischen den Co- und Y-Z-Untergittern und somit als Indiz für A2-Kristallstruktur interpretiert werden.

In analoger Weise kann der Grad der Unordnung zwischen den Y-Z-Untergittern durch den  $L_{21}$ -Ordnungsparameter  $S_{L_{21}} \hat{=} S_{Y-Z}$  mittels

$$S_{Y-Z} = \sqrt{\frac{\left(\frac{I_{(111),(311)}}{I_{(022),(004)}}\right)^{exp}}{\left(\frac{I_{(111),(311)}}{I_{(022),(004)}}\right)^{calc}}} \quad (6)$$

quantitativ ermittelt werden.<sup>95</sup>

Die Entwicklung von  $S_{Co-YZ}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{anneal}$  ist dazu in Abbildung 35 für die drei  $Co_2YZ$ -Filme graphisch dargestellt.

Die polykristallinen  $Co_2MnSi$ -Filme weisen oberhalb eines  $T_{anneal}$  von  $400^\circ C$  ein annähernd konstantes  $S_{Co-Mn,Si}$  von Eins auf, welches vollständige Ordnung zwischen den Co- und Mn-Si-Untergittern impliziert und die gute Filmqualität der hier untersuchten  $Co_2MnSi$ -Filme bestätigt.

Identische Resultate konnten auch von O. Gaier gewonnen werden, welche in ihrer Doktorarbeit die Entwicklung der magnetischen Anisotropie mit der Auslagerungstemperatur in  $Co_2MnSi$ -Filmen untersuchte.<sup>96</sup>

Takamura et al. schlugen ferner eine Modifizierung des allseits anerkannten Webster-Modells zur theoretischen Bestimmung des Ordnungsgrades von vollen Heusler-Verbindungen vor.<sup>97</sup>

Während dem Webster-Modell zufolge nur eine Art der Ordnungsphänomene, d.h. entweder B2- oder  $L_{21}$ -Ordnung, in den Heusler-Filmen vorliegen kann, können nach dem von Takamura et al. entwickelten Modell mehrere Ordnungsphänomene in den Verbindungen nebeneinander koexistieren (vgl. Abb. 36).

Dieses Modell lieferte beispielsweise für chemisch hergestellte  $Co_2FeSi$ -Filme, welche bei einer Temperatur von  $800^\circ C$  ausgelagert wurden, einen relativ hohen Grad an B2-Ordnung von 0.97 verbunden mit einem gleichzeitig hohen Grad an  $L_{21}$ -Ordnung von 0.83.

<sup>95</sup> P. J. Webster, Contem. Phys. **10** (1969) P. J. Webster, J. Phys. Chem. Solids **32** (1971)

<sup>96</sup> O. Gaier et al., arXiv.org cond-mat.other (2008)

<sup>97</sup> Y. Takamura et al., Journal of Applied Physics **107** (2010) P. J. Webster, J. Phys. Chem. Solids **32** (1971)

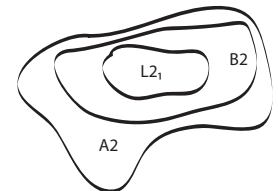
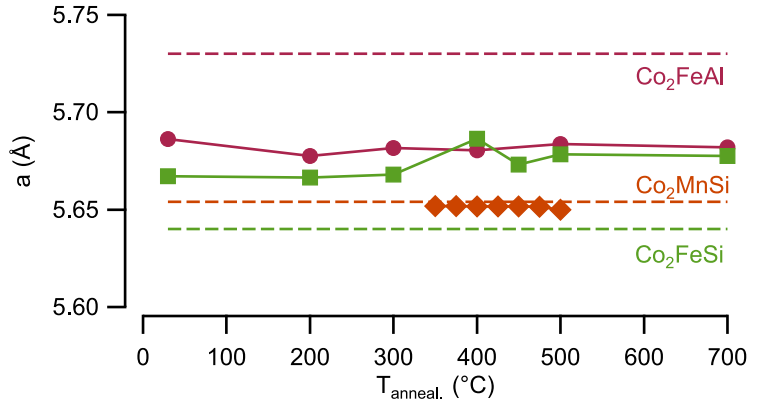


Abbildung 36: Schematische Darstellung des Modells von Takamura et al.

Abbildung 37: Gitterkonstante  $a$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$ .



Während die  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme bei einem  $T_{\text{anneal}}$  von  $500^\circ\text{C}$  einen maximalen B2-Ordnungsparameter von 0.6 aufweisen, konnte für die  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme lediglich ein maximaler  $S_{\text{Co-Fe,Si}}$ -Wert von 0.56 für ein  $T_{\text{anneal}}$  von  $450^\circ\text{C}$  ermittelt werden. Diese maximalen B2-Ordnungsparameter liegen deutlich unterhalb des von Takamura et al. vorgestellten  $S_{\text{Co-Fe,Si}}$ -Wertes und deuten dementsprechend auf eine relativ große Unordnung zwischen den Co- und den Fe-Z-Untergittern in den hier untersuchten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen hin.

Eine mögliche Ursache für derartige Diskrepanzen kann in den unterschiedlichen Herstellungsmethoden gefunden werden. Während die Filme von Takamura et al. mittels eines Silizidations-Prozesses hergestellt wurden, erfolgte die Fabrikation der hier präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme mittels konventioneller Sputter-Technik.

### Gitterparameter

Die Gitterkonstante  $a$  der untersuchten Filme kann gemäß der BRAGG-GLEICHUNG aus den Reflexpositionen anhand von

$$a = \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \cdot d_{hkl} \quad (7)$$

<sup>98</sup> N. W. Ashcroft et al., Oldenbourg Verlag München Wien, 2007

und durch anschließende Mittelwertbildung bestimmt werden.<sup>98</sup> Da die Gitterkonstanten aus den vertikalen XRD-Diffraktogrammen gewonnen werden, spiegeln diese nur die Komponenten parallel zur Filmoberfläche wider, d.h.  $a \approx a_{\perp}$ . Aufgrund der Annahme eines kubischen Heusler-Kristalls gilt in grober Näherung jedoch  $a \approx a_{\parallel} \approx a_{\perp}$ .

Das nachträgliche Auslagern sowie die Höhe der entsprechen-

den Temperaturen  $T_{\text{anneal}}$  übt nahezu keinen Einfluss auf die aus den XRD-Diffraktogrammen extrahierten Gitterkonstanten aus, wie es aus der Auftragung von  $a(T_{\text{anneal}})$  in Abbildung 37 ersichtlich wird.<sup>99</sup>

Die experimentell bestimmten Gitterkonstanten der  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme sind mit einem Wert von  $5.682 \text{ \AA}$  deutlich gegenüber dem Bulk-Wert von  $5.73 \text{ \AA}$  reduziert (gestrichelte (lila) Linie), welche durch Deformation des Gitters aufgrund von atomaren Unordnungen oder durch tetragonale Verzerrungen verursacht sein könnte. Dabei muss berücksichtigt werden, dass aufgrund der Gitterfehlpassung zwischen den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen und den (001) $\text{MgO}$ -Substraten die vertikale Gitterkonstante stets einen kleineren Wert als die horizontale Komponente besitzen wird.<sup>100</sup> Gabor et al. beobachteten an ihren in-situ von  $400^\circ\text{C}$  bis  $600^\circ\text{C}$  ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen, dass die out-of-plane Gitterkonstante mit zunehmender Auslagerungstemperatur von  $5.76 \text{ \AA}$  auf den theoretisch berechneten, verspannungsfreien Wert von  $5.715 \text{ \AA}$  absinkt. Diese Beobachtung steht in deutlichem Widerspruch zu der hier beobachteten Entwicklung der Gitterkonstante mit variierender Auslagerungstemperatur.<sup>101</sup>

Für die  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme liefern die XRD-Messungen eine Gitterkonstante von  $5.672 \text{ \AA}$ . Dieser Wert entspricht einem ungefähren Wachstum von ungefähr 1% gegenüber dem Bulk-Wert von  $5.640 \text{ \AA}$ , gekennzeichnet durch die gestrichelte (grüne) Linie. Sagar et al. konnten an ihren  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen eine Gitterkonstante von  $(5.670 \pm 0.05) \text{ \AA}$  mittels *Rastertransmissionsmikroskopie* (engl.: *Scanning Transmission Electron Microscope (STEM)*) feststellen, die in guter Übereinstimmung mit den hier bestimmten Werten liegt. Darüber hinaus argumentierten Sagar et al., dass die höhere Gitterkonstante für dünne Filme gegenüber Bulk-Filmen ein Anzeichen für eine lediglich geringe Gitterverbreiterung infolge der Gitterfehlpassung zwischen den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen und den (001) $\text{MgO}$ -Substraten darstelle (vgl. Abb. 17 auf S. 25).<sup>102</sup> Für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme liegen die Gitterkonstanten mit einem Wert von  $5.652 \text{ \AA}$  eng an dem Bulk-Wert von  $5.654 \text{ \AA}$ , illustriert durch die gestrichelte (orange) Linie.<sup>103</sup>

Diese Übereinstimmung bildet ein weiteres Indiz für eine möglicherweise in den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen vorliegende  $L_2$ -Ordnung. Darüber hinaus sind diese experimentellen Werte auch mit der von Raphael et al. in  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen beobachteten Gitterkonstanten von  $5.652 \text{ \AA}$  konform und liegen etwas unterhalb eines Wertes von  $5.654 \text{ \AA}$ , welcher von Cheng et al. in Bulk-Filmen beobachtet werden konnte.<sup>104</sup>

<sup>99</sup> Diese Aussage bezieht sich lediglich auf polykristalline Filme und lässt amorphe Filme vollständig außer Acht.

<sup>100</sup> H. J. Elmers et al., *Physical Review B* **67** (2003) 104412

<sup>101</sup> M. S. Gabor et al., *Physical Review B* **84** (2011) 134413

<sup>102</sup> J. Sagar et al., *Applied Physics Letters* **101** (2012) 102410

<sup>103</sup> D. S. Webster et al., *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **32** (2009) 2663

<sup>104</sup> S. F. Cheng et al., *Magnetics, IEEE Transactions on* **37** (2001) 2176, M. P. Raphael et al., *Physical Review B* **66** (2002) 104429

In Tabelle 4 sind die Werte der gemessenen Gitterkonstanten  $a$  und der optimalen Auslagerungstemperatur  $T_{\text{optimal}}$ , bei welcher die höchste atomare Ordnung erzielt werden konnte, für die drei präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme noch einmal zusammengefasst.

Tabelle 4: Vergleich der Gitterkonstanten  $a$ , der optimalen Auslagerungstemperaturen  $T_{\text{optimal}}$  sowie des höchstmöglichen Ordnungsgrades für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.

Material	$a(\text{\AA})$	$T_{\text{optimal}}(^{\circ}\text{C})$	Ordnungsgrad
$\text{Co}_2\text{FeAl}$	5.682	500	B2-Ordnung
$\text{Co}_2\text{FeSi}$	5.672	450	B2-Ordnung
$\text{Co}_2\text{MnSi}$	5.652	375-500	B2+L2 <sub>1</sub> -Ordnung

## Magnetische Eigenschaften

Ein simpler und experimentell einfacher Beleg für die theoretisch vorhergesagte hohe magnetische Ordnung von  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Verbindungen kann über den Nachweis eines ganzzahligen magnetischen Momentes erfolgen, welches theoretisch einer hohen Kristallordnung zugeschrieben werden kann (vgl. Abb. 9 auf Seite 18).<sup>105</sup>

<sup>105</sup> S. Wurmehl et al., Applied Physics Letters **88** (2006)

### Magnetische Eigenschaften der $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -, $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - & $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme

Das Magnetisierungsverhalten der drei präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme wurde mit Hilfe eines Wechselfeld-Gradienten Magnetometers (engl.: Alternating (Field) Gradient Magnetometer (AGM)) bei Raumtemperatur untersucht, wobei das externe Magnetfeld ( $\pm 500$  Oe) parallel zur Filmebene (*in-plane*) angelegt wurde. Eine entsprechende Magnetisierungsschleife  $M(H)$  ist in Abbildung 38 für einen bei  $500^{\circ}\text{C}$  ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Film exemplarisch dargestellt, aus welcher die Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  bei einem Sättigungsfeld  $H_s$  von 120 Oe direkt extrahiert werden konnte. Die AGM-Messungen wurden dabei fünfmal an unterschiedlichen Stücken der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme einer Herstellungsserie durchgeführt, so dass die Messungenauigkeiten bei der Extraktion von  $M_s$  gemäß der konventionellen Standardabweichung bestimmt werden konnten.<sup>106</sup>

Der Vollständigkeit halber präsentiert Abbildung 39 die zugehörige *out-of-plane* Magnetisierungsschleife  $M(\mu_0H)$ , welche bei einem senkrecht zur Filmoberfläche orientierten Magnetfeld ( $\pm 6$  T) mit Hilfe eines Squids (engl.: Superconducting quantum interference device) bei Raumtemperatur aufgenommen wurde. Das

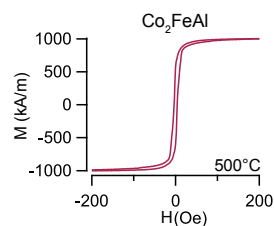


Abbildung 38: In-plane Magnetisierungsschleife  $M(H)$  der bei  $500^{\circ}\text{C}$  ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme.

<sup>106</sup> Der Begriff *Magnetisierung* entspricht in diesem Zusammenhang der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$ .

leicht eckige Erscheinungsbild der  $M(\mu_0H)$ -Kurve ist hauptsächlich der gewählten Schrittweite  $\Delta\mu_0H = 0.1 \text{ T}$  geschuldet und kann daher als reines Messartefakt betrachtet werden.<sup>107</sup>

Anhand der in-plane und out-of-plane Magnetisierungsschleifen kann lediglich ein geringer Unterschied zwischen den jeweiligen Werten der Sättigungsmagnetisierung  $M_s^{\text{in}}$  und  $M_s^{\text{out}}$  beobachtet werden. Die zugehörigen Sättigungsfelder  $H_s$  bzw.  $\mu_0H_s$  divergieren hingegen deutlich voneinander, in dessen Folge dem 500°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Film eine *magnetisch harte Achse* senkrecht zur Filmebene zugeschrieben werden kann (vgl. Abb. 38 und 39). Die *leichte Achse* der Magnetisierung ist hingegen in die Filmebene orientiert (vgl. Abb. 40).

Das Magnetisierungsverhalten dieses 500°C-ausgelagerten Filmes ist dabei stellvertretend für die übrigen unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme hier dargestellt und kann ferner unabhängig von der Auslagerungstemperatur sowohl in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - als auch in den  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen beobachtet werden.

Die Entwicklungen der Magnetisierung  $M_s$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  ist in Abbildung 42 für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch dargestellt. Die theoretisch vorhergesagten  $M_s$ -Werte werden durch die gestrichelten Linien repräsentiert.

Die  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ - und  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme zeichnen sich durch eine Magnetisierung  $M_s$  von 1083.8 kA/m und 940.92 kA/m bereits direkt nach der Herstellung aus, so dass diesen beiden Verbindungen bereits nach der Herstellung gemäß der zugehörigen XRD-Diffraktogramme (vgl. Abb. 20 und 21) ein kristalliner Zustand zugeschrieben werden kann.

Die Magnetisierung  $M_s$  der  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme ist im Rahmen der experimentellen Messungenauigkeiten annähernd über den gesamten Temperaturbereich eng mit den theoretischen Vorhersagen verknüpft. Lediglich bei 700°C nimmt  $M_s$  den niedrigsten Wert von 799.85 kA/m an, welcher 79.4% des theoretisch vorhergesagten Wertes von 1007 kA/m entspricht.<sup>108</sup>

In Übereinstimmung mit der Entwicklung von  $S_{\text{Co-Fe,Al}}(T_{\text{anneal}})$  deutet der niedrige  $M_s$ -Wert von 799.85 kA/m auf eine mögliche Ausbildung von Co/Fe-Unordnung im 700°C-ausgelagerten Zustand hin, welche im Allgemeinen für die Reduzierung von  $M_s$  in Co-basierten Heusler-Verbindungen im Hochtemperaturbereich verantwortlich gemacht wird (vgl. Abb. 41).<sup>109</sup>

Aufgrund des eingeschränkten XRD-Untersuchungsbereiches kann die Existenz einer solchen Unordnung nur in der Richtung parallel zur Filmoberfläche vermutet werden, während über die

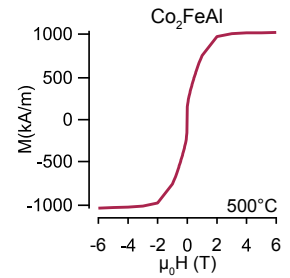


Abbildung 39: Out-of-plane Magnetisierungsschleife  $M(\mu_0H)$  der bei 500°C ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme.

<sup>107</sup> Die Squid-Messung erfolgte am Walther-Meißner-Institut in Garching.

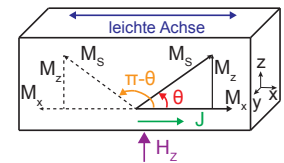


Abbildung 40: Schematische Darstellung der Rotationsbewegung magnetischer Momente, wenn ein Magnetfeld parallel zur magnetisch harten Achse des Filmes orientiert wird.

<sup>108</sup> I. Galanakis et al., Applied Physics Letters **89** (2006)

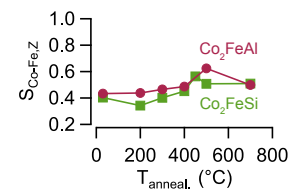
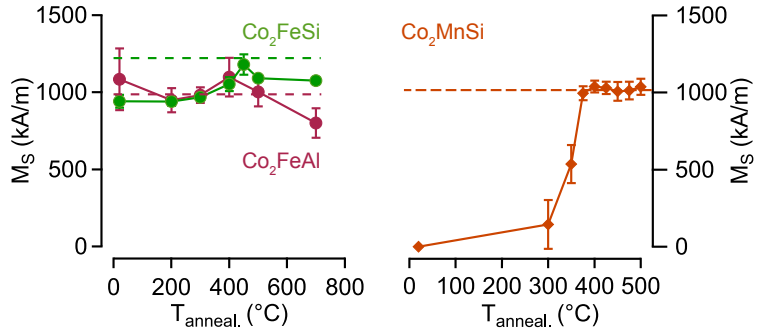


Abbildung 41: Entwicklung des  $B_2$ -Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Fe,Z}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme.

<sup>109</sup> Y. Miura et al., Physical Review B **69** (2004) 144413

Abbildung 42: Magnetisierung  $M_s$  der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ - (links) und der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme (rechts) in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .



atomare Ordnung bezüglich der Kristallebenen senkrecht zur Filmoberfläche keine aussagekräftigen Informationen gewonnen werden können.

Die beträchtlichen Messungenauigkeiten in den  $M_s(T_{\text{anneal.}})$ -Kurven der  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme können möglicherweise von strukturellen und/oder magnetischen Inhomogenitäten innerhalb dieser Filme herrühren. Da  $M_s$  jeweils an unterschiedlichen Stücken eines  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmes gemessen wurde, war das magnetische Volumen vermutlich nicht homogen über die gesamte Fläche des deponierten Filmes verteilt gewesen.

Neben Kristalldefekten können strukturelle Inhomogenitäten in dünnen Filmen prinzipiell auch durch das verspannte Wachstum auf gitterfehlangepasste Substrate hervorgerufen werden. Die Magnetisierung  $M_s$  kann in der näheren Umgebung dieser Inhomogenitäten dann erhebliche Modifizierungen ihres ursprünglichen Verhaltens erfahren.<sup>110</sup>

Die Hypothese über das verspannte Aufwachsen der  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme auf die (001)MgO-Substrate kann mittels der XRD-Messungen hinsichtlich der experimentell bestimmten Gitterkonstanten  $a$  bekräftigt werden. Die entsprechenden Werte liegen unabhängig von der Auslagerungstemperatur deutlich unterhalb der theoretisch prognostizierten Gitterkonstanten, welches als ein Indiz für eine relativ hohe Gitterfehlangepassung zwischen den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme und den (001)MgO-Substraten interpretiert werden kann (vgl. Abb. 43).

Da die Magnetisierung  $M_s$  jedoch eine Volumeneigenschaft darstellt und die zur Verfügung stehenden XRD-Messungen lediglich Informationen über die vertikale Kristallstruktur liefern können, bleibt der Einfluss der horizontalen Strukturkomponente auf  $M_s$  sowie die eindeutige Ursache für die signifikanten Messungenauigkeiten hingegen ungeklärt.

<sup>110</sup> Der Begriff *Kristalldefekte* umfasst dabei Punktdefekte, Versetzungen, Leerstellen, Korngrenzen, atomare Unordnung, etc.

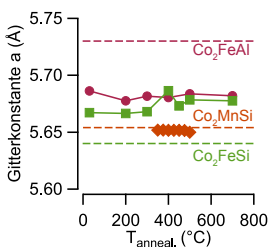


Abbildung 43: Gitterkonstante in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.



Die Magnetisierung  $M_s$  der  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme wächst dagegen oberhalb von  $300^\circ\text{C}$  leicht an und erreicht ihren maximalen Wert von  $1180\text{ kA/m}$  bei einem  $T_{\text{anneal.}}$  von  $450^\circ\text{C}$ , welcher im Rahmen der experimentellen Messungenauigkeiten in enger Übereinstimmung mit dem theoretisch vorhergesagten Wert von  $1219\text{ kA/m}$  liegt. Der hier gemessene Wert ist offensichtlich größer als der von Niculescu und Buschow berichtete Wert von  $1053.3\text{ kA/m}$ .<sup>111</sup>

Das bezüglich  $M_s$  optimale  $T_{\text{anneal.}}$  von  $450^\circ\text{C}$  hatte sich bereits in der Analyse der atomaren B2-Ordnung als optimale Temperatur herauskristallisiert. Oberhalb von  $450^\circ\text{C}$  findet eine leichte Reduzierung von  $M_s$  mit anschließendem Einnehmen eines magnetisch konstanten Zustandes statt (vgl. Abb. 42). Auch diese Beobachtung ist identisch mit dem Verhalten der atomaren B2-Ordnung, welche durch einen konstanten Wert von  $S_{\text{Co-Fe,Si}}$  in diesem Temperaturbereich gekennzeichnet ist (vgl. Abb. 41). In den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen kann demzufolge zwischen der strukturellen und magnetischen Ordnung ein eindeutiger Zusammenhang bezüglich des nachträglichen Auslagerns beobachtet werden.

Für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme beginnt die Magnetisierung  $M_s$  demgegenüber erst oberhalb von  $300^\circ\text{C}$  deutlich anzuwachsen, welches die hohe Aktivierungsenergie für atomare Diffusionsprozesse widerspiegelt (vgl. Abb. 42). Die relativ großen Fehlerbalken für die  $300^\circ\text{C}$  und  $350^\circ\text{C}$  ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme verglichen mit den übrigen  $M_s$ -Werten deuten ebenfalls auf Inhomogenitäten innerhalb des magnetischen Volumens hin, welche in sehr guter Übereinstimmung mit den XRD-Daten liegen (vgl. Abb. 44 und 45). Zwischen  $300^\circ\text{C}$  und  $350^\circ\text{C}$  setzt die Kristallisation ein, so dass innerhalb des gesamten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmes Bereiche amorpher und leicht kristalliner Struktur nebeneinander koexistieren. Im polykristallinen Zustand ist dagegen die experimentell bestimmte Magnetisierung  $M_s$  näherungsweise konstant und erreicht den theoretisch vorhergesagten Wert von  $1026\text{ kA/m}$ .<sup>112</sup>

Diese Entwicklung korreliert sowohl deutlich mit dem Einsetzen des Kristallisationsprozesses (vgl. Abb. 24) als auch mit der Entwicklung der atomaren B2-Ordnung (vgl. Abb. 45).

NEBEN DER MAGNETISIERUNG  $M_s$  kann auch das Koerzitivfeld  $H_C$  aus den entsprechenden AGM-Messungen für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme extrahiert werden (vgl. Abb. 38).

<sup>111</sup> K. H. J. Buschow et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials **38** (2005) V. Niculescu et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials **5** (2006) 60, S. Wurmehl et al., J. Phys. D:Appl. Phys. **39** (2006) 803

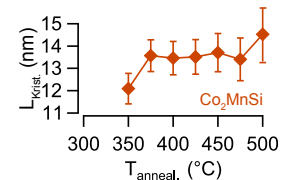


Abbildung 44: Kristallitgröße  $L_{\text{Krit.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

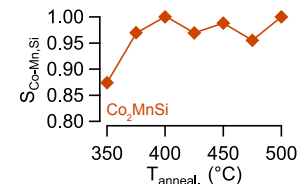


Abbildung 45: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Mn,Si}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

<sup>112</sup> I. Galanakis et al., Applied Physics Letters **89** (2006)



Abbildung 46: Koerzitivfeld  $H_C$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

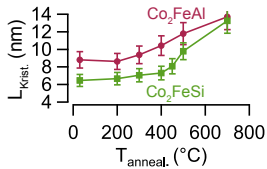
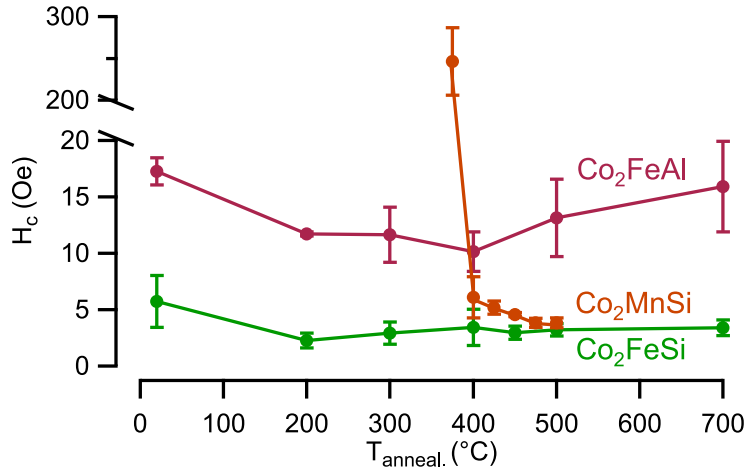


Abbildung 47: Kristallitgröße  $L_{\text{Krist.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

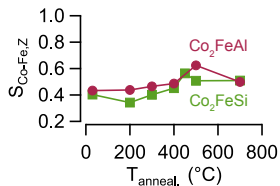


Abbildung 48: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-FeZ}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme.

<sup>113</sup> J. Sagar et al., Applied Physics Letters **101** (2012) 102410

<sup>114</sup> P. J. Webster et al., Springer Berlin, 1988

Der weichmagnetische Charakter, der mit einem  $H_C$  unterhalb von 20 Oe verknüpft ist, kann mit Ausnahme der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme bereits direkt nach der Herstellung in den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen beobachtet werden, wie es in Abbildung 46 illustriert ist. Diese Beobachtung bekräftigt die aus den XRD-Diffraktogrammen gewonnene Erkenntnis hinsichtlich einer polykristallinen Natur dieser Filme bereits direkt nach der Herstellung (vgl. Abb. 47). Das Koerzitivfeld  $H_C$  der  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme sinkt mit zunehmender Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  bis auf einen minimalen Wert von 10 Oe ab, welcher im Rahmen der experimentellen Messungengenauigkeiten Temperaturen  $300^\circ\text{C} \leq T_{\text{anneal.}} \leq 500^\circ\text{C}$  zugeordnet werden kann. Weiteres Erhöhen von  $T_{\text{anneal.}}$  auf  $700^\circ\text{C}$  ruft einen erneuten Anstieg von  $H_C$  hervor, welcher möglicherweise mit einer  $\text{DO}_3$ -Unordnung verknüpft werden kann. Für die  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme sinkt das Koerzitivfeld  $H_C$  leicht ab und erreicht oberhalb von  $200^\circ\text{C}$  einen nahezu konstanten Wert von 3.7 Oe. Dieses Koerzitivfeld liegt geringfügig unterhalb eines  $H_C$ -Wertes von 4.4 Oe, welcher von Sagar et al. in 20 nm dicken, auf (001)MgO-Substraten deponierten und nachträglich bei  $500^\circ\text{C}$  ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen beobachtet werden konnte.<sup>113</sup> Im Gegensatz zu den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen besitzt  $H_C$  der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme zu Beginn des Kristallisationsprozesses einen beträchtlichen Wert von 250 Oe, welcher typisch für amorphe Dünnschichten ist (vgl. Abb. 22 auf S. 29). Oberhalb von  $375^\circ\text{C}$  sinkt  $H_C$  allerdings deutlich unter 10 Oe ab und erreicht bei einem  $T_{\text{anneal.}}$  von  $500^\circ\text{C}$  den niedrigsten Wert von 3.8 Oe.<sup>114</sup> In den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen ist das beobachtete Verhalten

ten von  $H_C(T_{\text{anneal.}})$  weder mit dem vertikalen Kristallwachstum noch mit der Entwicklung der B2-Ordnung konform, so dass dem horizontalen Kristallwachstum vermutlich ein signifikanter Einfluss auf  $H_C$  zugeschrieben werden kann (vgl. Abb. 41-48).

DIE GEMESSENEN MAXIMALEN WERTE der Magnetisierung  $M_s$  sowie die zugehörigen magnetischen Momente  $m_s$  in  $\mu_B/f.u.$  werden in Tabelle 5 für die drei präsentierten  $Co_2YZ$ -Filme miteinander verglichen. Das Verhältnis  $m_s^{\text{exp}}/m_s^{\text{theo}}$  aus experimentell bestimmten ( $m_s^{\text{exp}}$ ) und theoretisch vorhergesagten Moment  $m_s^{\text{theo}}$  ist zusätzlich in Tabelle 5 dargestellt.<sup>115</sup>

Material	$T_{\text{optimal}}$ (°C)	$M_s$ (kA/m)	$m_s$ ( $\mu_B/f.u.$ )	$m_s^{\text{exp}}/m_s^{\text{theo}}$
$Co_2FeAl$	500	1099	5.450	1.09
$Co_2FeSi$	450	1180	5.803	0.97
$Co_2MnSi$	375 – 500	1039	5.002	1.00

<sup>115</sup> S. Trudel et al., Journal of Physics D: Applied Physics **43** (2010) 193001

Tabelle 5: Vergleich der Magnetisierung  $M_s$  und des zugehörigen Momentes  $m_s$  in  $\mu_B/f.u.$  im optimalen Auslagerungszustand für die  $Co_2YZ$ -Filme.

## Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde eine qualitative Analyse der Auswirkungen des nachträglichen Auslagerns auf die Kristallqualität der  $Co_2FeAl$ -,  $Co_2FeSi$ - und  $Co_2MnSi$ -Filme mit Hilfe der Röntgenbeugung (XRD) und Alternating Gradient Magnetometrie (AGM) präsentiert.

In den  $Co_2FeZ$ -Filmen kann ein kontinuierliches Anwachsen der Kristallinität verbunden mit einer lediglich geringen Erhöhung der B2-Ordnung durch das nachträgliche Auslagern über den gesamten Temperaturbereich ( $30^\circ C \leq T_{\text{anneal.}} \leq 700^\circ C$ ) induziert werden. Eine Temperatur von  $500^\circ C$  hat sich im Hinblick auf die B2-Ordnung als optimale Auslagerungstemperatur für die  $Co_2FeAl$ -Filme herauskristallisiert. Die Magnetisierung  $M_s$  dieser Filme liegt darüber hinaus im Rahmen der experimentellen Messungenauigkeiten in Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen und erfährt zusammen mit dem Koerzitivfeld  $H_C$  durch das nachträgliche Auslagern lediglich eine geringfügige Beeinflussung.

Eine kontinuierliche Verbesserung der magnetischen Ordnung in den  $Co_2FeSi$ -Filmen in Form der Sättigungsmagnetisierung und des Koerzitivfeldes steht in Einklang mit der Verbesserung des Kristallwachstums sowie der atomaren B2-Ordnung, so dass sich eine optimale Auslagerungstemperatur von  $450^\circ C$  für die

Co<sub>2</sub>FeSi-Filmen herauskristallisiert hat.

Während die Co<sub>2</sub>FeZ-Filme bereits direkt nach der Herstellung polykristallin zur Verfügung stehen, müssen Auslagerungstemperaturen oberhalb von 330°C in Anspruch genommen werden, um den Kristallisationsprozess in den Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen in die Wege zu leiten. Während der Kristallisation koexistieren laut zugehöriger XRD- und AGM-Messungen amorphe und polykristalline Areale in den Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen nebeneinander. Zwischen 375°C und 500°C zeichnen sich die Co<sub>2</sub>MnSi-Filme durch eine Stagnation sowohl des Kristallwachstums als auch in der Entwicklung der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  durch das nachträgliche Auslagern aus. Die zugehörigen  $M_s$ -Werte liegen in enger Übereinstimmung mit den für L<sub>21</sub>-Struktur theoretisch vorhergesagten Werten und können zusammen mit dem hohen Grad an B<sub>2</sub>-Ordnung als Indiz für die Anwesenheit einer möglichen L<sub>21</sub>-Ordnung in den Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen interpretiert werden.

# Elektrische Transportphänomene

Die elektrischen Transporteigenschaften der präsentierten Co<sub>2</sub>YZ-Filme sind eng an ihre elektronische Bandstruktur und somit auch an ihre chemische Zusammensetzung und die Kristallstruktur gekoppelt. Die Existenz herstellungsbedingter Unordnungen innerhalb der Kristallstruktur übt einen beträchtlichen Einfluss auf den elektrischen Widerstand aus, so dass dieser als guter Parameter zur indirekten Struktur-Charakterisierung herangezogen werden kann. Aufgrund der Kristallstruktur verbessernden Wirkung des nachträglichen Auslagerns, wird die Entwicklung des Widerstandes in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur hinsichtlich der Filmreinheit, aber auch hinsichtlich der dem Widerstand zugrundeliegenden Streumechanismen untersucht.

## Elektrischer Transport in einem Festkörper

In einem perfekt periodischen Kristallgitter können sich die Elektronen unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes störungsfrei ausbreiten. Dieser Zustand ist jedoch in der Natur nicht zu realisieren, so dass bereits kleine Abweichungen von der strengen Periodizität des Kristallgitters den Elektronentransport durch dieses Gefüge erheblich stören und damit verbunden, einen endlichen *elektrischen Widerstand* bewirken können.

Die aus dem gestörten Kristallgitter resultierenden Elektronenstreuprozesse führen mit einer ihr eigenen, charakteristischen Temperaturabhängigkeit zu unterschiedlichen *Widerstandsbeiträgen*, die gemäß der MATTHIESSEN REGEL im *spezifischen Widerstand*  $\rho$

$$\rho = \rho_{\text{stat.}} + \rho_{\text{dyn.}} = \rho_0 + \rho_{\text{phon.}}(T) + \rho_{\text{magn.}}(T) + \rho_e(T) + \dots \quad (8)$$

zusammengefasst werden können.<sup>116</sup>

Neben dem *statischen* Widerstandsbeitrag  $\rho_{\text{stat.}} = \rho(T \approx 0\text{K})$  können auch *dynamische* Streuprozesse wie *Elektron-Phonon* ( $\rho_{\text{phon.}}$ ),

<sup>116</sup> Der *elektrische Widerstand*  $R$  gibt an, welche Spannung notwendig ist, um einen elektrischen Strom durch einen Leiter zu transportieren, während  $\rho(T)$  eine Eigenschaft des Leiters darstellt. Im Folgenden wird  $\rho(T)$  der Einfachheit halber als (elektrischer) Widerstand bezeichnet.

Elektron-Magnon ( $\rho_{\text{mag}}$ ) - und Elektron-Elektron-Streuprozesse ( $\rho_e$ ) sowie Quanteninterferenzeffekte einen signifikanten Beitrag zum Gesamtwiderstand  $\rho(T)$  leisten.

Im Folgenden wird nun das Augenmerk auf die theoretische Vorstellung der magnonischen Streuprozesse in halbmagnetischen Ferromagneten gelegt, während sich eine ausführliche Präsentation der phononischen und elektronischen Streuprozesse sowie der Quanteninterferenzeffekte im Anhang befindet.

### Magnonen-Streuung in halbmagnetischen Ferromagneten

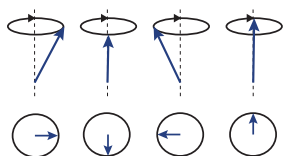


Abbildung 49: Schematische Darstellung einer kollektiven Spinanregung.

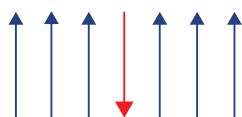


Abbildung 50: Schematische Darstellung eines Ein-Spin-Umklapp-Prozesses.

<sup>117</sup> F. Bloch, Z. Physik **61** (1930)

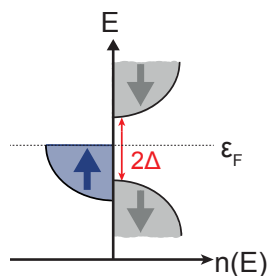


Abbildung 51: Schematische Darstellung der spinaufgespaltenen Bandstruktur eines halbmagnetischen Ferromagneten.

<sup>118</sup> M. J. Otto et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials **70** (1987)

In einem konventionellen Ferromagneten bilden die perfekt parallel zueinander ausgerichteten, lokalen magnetischen Momente in der Nähe des absoluten Temperatur-Nullpunktes ein streng periodisches Spingitter aus, durch das sich die Elektronen störungsfrei bewegen können. Mit zunehmender Temperatur wird die strenge Periodizität des Spingitters erheblich durch thermisch angeregte Fluktuationen der Spins, sogenannte *Spinwellen* gestört, welche niederenergetische, elementare Anregungszustände von gekoppelten Spins in einem ferromagnetischen System darstellen.

Im Jahre 1930 entdeckte BLOCH die Existenz *kollektiver Spin-Anregungszustände*, welche man sich anschaulich als auf Kegelmanteln präzedierende, mit einem konstanten Phasenverschiebungswinkel ausgestattete Spinvektoren vorstellen kann und deren Anregungsenergien um ein Vielfaches geringer waren als die zum Umklappen eines einzelnen Spins (aus einem  $z+1$ -Spinsystem) notwendigen Energien  $\Delta E = zJS^2$  (vgl. Abb. 49 und 50). In Analogie zu den Phononen - als quantisierte Gitterschwingungen - hat sich für diese kollektiven Spinwellen auch die Bezeichnung *Magnonen* eingebürgert.<sup>117</sup>

Auf dem Weg durch das gestörte Spingitter werden die Leitungselektronen vielfach an diesen Magnonen infolge der Austauschwechselwirkung inelastisch gestreut. Diese inelastischen Streuprozesse gehen mit einem Spin-Flip der Leitungselektronen einher, an die eine gleichzeitige Änderung der Spinorientierung der Magnonen gekoppelt ist, infolgedessen ständig neue Magnonen vernichtet oder erzeugt werden.

In einem idealen *halbmagnetischen Ferromagneten (HMF)* sind die besetzten und unbesetzten Spin- $\downarrow$ -Zustände an der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  in der Nähe des absoluten Temperatur-Nullpunktes durch eine Bandlücke  $2\Delta$  voneinander getrennt (vgl. Abb. 51).<sup>118</sup>

Aufgrund der vollständigen Spinpolarisation stehen demzufolge keine freien Spin- $\downarrow$ -Zustände bei  $\epsilon_F$  für die Elektron-Magnon-Streuung zur Verfügung, so dass für den magnonischen Widerstandsbeitrag  $\rho_{\text{mag}}$  eine für konventionelle Elektron-Magnon-Streuung charakteristische, quadratische Temperaturabhängigkeit komplett ausgeschlossen erscheint (vgl. Gl. 55 auf S. 163). Im Jahre 1972 postulierten Kubo und Ohata basierend auf theoretischen Spinwellennäherungen den Mechanismus der *Zwei-Magnonen-Streuung* als dominierenden Streuprozess in HMFs, aus welchem in der Nähe des absoluten Temperatur-Nullpunktes die nachfolgende Temperaturabhängigkeit resultierte:<sup>119</sup>

$$\rho_{\text{mag}} \propto T^{9/2} \quad (9)$$

Zwei-Magnonen-Streuprozesse charakterisieren dabei die Streuung von Magnonen an Inhomogenitäten des Materials, welche mit einer Änderung des magnonischen Wellenzahlvektors bei gleichzeitiger Energieerhaltung einhergehen (vgl. Abb. 52).

Bei diesem Prozess wird somit ein Magnon mit dem Wellenzahlvektor  $\vec{k}_1$  und der Energie  $\epsilon_1 = \hbar\omega$  vernichtet, während ein anderes Magnon mit der Energie  $\epsilon_1 = \epsilon_2$  und dem Wellenzahlvektor  $\vec{k}_2 \neq \vec{k}_1$  erzeugt wird. Da diese Streuprozesse ferner Intradband-Übergänge darstellen und ohne Spin-Flip auskommen, werden Elektron-Zwei-Magnon-Streuprozesse von HMF favorisiert.

Theoretische Bandstrukturrechnungen auf der Grundlage von kombinierten Lokalen Dichtenäherungen (LDA) und *Dynamischen Molekularfeld-Theorien* (engl.: *Dynamic Mean Field Theory* (DMFT)) konnten darüber hinaus die Existenz einer besonderen Vielteilchen-Eigenschaft von halbmolekularen Ferromagneten, das Vorhandensein von *Nicht-Quasi-Teilchen-Zuständen* (NQP) innerhalb des Spin- $\downarrow$ -Bandes bei  $\epsilon_F + \Delta_{\text{mag}}$  zum Vorschein bringen (vgl. Abb. 53). Diese NQP-Zustände stellen niederenergetische Elektronanregungen für die Spin- $\downarrow$ -Zustände dar und können als Superposition von Spin- $\uparrow$ -Elektron-Anregungen und virtuellen Magnonen (*Spin-Polaron-Prozessen*) aufgefasst werden.

Mit zunehmender Temperatur schmieren diese NQP-Zustände immer mehr in Richtung von  $\epsilon_F$  aus und kreuzen die Fermi-Kante  $\epsilon_F$  schließlich bei  $k_B T = \hbar\omega_{\text{mag}}$ , so dass sich für Temperaturen  $k_B T > \hbar\omega_{\text{mag}}$  an der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  ein zusätzlicher Leitungschanal für die Spin- $\downarrow$ -Elektronen öffnet und somit das Auftreten von Spin-Flip-Streuprozessen in HMFs dennoch möglich wird (vgl. Abb. 54).<sup>120</sup>

<sup>119</sup> K. Kubo et al., J. Phys. Soc. Jpn 33 (1972)

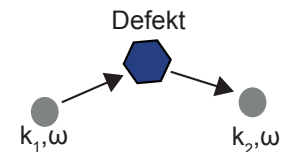


Abbildung 52: Schematische Darstellung der Zwei-Magnonen-Streuung (Kreise) an einer Defektstelle (Sechseck).

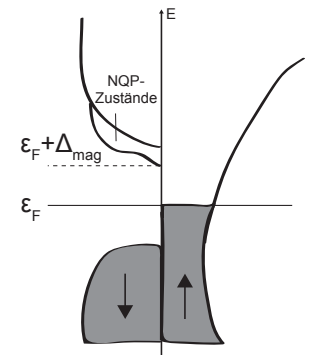


Abbildung 53: Schematische Darstellung der Vielteilchen-Bandstruktur. Die NQP-Zustände verschwinden bei 0K.

<sup>120</sup>  $\hbar\omega_{\text{mag}}$  wird auch als Anisotropie-Gap  $\Delta_{\text{mag}}$  im Magnonenspektrum bezeichnet, unterhalb dessen die NQP-Zustände verschwinden.

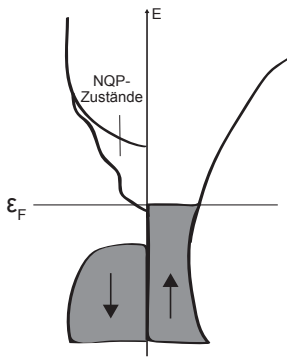


Abbildung 54: Schematische Darstellung einer Viel-Teilchen-Bandstruktur. Bei  $T > T_{\text{mag}}$  kreuzen die NQP-Zustände die Fermi-Energie.

<sup>121</sup> L. Chioncel et al., Phys. Rev. Lett. **96** (2006) V. Y. Irkhin et al., J. Phys.: Condens. Matter **19** (2007) 315201, M. I. Katsnelson et al., Review of Modern Physics **80** (2008)

Aufgrund der *Anisotropie-Bandlücke*  $\Delta_{\text{mag}} = \hbar\omega_{\text{mag}}$  zwischen der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  und dem untersten NQP-Zustand im Spin- $\downarrow$ -Band werden Spin-Flip-Streuprozesse für  $k_B T < \hbar\omega_{\text{mag}}$  exponentiell unterdrückt, so dass der magnonische Widerstandsbeitrag  $\rho_{\text{mag}}$  in halbmetallischen Ferromagneten durch den phänomenologischen Ausdruck

$$\rho_{\text{mag}} = AT^2 \cdot e^{-\frac{\Delta_{\text{mag}}}{k_B T}} \quad \text{mit} \quad \Delta_{\text{mag}} = k_B T_{\text{mag}} \quad (10)$$

definiert werden kann. Dieser Ausdruck setzt eine komplette Unterdrückung der Spin- $\downarrow$ -Elektronen bei  $\epsilon_F$  voraus und impliziert, dass für Temperaturen  $T > T_{\text{mag}}$  der magnonische Widerstandsbeitrag durch die klassische Elektron-Magnon-Streuung hervorgerufen wird.<sup>121</sup>

IM WEITEREN VERLAUF wird nun das experimentell bestimmte Widerstandsverhaltens der präsentierten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -,  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme analysiert. Neben der Beeinflussbarkeit der elektrischen Transporteigenschaften durch das nachträgliche Auslagern werden auch die in (halbmetallischen) Ferromagneten wichtigsten elektrischen Transportphänomene auf ihre Gültigkeit in den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen hin untersucht.

### Elektrischer Widerstand der $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -, $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - & $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme

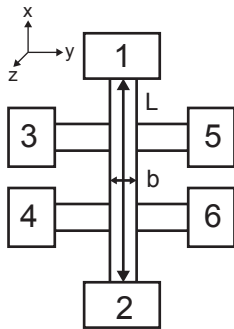


Abbildung 55: Schematische Darstellung der verwendeten Hallbar-Struktur.

Die elektrischen Transportmessungen an den strukturierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen erfolgten für Temperaturen zwischen 3 K und 300 K in einem  $\text{He}^4$ -Kryostaten der Firma CRYOGENIC LTD. Bei einer jeden Messung wurde ein konstanter Strom  $I$  von  $10 \mu\text{A}$  zwischen den Kontakten 1 und 2 angelegt, während zwischen den Kontakten 3 und 4 bzw. 5 und 6 eine Spannung  $U_{xx}$  abgegriffen werden konnte. Die verwendete Hallbar-Struktur mit einer Länge  $L$  von  $200 \mu\text{m}$  und einer Breite  $b$  von  $80 \mu\text{m}$  ist dazu in Abbildung 55 schematisch dargestellt.

Der zugehörige elektrische Widerstand  $\rho$  kann über die gemessene Spannung  $U_{xx}$  durch

$$\rho = \frac{U_{xx} \cdot b \cdot d}{L \cdot I} \quad (11)$$

definiert werden, wobei  $d$  die Dicke der untersuchten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme darstellt (vgl. Abb. 25 auf S. 25).

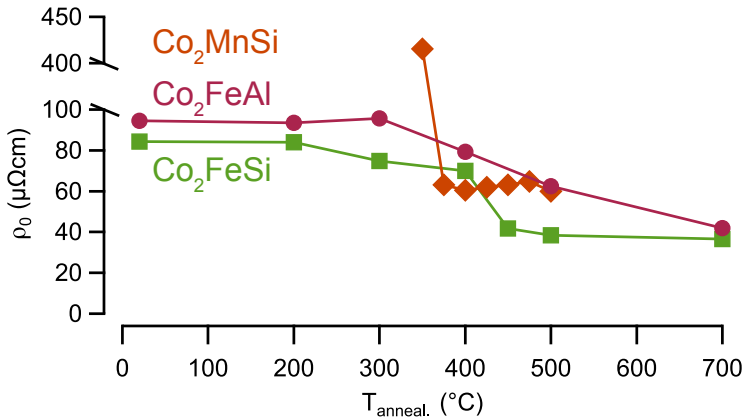


Abbildung 56: Elektrischer Restwiderstand  $\rho_0$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

## Reinheit

Der statische Widerstand  $\rho_{\text{stat.}}$  resultiert aus der Streuung von Leitungselektronen an räumlich festen, strukturellen Defekten und atomarer Unordnung innerhalb des Kristallgitters und dominiert lediglich bei sehr tiefen Temperaturen, weshalb sich für ihn auch die Bezeichnung *Restwiderstand*  $\rho_0 = \rho(T \approx 0 \text{ K})$  eingebürgert hat. Aufgrund seiner Temperaturunabhängigkeit kann  $\rho_0$  als qualitatives Maß für die Konzentration der Defekte innerhalb des Kristalls herangezogen werden.

Strukturelle Defekte umfassen neben Fremdatomen und Fehl- bzw. Leerstellen auch Kristallite bzw. Körner und deren Grenzen. Die Größe und die Anordnung der einzelnen Kristallite spielt insbesondere in dünnen Filmen eine wichtige Rolle, da der Elektronentransport primär von ihrer kristallinen Beschaffenheit beherrscht wird, d.h. ob der Film eine amorphe, *halbkontinuierliche* oder *kontinuierliche Struktur* aufweist. Neben den strukturellen Defekten können, speziell in Heusler-Verbindungen aufgrund der starken Kopplung zwischen der Kristallstruktur und den elektrischen Transporteigenschaften, atomare Unordnungen ebenfalls zahlreiche Defektstreuungen hervorrufen.<sup>122</sup> In Abbildung 56 ist die kontinuierliche Reduzierung des Restwiderstandes  $\rho_0 \approx \rho(3 \text{ K})$  mit wachsender Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die drei präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme dargestellt, wodurch eine tendentielle Verringerung der Defektstreuung durch das nachträgliche Auslagern signalisiert wird.

In den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen kann erst oberhalb von  $300^\circ\text{C}$  eine signifikante Änderung von  $\rho_0$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  beobachtet werden. Diese Beobachtung ist vollständig konsistent mit den

<sup>122</sup> M. P. Raphael et al.,  
Physical Review B **66** (2002)  
104429



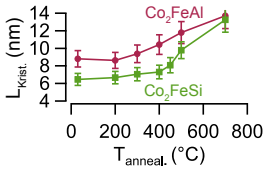


Abbildung 57: Kristallitgröße  $L_{\text{Krist.}}$  der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

<sup>123</sup> Die „Richtung“ beschreibt hier die Filmebene.

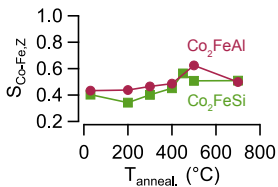


Abbildung 58: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Fe,Z}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme.

<sup>124</sup> H. Schneider et al., Journal of Physics D: Applied Physics **40** (2007) 1548

entsprechenden XRD-Messungen hinsichtlich einer kontinuierlichen Verbesserung der kristallinen Struktur durch das nachträgliche Auslagern und lässt auf isotropes Kristallwachstum schließen (vgl. Abb. 57).

Für die  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme erfolgt dagegen die Verringerung von  $\rho_0$  stufenweise, welches sich ebenfalls mit den Beobachtungen aus den XRD-Messungen bezüglich des Kristallwachstums deckt (vgl. Abb. 57). Unterhalb von  $200^\circ\text{C}$  kann keine Änderung von  $\rho_0$  beobachtet werden, möglicherweise aufgrund stagnierenden Kristallwachstums in diesem Auslagerungstemperatur-Bereich. Zwischen  $200^\circ\text{C}$  und  $400^\circ\text{C}$  sowie zwischen  $400^\circ\text{C}$  und  $450^\circ\text{C}$  können zwei Entwicklungsstufen von  $\rho_0$  bezüglich der Reduzierung der Defektkonzentration ausgemacht werden, welche mit Veränderungen im Kristallwachstum in Einklang stehen. Jedoch sind die Änderungen in der Kristallitgröße deutlich geringer als die von  $\rho_0$ . Eine Erhöhung der Auslagerungstemperatur über  $450^\circ\text{C}$  hat keine erneute Reduzierung von  $\rho_0$  zur Folge, obwohl die Größe der Kristallite für diesen Auslagerungstemperatur-Bereich noch einmal beträchtlich anwächst, wie es aus Abbildung 57 erkennbar ist. Demzufolge liegt die Vermutung nahe, dass für Auslagerungstemperaturen oberhalb von  $450^\circ\text{C}$  das Wachstum der Kristallite bevorzugt in vertikale Richtung erfolgt, während es in horizontale Richtung stagniert, womit auch die Stagnation von  $\rho_0$  möglicherweise erklärt werden kann.<sup>123</sup>

Da die XRD-Messungen bezüglich der atomaren B2-Ordnung lediglich bei einem  $T_{\text{anneal.}}$  von  $500^\circ\text{C}$  für  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  bzw.  $450^\circ\text{C}$  für  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  eine merkliche Verbesserung vorhersagen, dominiert wahrscheinlich in den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen die Defektstreuung an Korngrenzen die Streuung an atomaren Unordnungen (vgl. Abb. 58).

Schneider et al. beobachteten in 65 nm dicken, auf  $700^\circ\text{C}$  heißen (001)MgO-Substraten deponierten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen ein  $\rho_0$  von  $30 \mu\Omega\text{cm}$ , welches in guter Übereinstimmung mit dem oben beschriebenen Restwiderstand der  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen von  $36.64 \mu\Omega\text{cm}$  liegt.<sup>124</sup>

Für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme reduziert sich  $\rho_0$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  ebenfalls über mehrere Stufen. Die erste Entwicklungsstufe wird dabei von den  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Filmen mit einem  $\rho_0$  von  $415.22 \mu\Omega\text{cm}$  gebildet, für welche die XRD-Messungen eine Mischstruktur aus amorpher und polykristalliner Arealen prognostiziert haben (vgl. Abb. 22 sowie Abb. 24 auf S. 29f). Aus der Sichtweise des Elektronentransportes wird ein amorpher Dünnsfilm für gewöhnlich durch eine inselartige Struktur

beschrieben, in welcher die wenige Nanometer großen Kristallite durch Kristallitgrenzen voneinander getrennt sind (vgl. Abb. 59). Aufgrund der vielfach vorhandenen Inseln sollten die Elektronen zahlreichen Streu- bzw. Tunnelprozessen unterliegen, wodurch ein hoher Restwiderstand verursacht wird. Im Entwicklungsstadium beginnender polykristalliner Strukturen bilden diese Inseln durch Verschmelzen mit Nachbarinseln eine wurmartige, d.h. halbkontinuierliche Filmstruktur aus (vgl. Abb. 60). Der Elektronentransport findet dann einerseits weiterhin durch Tunnelprozesse von Insel zu Insel und andererseits durch metallische Leitung innerhalb der länglichen Strukturen statt, wodurch  $\rho_0$  deutlich reduziert werden sollte.

Der relativ hohe Restwiderstand  $\rho_0$  der 350°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>MnSi-Filme deutet demzufolge darauf hin, dass für den Elektronentransport, d.h. in der horizontalen Filmebene, größtenteils amorphe Strukturen vorhanden sind, während die XRD- und AGM-Messungen eine Mischstruktur aus insel- und wurmartigen Wachstum suggerieren (vgl. Abb. 24 und 62).

In der zweiten  $\rho(T_{\text{anneal.}})$ -Entwicklungsstufe bewirkt das nachträgliche Auslagern mit Temperaturen  $T_{\text{anneal.}} > 350^\circ\text{C}$  eine beträchtliche Reduzierung von  $\rho_0$  um einen Faktor sieben auf einen Wert von  $60.56 \mu\Omega\text{cm}$ , welcher für eine Temperatur von 400°C beobachtet werden kann. Weiteres Erhöhen von  $T_{\text{anneal.}}$  resultiert hingegen in einem geringen Anstieg von  $\rho_0$  auf einen Wert von  $66.012 \mu\Omega\text{cm}$  für die 475°C-ausgelagerten Filme, wohingegen der höchste Auslagerungszustand (500°C) durch einen  $\rho_0$ -Wert von  $59.85 \mu\Omega\text{cm}$  gekennzeichnet wird.

Gemäß der zugehörigen XRD-Messungen erfolgt die Erhöhung der Kristallinität sowie der atomaren B2-Ordnung ebenfalls in zwei Stufen. Während bei 350°C die Kristallisation und damit verbunden die atomare Ordnung ihren Anfang nimmt, scheint die Kristallentwicklung oberhalb von 375°C annähernd zu stagnieren, wodurch eine kontinuierliche Filmstruktur signalisiert und die zweite Entwicklungsstufe charakterisiert wird (vgl. Abb. 61, 63 und 64).

Die Parallelen zwischen der Kristallentwicklung und der Reduzierung von  $\rho_0(T_{\text{anneal.}})$  können somit einerseits als Indiz für isotropes Kristallwachstum interpretiert werden, welches durch das nachträgliche Auslagern in den Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen induziert wird. Andererseits deuten diese Parallelen aber auch darauf hin, dass wahrscheinlich die Defektstreuung an Korngrenzen sowie die Streuung an atomaren Unordnungen gleichermaßen in den Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen in Erscheinung treten.

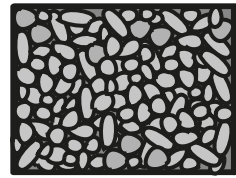


Abbildung 59: Schematische Darstellung einer amorphen Filmstruktur.

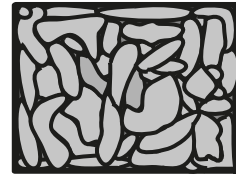


Abbildung 60: Schematische Darstellung einer halbkontinuierlichen Filmstruktur.

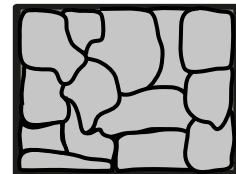


Abbildung 61: Schematische Darstellung einer kontinuierlichen Filmstruktur.

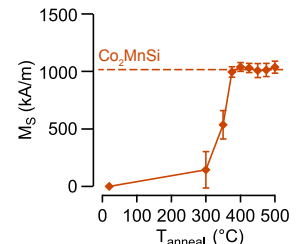


Abbildung 62: Magnetisierung  $M_S$  der Co<sub>2</sub>MnSi-Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

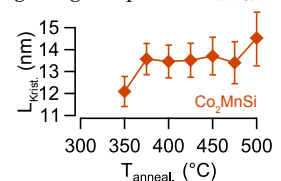


Abbildung 63: Kristallitgröße  $L_{\text{Kist.}}$  der Co<sub>2</sub>MnSi-Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

Abbildung 65: Restwiderstandsverhältnis RRR für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$ .

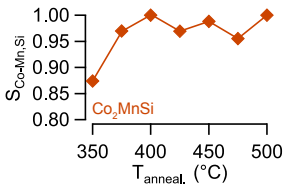
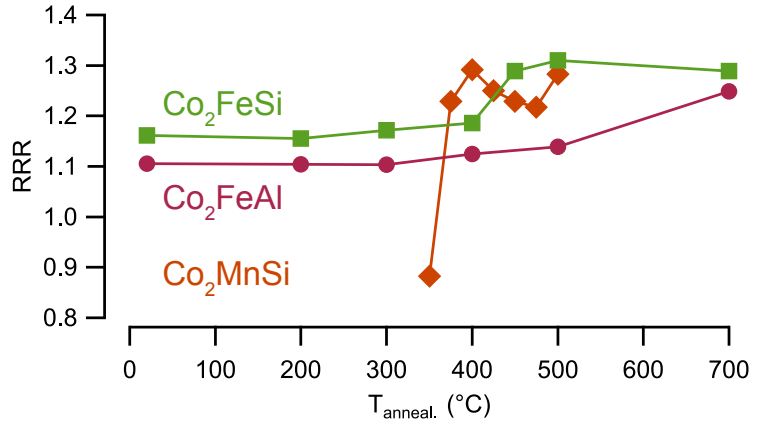


Abbildung 64: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Mn,Si}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

Obaida et al. beobachteten in 45 nm dicken, auf (001)MgO-Substraten deponierten und ex-situ bei 450°C ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen ein  $\rho_0$  von 50  $\mu\Omega\text{cm}$ , während Singh et al. in 400 nm dicken, auf 442 °C heißen Saphir-Substraten deponierten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen ein  $\rho_0$  von 47  $\mu\Omega\text{cm}$  nachweisen konnten.<sup>125</sup> Diese veröffentlichten Werte von  $\rho_0$  liegen deutlich unterhalb des hier in den 450°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen beobachteten Restwiderstandes von 63.132  $\mu\Omega\text{cm}$ , wodurch eine geringere Defektkonzentration in den von Obaida et al. sowie Singh et al. untersuchten Filmen angedeutet wird.

<sup>125</sup> M. Z. Obaida, PhD thesis, Ruhr-Universität Bochum, 2011, L. J. Singh et al., Journal of Applied Physics **95** (2004) 7231

IN DER LITERATUR wird neben  $\rho_0$  oftmals auch das *Restwiderstandsverhältnis* RRR als Indikator für die Filmreinheit zur Anwendung gebracht, welches den Widerstand bei Raumtemperatur  $\rho(300\text{ K})$  mit dem Restwiderstand  $\rho_0$  über

$$\text{RRR} = \frac{\rho(300\text{ K})}{\rho_0} \quad (12)$$

in Beziehung setzt. Eine hohe Konzentration von atomaren und/oder strukturellen Defekten wird demzufolge durch einen kleinen RRR-Wert gekennzeichnet. Für die präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme ist die Beziehung zwischen dem Restwiderstandsverhältnis RRR und der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  dementsprechend in Abbildung 65 graphisch veranschaulicht.

Für die  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ - und  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme steigt RRR oberhalb von 300°C bzw. 200°C mit wachsendem  $T_{\text{anneal}}$  kontinuierlich an. Während ein maximaler RRR-Wert von 1.25 den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen im höchsten Auslagerungszustand zugeschrieben werden kann, erreicht RRR in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen bereits bei einer Auslage-

nungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  von  $500^{\circ}\text{C}$  seinen maximalen Wert von 1.32, welcher bei weiterem Erhöhen von  $T_{\text{anneal.}}$  geringfügig auf einen Wert von 1.28 absinkt.

Wang et al. konnten in ihren 20 nm dicken, auf (001)MgO-Substraten deponierten und ex-situ bei  $480^{\circ}\text{C}$  ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen ein Restwiderstandsverhältnis RRR von 1.18 feststellen, welches in enger Übereinstimmung mit dem in den  $500^{\circ}\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen beobachteten RRR-Wert von 1.15 steht. Ferner kann diese Übereinstimmung auch als Indiz für die gute kristalline Qualität der hier untersuchten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme interpretiert werden.<sup>126</sup>

Währenddessen veröffentlichten Schneider et al. für ihre  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme einen RRR-Wert von 1.5, welcher oberhalb des hier in den  $700^{\circ}\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen beobachteten Wertes von 1.28 liegt.<sup>127</sup>

Für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme weist das Restwiderstandsverhältnis RRR bei einer Auslagerungstemperatur von  $350^{\circ}\text{C}$  aufgrund des hohen Restwiderstandes  $\rho_0$  erwartungsgemäß den niedrigsten Wert von 0.86 verglichen mit den übrigen  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen auf. Ein RRR-Wert kleiner Eins ist kennzeichnend für halbleiterähnliches Widerstandsverhalten und kann typischerweise in amorphen Filmen beobachtet werden (vgl. Abb. 59).<sup>128</sup>

Oberhalb von  $350^{\circ}\text{C}$  steigt RRR kontinuierlich bis zu einem maximalen Wert von 1.28 an, welcher gleichermaßen in den  $400^{\circ}\text{C}$ - und  $500^{\circ}\text{C}$ -ausgelagerten Filmen beobachtet werden kann. Mit steigendem  $T_{\text{anneal.}}$  nimmt RRR anschließend wieder auf einen Wert von 1.22 im Auslagerungstemperatur-Bereich  $450^{\circ}\text{C} \leq T_{\text{anneal.}} \leq 475^{\circ}\text{C}$  ab. Diese Beobachtungen sind ebenfalls konsistent mit den XRD-Messungen hinsichtlich eines kontinuierlichen Kristallwachstum sowie einer verbesserten B2-Ordnung gemäß der Abbildungen 66 und 67.

Die hier beobachteten, relativ geringen RRR-Werte sind typisch für Co-basierte Heusler-Verbindungen, die mittels konventioneller Sputtertechnik hergestellt worden sind und stellen ein Anzeichen für starke Beiträge von Verunreinigungen/Störstellen-Streuung zum elektrischen Widerstand dar.<sup>129</sup>

So konnten beispielsweise Obaida et al. in ihren  $\text{Co}_2\text{MnGe}$ - und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen im optimalen Auslagerungszustand ( $450^{\circ}\text{C}$ ) RRR-Werte von 1.4 und 1.15 beobachten.<sup>130</sup>

Dieser für  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  veröffentlichte RRR-Wert ist geringer als der hier in den  $450^{\circ}\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen beobachtete Wert von 1.22, wodurch gleichzeitig die gute kristalline Qualität der hier untersuchten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme gekennzeichnet wird.

<sup>126</sup> W. Wang et al., arXiv.org (2013)

<sup>127</sup> H. Schneider et al., Journal of Physics D: Applied Physics **40** (2007) 1548

<sup>128</sup> Y. Kudryavtsev et al., Phys. Rev. B **77** (2008) 195104

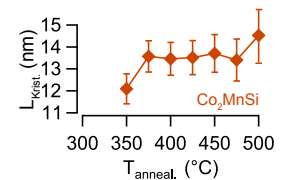


Abbildung 66: Kristallitgröße  $L_{\text{Kist.}}$  der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

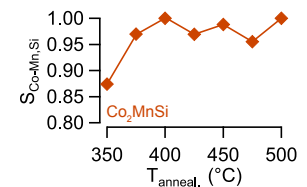


Abbildung 67: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Mn,Si}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

<sup>129</sup> A. Gerber et al., Phys. Rev. B **65** (2002) 054426

<sup>130</sup> M. Z. Obaida, PhD thesis, Ruhr-Universität Bochum, 2011

## Anomales Widerstands-Verhalten

Der elektrische Widerstand  $\rho(T)$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme weist im Tieftemperatur-Bereich eine besondere Anomalie auf, welche sich in einem Widerstandsminimum und anschließendem Wiederanstieg unterhalb dieses Minimums mit abnehmender Temperatur äußert.

In Co-basierten Heusler-Verbindungen bildet die Existenz derartiger Widerstandsminima die Grundlage zahlreicher, zugleich aber widersprüchlicher Diskussionen. Während Geiersbach et al. in  $\text{Co}_2\text{MnZ}$ -Filmen ( $Z = \text{Ge}, \text{Ga}, \text{Si}$ ) ein Minimum in den  $\rho(T)$ -Kurven bei 40 K beobachten konnten, berichteten Ambrose et al. in  $\text{Co}_2\text{MnGe}$ -Filmen sowie Singh et al. in  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen hingegen von einem temperaturunabhängigen Widerstand unterhalb von 20 K.<sup>131</sup>

Für den relevanten Temperaturbereich  $3\text{ K} \leq T \leq 40\text{ K}$  ist dazu in Abbildung 69 die Entwicklung der Widerstandsminima mit  $T_{\text{anneal}}$  graphisch dargestellt. Der exakte Wert von  $\rho(T)$  wird hierbei vollständig außer Acht gelassen, da ausschließlich die Veränderungen der Form und der Position der Minima infolge des nachträglichen Auslagerns von Bedeutung sind.

Die  $\rho(T)$ -Kurven der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme lassen sich theoretisch durch Parabeln der Form

$$y(T) = y_s + m \cdot (T - T_s)^2 \quad (13)$$

beschreiben, welche mit der Breite  $m$  um den Scheitelpunkt  $\mathcal{S} = (T_s \mid y_s)$  verteilt sind (vgl. Abb. 68). Die aus der theoretischen Anpassung von  $y(T)$  an die gemessenen  $\rho(T)$ -Kurven resultierenden  $m$ -Werte sind in Tabelle 6 für die unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme einander gegenübergestellt. Da die Bestimmung von  $m$  lediglich mit einem geringen Fehler ( $\sim 10^{-4} \text{ n}\Omega\text{cm}/\text{K}^2$ ) behaftet ist, wird auf die Angabe seines exakten Wertes in Tabelle 6 verzichtet.

In den  $\rho(T)$ -Kurven der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme kann der Scheitelpunkt  $\mathcal{S}$  bei einer Temperatur von 23 K ( $Z = \text{Al}$ ) bzw. 18 K ( $Z = \text{Si}$ ) lokalisiert werden. Während sich die  $\rho(T)$ -Kurven der  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme mit wachsendem  $T_{\text{anneal}}$  symmetrisch um den Scheitelpunkt verbreitern, kann in den entsprechenden Kurven der  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme oberhalb von  $450^\circ\text{C}$  eine erhebliche, asymmetrische Verbreiterung beobachtet werden, welche ausschließlich in Richtung von  $T \rightarrow 0$  erfolgt. Im höchsten Auslagerungszustand ( $700^\circ\text{C}$ ) lösen sich diese Widerstandsminima sowohl in den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ - als auch in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen beinahe vollständig auf, so dass  $\rho(T)$  in

<sup>131</sup> T. Ambrose et al., Applied Physics Letters 76 3280, U. Geiersbach et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials 240 (2002) 546, L. J. Singh et al., Journal of Applied Physics 95 (2004) 7231

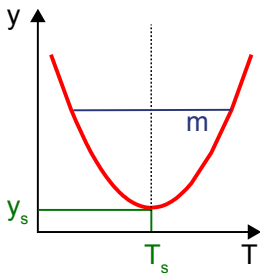
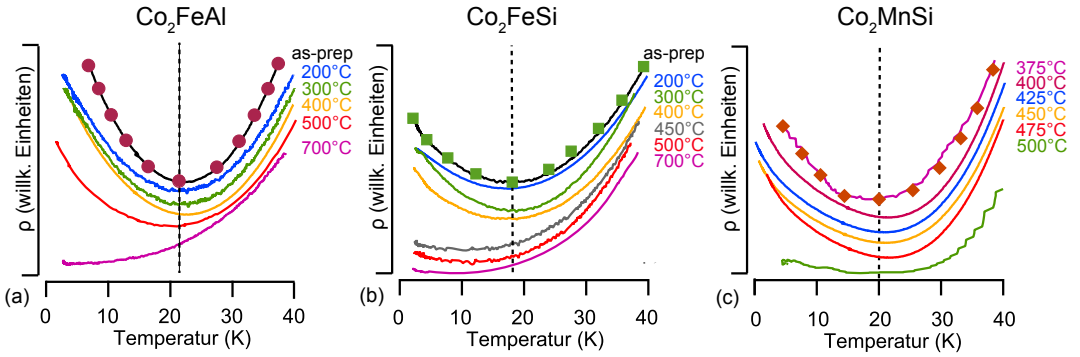


Abbildung 68: Schematische Darstellung einer Parabel gemäß Gl. 13.



einen elektrisch annähernd konstanten Zustand unterhalb von 10 K übergeht.

Das nachträgliche Auslagern der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme mit Temperaturen  $T_{\text{anneal.}} \leq 500^\circ\text{C}$  bewirkt somit eine kontinuierliche Verbreiterung der parabelförmigen  $\rho(T)$ -Kurven, welche auch durch die Abnahme des  $m$ -Wertes mit zunehmender Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  gemäß Tabelle 6 dokumentiert wird.

In gleicher Weise wie die  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme demonstrieren auch die  $\rho(T)$ -Kurven der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme ein Minimum im Widerstand bei einer Temperatur  $T_s$  von 20 K. Jedoch ist der parabelförmige Kurvenverlauf von  $\rho(T)$  gegenüber dem der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme merklich in Richtung des absoluten Temperatur-Nullpunktes verbreitert. Darüber hinaus kann im Auslagerungstemperaturbereich  $400^\circ\text{C} \leq T_{\text{anneal.}} \leq 475^\circ\text{C}$  keine Modifizierung der Widerstandsminima hinsichtlich ihrer Form und/oder ihrer Position durch das nachträgliche Auslagern beobachtet werden, wie es in Tabelle 6 auch durch einen annähernd konstanten  $m$ -Wert in dem betrachteten  $T_{\text{anneal.}}$ -Bereich veranschaulicht wird. Erst bei einem  $T_{\text{anneal.}}$  von  $500^\circ\text{C}$  verschwinden die Widerstandsminima fast vollständig und der zugehörige Widerstand  $\rho(T)$  geht in einen elektrisch gesättigten Zustand über.

Abbildung 69: Entwicklung der Widerstandsminima mit der Auslagerungstemperatur für die  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ (a)-,  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ (b)- und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ (c)-Filme inklusive der Fitkurve (Symbole) gemäß Gl. 13.

$T_{\text{anneal.}}$ ( $^\circ\text{C}$ )	$m_{\text{CFA}}$ $\left(\frac{\text{n}\Omega\text{cm}}{\text{K}^2}\right)$	$m_{\text{CFS}}$ $\left(\frac{\text{n}\Omega\text{cm}}{\text{K}^2}\right)$	$m_{\text{CMS}}$ $\left(\frac{\text{n}\Omega\text{cm}}{\text{K}^2}\right)$	$T_{\text{anneal.}}$ ( $^\circ\text{C}$ )
30	3.68	3.79	5.27	375
200	3.08	3.61	4.36	400
300	3.01	2.74	4.33	425
400	2.91	2.43	4.42	450
450	—	1.54	4.29	475
500	2.15	1.32	—	500

Tabelle 6: Vergleich der Parabelbreiten  $m$  für die drei unterschiedlich hoch ausgelegerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.



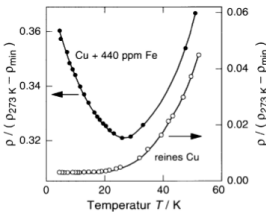


Abbildung 70: Reduzierter Widerstand  $\frac{\rho}{(\rho_{273\text{K}} - \rho_{\text{min}})}$  von reinem Cu und von Cu mit magnetischen Verunreinigungen (440 ppm Fe) in Abhängigkeit der Temperatur.

<sup>132</sup> Eine theoretische Vorstellung dieser beiden Effekte ist im Anhang auf den Seiten 165-166 zu finden.

<sup>133</sup> J. P. Franck et al., Proc. Soc. London A **263** (1961)

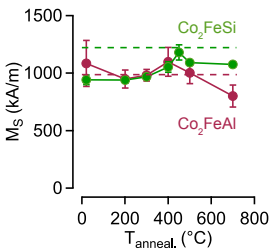


Abbildung 71: Magnetisierung  $M_S$  der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$ .

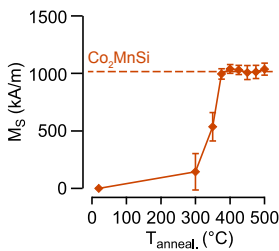


Abbildung 72: Magnetisierung  $M_S$  der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$ .

<sup>134</sup> W. B. Pearson, Phil. Mag. **46** (1955) 911 und 920

IM ALLGEMEINEN treten solche Widerstandsminima bevorzugt in ungeordneten, metallischen Systemen als Folge des *Kondo-Effektes* oder der *schwachen Lokalisation* in Erscheinung. Auf der Grundlage dieser beiden Effekte wird nachfolgend nun der Versuch unternommen, die beobachteten Widerstandsanomalien in den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen zu analysieren und zu interpretieren.<sup>132</sup>

In typischen Kondo-Systemen, wie beispielsweise  $\text{Cu-Fe}_x$ , können zu Abbildung 69 ähnliche Widerstandsanomalien im Tieftemperatur-Bereich beobachtet werden, welche sich mit abnehmender Fe-Konzentration in Richtung  $T \rightarrow 0$  verschieben und in reinem Cu vollständig verschwinden (vgl. Abb. 70). Die Reduzierung der Fe-Konzentration beeinflusst dabei ausschließlich die Position des Scheitelpunktes  $S$ , während die parabelförmigen  $\rho(T)$ -Kurvenverläufe ihre Form stets beibehalten.<sup>133</sup>

Die Widerstandskurven der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme werden demgegenüber durch das nachträgliche Auslagern ausschließlich hinsichtlich ihrer Form modifiziert, wodurch die minimalen Widerstandswerte über einen breiteren Temperaturbereich beobachtet werden können. In den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen ( $400^\circ\text{C} \leq T_{\text{anneal}} \leq 475^\circ\text{C}$ ) bleiben darüber hinaus auch die Positionen und Formen der Widerstandsminima durch das nachträgliche Auslagern weitgehend unverändert.

Die AGM-Messungen an den unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen liefern im Rahmen der Messungenauigkeiten ferner keinen Hinweis auf eine signifikante Änderung der Magnetisierung  $M_S$ , insbesondere kein Verschwinden von  $M_S$  durch das nachträgliche Auslagern, so dass die „Konzentration an magnetischem Material“ für alle Auslagerungsserien als annähernd konstant betrachtet werden kann (vgl. Abb. 71 und 72).

Da es sich bei den hier untersuchten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen um Cobasierte Heusler-Verbindungen mit 75% ( $\text{Co}_2\text{FeZ}$ ) bzw. 50% ( $\text{Co}_2\text{MnSi}$ ) magnetischen Materials und somit nicht um typische Kondo-Metalle handelt, können die in Abbildung 69 beobachteten Widerstandsminima wahrscheinlich nicht durch den Kondo-Effekt hervorgerufen worden sein. Dennoch liegen die Temperaturen der Widerstandsminima in den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen mit Werten zwischen 18 K und 23 K gerade im Bereich typischer Kondo-Temperaturen (10 K bis 30 K).<sup>134</sup>

Um den Kondo-Effekt als Ursprung der beobachteten Widerstandsminima also vollständig ausschließen zu können, müssten die  $\rho(T)$ -Messungen auf den mK-Temperaturbereich ausge-

weitet werden. Experimentelle Untersuchungen an typischen Kondo-Systemen offenbarten nämlich ein deutliches Abflachen von  $\rho(T)$  unterhalb einer Grenztemperatur  $T_K$ . Aufgrund der enormen s-d-Wechselwirkung werden die magnetischen Momente für  $T \ll T_K$  so stark abgeschirmt, dass sie quasi verschwinden und der Kondo-Effekt somit komplett unterdrückt werden sollte.<sup>135</sup>

ALS ALTERNATIVE ZUM KONDO-EFFEKT kann auch das Quanteninterferenzphänomen der schwachen Lokalisation für das Auftreten der beobachteten Widerstandsminima zur Verantwortung gezogen werden. Der zugehörige Wirkungsbereich ist dabei auf das *phasenkohärente Transportregime* beschränkt, d.h. die *Phasenkohärenzlänge*  $\ell_\phi$  muss stets größer als die *elastische mittlere freie Weglänge*  $\ell_{el}$  sein (vgl. Abb. 169 auf S. 159). Bei genügend tiefen Temperaturen kann  $\ell_{el}$  wiederum durch die mittlere Kristallitgröße  $L_{\text{Krist.}}$  abgeschätzt werden.

Die XRD-Messungen an den unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen prognostizieren kontinuierliches Kristallwachstum mit zunehmender Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ , welches durch annähernd gleich große Kristallite in den jeweils höchsten Auslagerungszuständen gekennzeichnet wird. Während die  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme bei einem  $T_{\text{anneal.}}$  von  $700^\circ\text{C}$  eine mittlere Kristallitgröße  $L_{\text{Krist.}}$  von  $13.3\text{ nm}$  ( $Z = \text{Si}$ ) bzw.  $13.7\text{ nm}$  ( $Z = \text{Al}$ ) besitzen, können die  $500^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme ein mittleres  $L_{\text{Krist.}}$  von  $14.5\text{ nm}$  vorweisen (vgl. Abb. 73).<sup>136</sup>

Aufgrund der Berührungspunkte mit der „maximalen“ Kristallitgröße  $L_{\text{Krist.}}$  kann das Verschwinden der Widerstandsminima bei  $700^\circ\text{C}$  ( $\text{Co}_2\text{FeZ}$ ) bzw.  $500^\circ\text{C}$  ( $\text{Co}_2\text{MnSi}$ ) möglicherweise dadurch erklärt werden, dass die zugehörigen elastischen mittleren freien Weglängen  $\ell_{el} \approx L_{\text{Krist.}}$  gerade die materialspezifische Phasenkohärenzlänge  $\ell_\phi$  überschreiten, infolgedessen der Effekt der schwachen Lokalisation dann aufgrund der Phasenbrechung vollständig unterdrückt wird.

Im Interpretationsbild der schwachen Lokalisation können darüber hinaus die symmetrischen Widerstandsverläufe der unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme als ein weiteres Indiz für isotropes Kristallwachstum in diesen Filmen interpretiert werden, welches bereits bei der Analyse von  $\rho_0(T_{\text{anneal.}})$  zum Vorschein getreten war (vgl. Abb. 69 und 74).

Die einseitigen Verbreiterungen der  $\rho(T)$ -Kurven oberhalb von  $450^\circ\text{C}$  lassen hingegen in Anlehnung an die beobachtete Entwicklung von  $\rho_0(T_{\text{anneal.}})$  auf anisotropes Kristallwachstum in

<sup>135</sup> A. J. Heeger, Solid State Physiks 23 (1959) 283, J. Loram et al., Phys. Rev. B 2 (1970) 857

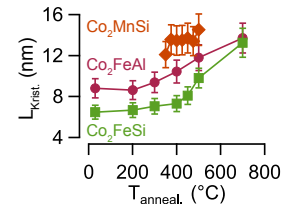


Abbildung 73: Kristallitgröße  $L_{\text{Krist.}}$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

<sup>136</sup>  $L_{\text{Krist.}}$  beschreibt dabei lediglich die mittlere Größe der Kristallite in vertikaler Richtung.

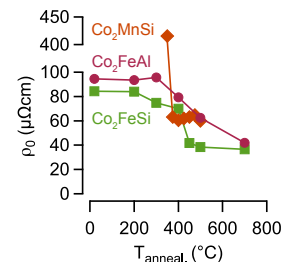


Abbildung 74: Elektrischer Restwiderstand  $\rho_0$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .



den Co<sub>2</sub>FeSi-Filme schließen (vgl. Abb. 69 und 74).<sup>137</sup> Während die Entwicklung von  $\rho_0(T_{\text{anneal}})$  in den polykristallinen Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen isotropes Kristallwachstum signalisiert, kann anhand der asymmetrischen  $\rho(T)$ -Verläufen kein direktes Anzeichen für ein derartiges Kristallwachstum ausgemacht werden (vgl. Abb. 69 und 74).

DIE PHASENKOHÄRENZ bildet das Fundament der schwachen Lokalisation, so dass jede etwaige Brechung der Phasenkohärenz die Unterdrückung dieses Phänomens zur Folge hat. Neben einer erhöhten kristallographischen Ordnung kann auch das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes mit einer Phasenbrechung, d.h. mit dem Verschwinden des  $\rho(T)$ -Minimums, einhergehen.

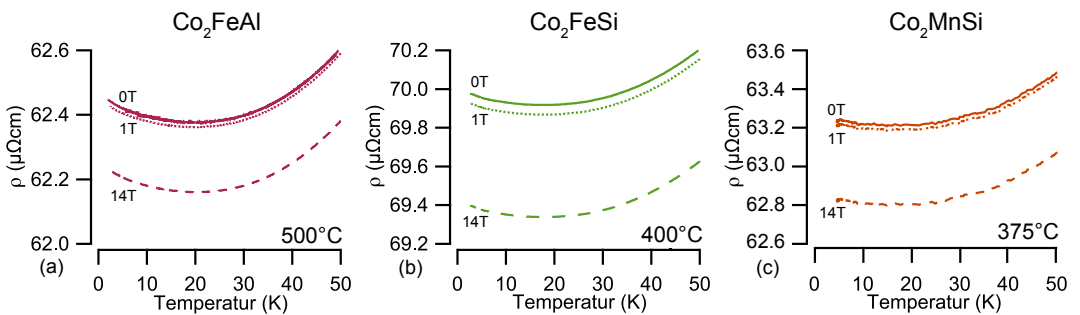


Abbildung 75: Magnetfeldabhängige Entwicklung der Widerstandsminima in den ausgelagerten (a) Co<sub>2</sub>FeAl (500°C), (b) Co<sub>2</sub>FeSi (400°C) sowie (c) Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen (375°C).

Um die vermutete Existenz der schwachen Lokalisation in den vorgestellten Co<sub>2</sub>YZ-Filmen auf ihre Gültigkeit hin zu überprüfen, sind in Abbildung 75 für drei ausgewählte Auslagerungstemperaturen die  $\rho(T)$ -Kurven in Abhängigkeit von 0 T, 1 T und 14 T graphisch dargestellt. In den ausgewählten Co<sub>2</sub>YZ-Filmen kann das äußere Magnetfeld keinen Einfluss auf die Form sowie die Position der Widerstandsminima ausüben. Es bewirkt lediglich eine Reduzierung der entsprechenden Widerstandswerte um weniger als 1  $\mu\Omega\text{cm}$ .

Unter dem Gesichtspunkt der schwachen Lokalisation signalisieren diese Beobachtungen, dass die kristallographische Unordnung in den Co<sub>2</sub>YZ-Filmen gegenüber dem äußeren Magnetfeld dominiert und Feldstärken in Höhe von 14 T nicht ausreichen, um die Phasenkohärenz in diesen Filmen zu zerstören.

Neben erhöhter kristallographischer Ordnung und dem Anlegen eines äußeren Magnetfeldes gehört auch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung - insbesondere bei tiefen Temperaturen - zu den Mechanismen mit einer phasenbrechenden Wirkung.<sup>138</sup>

<sup>138</sup> H. Ibach et al., Springer-Verlag, 2009

Da die Phasenkohärenz in den höchst-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen im Bild der schwachen Lokalisation offensichtlich zerstört ist, liegt zusätzlich die Vermutung nahe, dass in diesen Filmen die Elektron-Elektron-Wechselwirkung möglicherweise einen dominanten Einfluss auf den Widerstand  $\rho(T)$  ausüben kann. Die Auswirkungen des nachträglichen Auslagerns auf die mikroskopischen Ursachen des elektrischen Widerstandes in den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen, insbesondere die Elektron-Elektron-Wechselwirkung, werden zu einem späteren Zeitpunkt in dem Kapitel *Mikroskopische Transportphänomene in den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -,  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen* noch ausgiebig diskutiert.

Die beobachtete Magnetfeld-Unempfindlichkeit kann aber auch darauf hindeuten, dass die Widerstandsanomalien der präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme weder durch den Kondo-Effekt noch durch den Effekt der schwachen Lokalisation hervorgerufen werden, sondern ein dritter, bis jetzt noch unerforschter Effekt für den Ursprung der Anomalien zur Verantwortung gezogen werden muss. Eine eindeutige Identifizierung der Ursachen für das Auftreten dieser Widerstandsanomalien ist zum jetzigen Zeitpunkt somit nicht möglich.

### *Temperaturbedingte Widerstandsänderung*

Die Entwicklung des elektrischen Widerstandes  $\rho(T)$  mit der Temperatur ist in Abbildung 76 für die unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch dargestellt.

Die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme demonstrieren unabhängig von der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  typisch metallisches Widerstandsverhalten, welches sich in einer Reduzierung von  $\rho(T)$  mit sinkendem  $T$  äußert. Aufgrund dieses charakteristischen Widerstandsverhaltens kann  $\rho(T)$  in den drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen ferner in einen bezüglich der Temperatur statischen Widerstandsbeitrag  $\rho_0$  und einen dynamischen Widerstandsbeitrag  $\rho_T(T)$  gemäß der MATTHIESSEN-REGEL

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_T(T) \quad (14)$$

aufgespalten werden, wobei  $\rho_0$  den bereits oben diskutierten elektrischen Restwiderstand repräsentiert (vgl. Abb. 56).<sup>139</sup>

Die zugehörigen  $\rho(T)$ -Werte variieren beträchtlich mit  $T_{\text{anneal}}$  und bewegen sich bei Raumtemperatur grob zwischen  $106 \mu\Omega\text{cm}$  für den Zustand direkt nach der Herstellung und  $36 \mu\Omega\text{cm}$  für den höchsten Auslagerungszustand ( $700^\circ\text{C}$ ). Derartige Widerstandswerte sind typisch für  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme, die mittels konven-

<sup>139</sup> N. W. Ashcroft et al.,  
Science: Physics, Saunders  
College, 1976

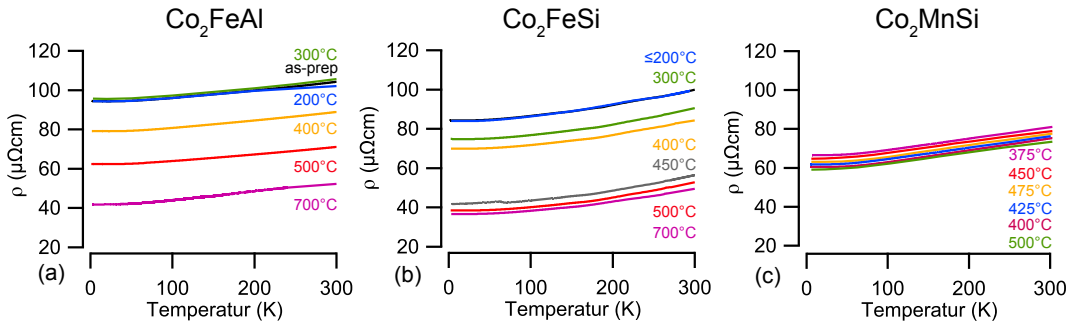


Abbildung 76: Elektrischer Widerstand  $\rho(T)$  in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ (a)-,  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ (b)- und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ (c)-Filme.

<sup>140</sup> U. Geiersbach et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials **240** (2002) 546, L. J. Singh et al., Journal of Applied Physics **95** (2004) 7231

<sup>141</sup> D. Ebke, PhD thesis, Bielefeld University, 2010

<sup>142</sup> H. Schneider et al., Journal of Physics D: Applied Physics **40** (2007) 1548

<sup>143</sup> Elektrotechnik, Benjamin Aunkofer, veröffentlicht 16.11. 2008, www.der-wirtschaftsingenieur.de

tioneller Magnetron-Sputtertechnik hergestellt worden sind.

So berichteten beispielsweise Geiersbach et al. sowie Singh et al. in ihren  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen von Widerständen zwischen  $110 \mu\Omega\text{cm}$  und  $125 \mu\Omega\text{cm}$ , welche die hier gemessenen Widerstandswerte für  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  aufgrund erheblich höherer Filmdicken (100 nm bzw. 400 nm) deutlich überschreiten.<sup>140</sup>

Der (spezifische) Widerstand stellt grundsätzlich eine von extrinsischen Parametern, wie beispielsweise der Filmdicke, unabhängige Materialeigenschaft dar. In Co-basierten Heusler-Verbindungen korreliert die Filmdicke aber auf beträchtliche Weise mit dem Grad der strukturellen und/oder atomaren Ordnung innerhalb des Filmes, so dass die von Singh et al. sowie Geiersbach et al. untersuchten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme vermutlich einen gegenüber den hier präsentierten Filmen höheren Grad an struktureller und/oder atomarer Ordnung vorzuweisen haben.<sup>141</sup>

Schneider et al. beobachteten hingegen in ihren  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen bei Raumtemperatur einen Widerstand von  $45 \mu\Omega\text{cm}$ . Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem in den  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen gemessenen Widerstandswert von  $46.79 \mu\Omega\text{cm}$  überein, wodurch zusätzlich die gute kristalline Qualität der hier präsentierten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme signalisiert wird (vgl. Abb. 76).<sup>142</sup> Das metallische Widerstandsverhalten der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme geht ferner mit einem positiven *elektrischen Temperaturkoeffizienten*  $\alpha$  einher, welcher prinzipiell in kristallographisch geordneten Normalmetallen beobachtet und in erster Näherung mittels

$$\rho_T(T) = \rho_T(T_0) \left[ 1 + \alpha(T - T_0) + \kappa(T - T_0)^2 \right] \quad (15)$$

direkt aus den gemessenen  $\rho(T)$ -Kurven extrahiert werden kann. Dabei wird die relative Änderung des dynamischen Widerstandsbeitrages  $\rho_T(T)$  pro 1 K Temperaturunterschied zur Bezugstemperatur  $T_0$  gerade durch  $\alpha$  charakterisiert.<sup>143</sup>

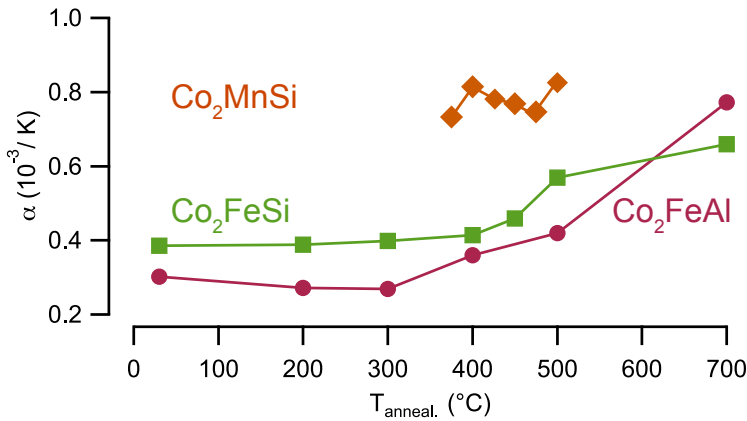


Abbildung 77: Elektrischer Temperaturkoeffizient  $\alpha$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

Während  $\alpha$  auch als *linearer Temperaturkoeffizient* bezeichnet werden kann, stellt  $\kappa$  den *quadratischen Temperaturkoeffizienten* dar, welcher lediglich der Genauigkeit wegen in der Bestimmung von  $\alpha$  Berücksichtigung findet. In den untersuchten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen liegt der Wert von  $\kappa$  darüber hinaus in der Größenordnung von  $10^{-7} \text{ K}^{-2}$ , so dass dieser im betrachteten Temperaturbereich  $T \leq 300 \text{ K}$  vollständig außer Acht gelassen werden kann.

In Abbildung 77 ist die grobe Entwicklung des elektrischen Temperaturkoeffizienten  $\alpha$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die drei präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch dargestellt, wobei für die Bestimmung von  $\alpha$  eine Temperatur von 50 K als Bezugs-temperatur  $T_0$  ausgewählt wurde. Die extrahierten  $\alpha$ -Werte der unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$  ( $\text{Co}_2\text{MnSi}$ )-Filme sind darüber hinaus mit einem Fehler in der Größenordnung von  $10^{-7}$  ( $10^{-6}$ )  $\text{K}^{-1}$  behaftet.

In den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen sinkt  $\alpha$  im Bereich niedriger Auslagerungstemperaturen von  $3.02 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  im unausgelagerten Zustand auf  $2.69 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  im 300°C-ausgelagerten Zustand ab. Bei weiterem Erhöhen von  $T_{\text{anneal.}}$  steigt  $\alpha$  hingegen kontinuierlich auf einen maximalen Wert von  $7.72 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  im 700°C-ausgelagerten Zustand an.

Währenddessen wächst  $\alpha$  in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen bereits im Zustand direkt nach der Herstellung mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  von  $3.86 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  auf einen Wert von  $6.59 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  im höchsten Auslagerungszustand an, wobei  $\alpha$  erst oberhalb von 400°C beträchtlich an Größe gewinnt.

Die Entwicklung von  $\alpha(T_{\text{anneal.}})$  in den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen ist vollständig konsistent mit den zugehörigen XRD- sowie elektrischen Restwiderstandsmessungen und kann als indirektes Indiz für

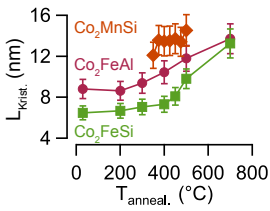


Abbildung 78: Kristallitgröße  $L_{\text{Krit.}}$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

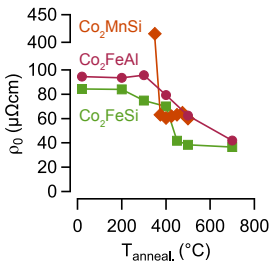


Abbildung 79: Elektrischer Restwiderstand  $\rho_0$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

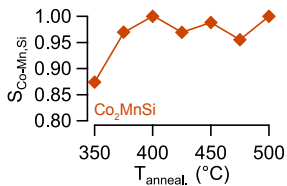


Abbildung 80: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Mn,Si}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

<sup>144</sup> L. J. Singh et al., Journal of Applied Physics 95 (2004) 7231

<sup>145</sup> Y. V. Kudryavtsev et al., Physical Review B 77 (2008) 195104, A. D. Rata et al., Eur. Phys. J. B 52 (2006) 445

<sup>146</sup> G. Jakob et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials 290-291 (2005) 1104

die kontinuierliche Reduzierung statischer Störstellen durch das nachträgliche Auslagern interpretiert werden (vgl. Abb. 78 und 79). Die Reduzierung der statischen Störstellen begünstigt gleichzeitig das vermehrte Auftreten von dynamischen Störstellen, wie Phononen oder Magnonen, welches direkt aus dem kontinuierlichen Anstieg von  $\alpha(T_{\text{anneal.}})$  in Abbildung 77 ersichtlich wird.

Im Gegensatz zu den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen bewirkt das nachträgliche Auslagern der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme lediglich eine geringe Änderung in der Temperaturabhängigkeit von  $\rho_T(T)$ . Während  $\alpha$  im  $375^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Zustand von  $7.33 \times 10^{-4} \text{K}^{-1}$  auf einen Wert von  $8.05 \times 10^{-4} \text{K}^{-1}$  im  $400^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Zustand ansteigt, reduziert sich dieser Wert oberhalb von  $400^\circ\text{C}$  auf  $6.88 \times 10^{-4} \text{K}^{-1}$ , welcher einem Auslagerungszustand von  $475^\circ\text{C}$  zugeschrieben werden kann. Im höchsten Auslagerungszustand steigt  $\alpha$  dagegen erneut auf einen Wert von  $8.19 \times 10^{-4} \text{K}^{-1}$  an.

Auch die Entwicklung von  $\alpha$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  in den  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen steht in enger Übereinstimmung mit den zugehörigen XRD- und elektrischen Restwiderstandsmessungen hinsichtlich einer lediglich geringen Verbesserung der Kristallqualität durch das nachträgliche Auslagern (vgl. Abb. 78 und 79). Aufgrund dieser Parallelen können Temperaturen von  $400^\circ\text{C}$  sowie  $500^\circ\text{C}$  als optimale Auslagerungstemperaturen  $T_{\text{anneal.}}$  interpretiert werden, um  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme mit der geringsten Defektkonzentration sowie der höchsten atomaren Ordnung herzustellen (vgl. Abb. 80).

Im kristallinsten Zustand sind die Temperaturkoeffizienten  $\alpha$  der  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ - und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme annähernd gleich groß, während  $\alpha$  in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen deutlich geringer ist. Die  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ - und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme weisen gegenüber den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen dementsprechend eine reduzierte Anzahl an statischen Störstellen auf.<sup>144</sup>

In der Literatur findet  $\alpha$  darüber hinaus auch oftmals im Zusammenhang mit der Angabe des Restwiderstandswertes  $\rho_0$  Anwendung, um indirekte Aussagen über die kristalline Struktur der untersuchten Filme treffen zu können.<sup>145</sup>

So konnten beispielsweise Jakob et al. in ihren  $\text{Co}_2\text{Fe}_{0.4}\text{Cr}_{0.6}\text{Al}$ -Filmen neben einem hohen Restwiderstand von  $231.5 \mu\Omega\text{cm}$  einen geringen elektrischen Temperaturkoeffizienten  $\alpha$  in Höhe von  $6.94 \times 10^{-5} \text{K}^{-1}$  beobachten.<sup>146</sup>

Die Kombination aus hohem Restwiderstand  $\rho_0$  und kleinem Temperaturkoeffizienten  $\alpha$  deutet darauf hin, dass in den untersuchten  $\text{Co}_2\text{Fe}_{0.4}\text{Cr}_{0.6}\text{Al}$ -Filmen eine hohe Konzentration an

statischen Defekten vorliegt und somit der Widerstand hauptsächlich durch temperaturunabhängige Defektstreuung und weniger stark durch dynamische Streuprozesse hervorgerufen wird. Sowohl die Restwiderstandswerte  $\rho_0$  als auch die Werte des Temperaturkoeffizienten  $\alpha$  für die hier untersuchten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme weichen um einen Faktor zwei bzw. hundert von den veröffentlichten Werten von Jakob et al. ab, wodurch die gute kristalline Qualität der hier verwendeten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme abermals dokumentiert wird.

Die Auswirkungen des nachträglichen Auslagerns und der damit verbundene Einfluss der Kristallqualität auf die dynamischen Streumechanismen werden im folgenden Kapitel ausführlich untersucht und diskutiert. Bevor sich jedoch der Untersuchung der dynamischen Streuprozesse, welche das Widerstandsverhalten der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme dominieren, gewidmet werden kann, muss die außergewöhnliche  $\rho(T)$ -Abhängigkeit der  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme noch kurz thematisiert werden.

Das Widerstandsverhalten der  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme wird durch eine Erhöhung von  $\rho(T)$  mit sinkender Temperatur charakterisiert, welches mit einem negativen Temperaturkoeffizienten  $\alpha$  von  $5.77 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  verknüpft ist (vgl. Abb. 81). Diese Temperaturabhängigkeit ähnelt der eines konventionellen Halbleiters und kann typischerweise in ungeordneten, amorphen Systemen beobachtet werden.<sup>147</sup>

Okamura et al. erklärten den negativen Temperaturkoeffizienten  $\alpha$  in  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ -Filmen hingegen mit auftretender Spinunordnung zwischen den Co- und Cr-Atomen, während Kelekar et al. einen hohen Grad an Unordnung und Ladungsträger Lokalisation für das negative  $\alpha$  in den  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ -Filmen verantwortlich machten.<sup>148</sup>

In Anlehnung an die XRD- und elektrischen Restwiderstandsmessungen liegt die Vermutung nahe, dass die  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme hinsichtlich der für den Transport relevanten horizontalen Filmebene noch größtenteils amorph sind, während in vertikaler Ebene eine Mischstruktur aus amorphen und polykristallinen Arealen vorgefunden werden kann (vgl. Abb. 82). Der Betrag des zugehörigen Temperaturkoeffizienten ist darüber hinaus deutlich kleiner als die  $\alpha$ -Werte der polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme ( $T_{\text{anneal.}} \geq 375^\circ\text{C}$ ), so dass in den  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Filmen der gesamte Widerstand  $\rho(T)$  aufgrund der amorphen Struktur vorwiegend durch die statische Defektstreuung hervorgerufen wird. Aus diesem Grund werden diese

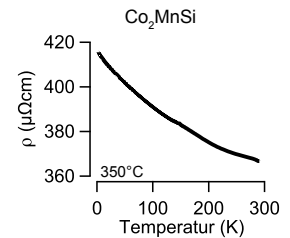


Abbildung 81: Elektrischer Widerstand  $\rho(T)$  in Abhängigkeit der Messtemperatur  $T$  für die  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

<sup>147</sup> Y. V. Kudryavtsev et al., *Physical Review B* **77** (2008) 195104, A. D. Rata et al., *Eur. Phys. J. B* **52** (2006) 445

<sup>148</sup> R. Kelekar et al., *J. Appl. Phys.* **96** (2004) S. Okamura et al., *Appl. Phys. Lett.* **86** (2005)

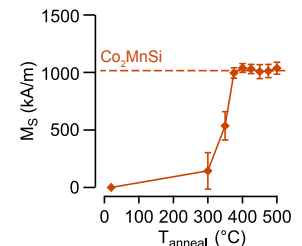


Abbildung 82: Magnetisierung  $M_S$  der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

Filme auch bei der nachfolgenden Untersuchung der dynamischen Transportphänomene vollkommen außer Acht gelassen.

## Mikroskopische Transportphänomene in den $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -, $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - & $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen

In normalen Metallen wird der elektrische Gesamtwiderstand  $\rho(T)$  über einen breiten Temperaturbereich hauptsächlich von Elektron-Phonon-Streuprozessen dominiert, die sich theoretisch durch die BLOCH-GRÜNEISEN-FORMEL darstellen lassen (50 auf S. 50f).<sup>149</sup>

Für die hier vorgestellten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme wird basierend auf den Beobachtungen an  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Bulk von Bombor et al. eine Debye-Temperatur  $\Theta_D$  in Höhe von 332 K angenommen.<sup>150</sup>

<sup>149</sup> J. M. Ziman, *Philosophical Magazine* **1** (1956) 191

<sup>150</sup> D. Bombor et al., *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013)

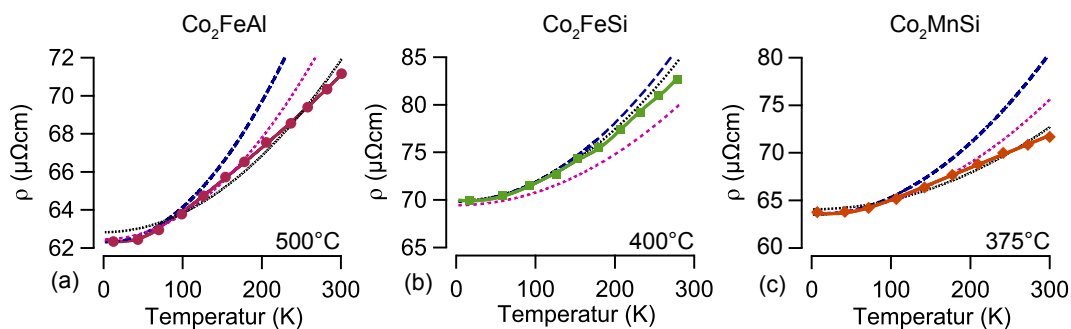


Abbildung 83: Elektrisches Widerstandsverhalten  $\rho(T)$  für die 500°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ (a)-, die 400°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ (b)- und die 375°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ (c)-Filme inklusive der theoretischen Anpassungen für  $\rho_{\text{mag}}$  (schwarz),  $\rho_{\text{mag}} + \rho_{\text{phonon},3d}$  (blau) und  $\rho_{\text{mag}} + \rho_{\text{phonon},nm}$  (lila).

<sup>151</sup> D. A. Goodings, *Physical Review* **132** (1963) M. Isshiki et al., *Trans. Jpn. Inst. Met.* **19** (1978)

<sup>152</sup> A. H. Wilson, Cambridge University Press, 1965, J. M. Ziman, *Philosophical Magazine* **1** (1956) 191

Elektron-Magnon-Streuprozesse können demgegenüber in konventionellen Ferromagneten bei tiefen Temperaturen zusätzlich einen signifikanten Beitrag  $\rho_{\text{mag}}$  zum Gesamtwiderstand  $\rho(T)$  leisten, welcher gerade durch eine quadratische Temperaturabhängigkeit charakterisiert wird (vgl. Gl. 55 auf S. 163).<sup>151</sup>

Der Versuch, die Widerstandskurven  $\rho(T)$  der präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme durch einen rein magnonischen Widerstandsbeitrag  $\rho_{\text{mag}}$  theoretisch zu beschreiben, erscheint genauso wenig Erfolg versprechend, wie eine theoretische Anpassung aus kombinierten magnonischen und phononischen Widerstandsbeiträgen, wie es aus Abbildung 83 ersichtlich wird. Hierbei wurde der phononische Widerstandsbeitrag  $\rho_{\text{phonon}}$  sowohl für Normalmetalle (lila Linie) als auch für 3d-Übergangsmetalle (blaue Linie) mittels der BLOCH-GRÜNEISEN- BZW. BLOCH-WILSON-FORMEL theoretisch bestimmt (vgl. Gl. 50 auf S. 50f).<sup>152</sup>

Alternativ können die gemessenen  $\rho(T)$ -Kurven auch durch eine



Funktion proportional zu  $T^\beta$  gemäß

$$\rho(T) = \rho_0 + \zeta T^\beta \quad (16)$$

theoretisch angepasst werden, wobei der Wert von  $\beta$  an die möglichen Streumechanismen gekoppelt ist und der Fit-Parameter  $\zeta$  als ein Maß für die Stärke der jeweiligen Mechanismen aufgefasst werden kann.<sup>153</sup>

Eine Vielzahl von elektrischen Transportmessungen an den unterschiedlichsten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Verbindungen konnte darüber hinaus eine deutliche Abhängigkeit des Exponenten  $\beta$  von der Temperatur zutage bringen, infolgedessen die durch  $\beta$  repräsentierten Streumechanismen abhängig vom betrachteten Temperaturbereich abweichende Beiträge zu  $\rho(T)$  leisten können.<sup>154</sup>

So berichteten Zhang et al. in  $\text{Co}_2\text{FeGa}$ -Filmen beispielsweise von einer annähernd quadratischen T-Abhängigkeit unterhalb von 60 K, die sich für  $60 \text{ K} < T < 250 \text{ K}$  in eine Abhängigkeit der Form  $T^{1.3}$  umwandelte (vgl. Gl. 54 auf S. 163).<sup>155</sup>

Ambrose et al. fokussierten hingegen ihre Untersuchungen auf den Bereich zwischen 100 K und 300 K und konnten in diversen  $\text{Co}_2\text{MnGe}$ -Filmen eine  $T^\beta$ -Abhängigkeit mit  $1.3 < \beta < 1.5$  beobachten.<sup>156</sup>

Diese von Ambrose et al. publizierten  $\beta$ -Werte unterschreiten geringfügig den von Schneider et al. in  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen beobachteten Wert von 1.65, welcher sich unterhalb von 50 K auf einen Wert von 3.5 erhöhte.<sup>157</sup>

Währenddessen konnten Singh et al. in  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ - sowie Jakob et al. in  $\text{Co}_2\text{Fe}_{0.4}\text{Cr}_{0.6}\text{Al}$ -Filmen für  $100 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$  eine lineare T-Abhängigkeit von  $\rho(T)$  feststellen.<sup>158</sup>

Um die  $T^\beta$ -Abhängigkeit der hier präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme, insbesondere im Hinblick auf die Beeinflussbarkeit durch das nachträgliche Auslagern, analysieren und mit den oben vorgestellten Co-basierten Heusler-Verbindungen in Beziehung setzen zu können, wird nun nachfolgend der phänomenologische Ansatz 16 in dem vorgeschlagenen Temperaturbereich zwischen 100 K und 300 K an die gemessenen  $\rho(T)$ -Kurven theoretisch angepasst.

Die  $\rho(T)$ -Kurven der  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme verhalten sich proportional zu  $T^\beta$  mit  $1.07 < \beta < 1.54$ , wie es in Abbildung 84 veranschaulicht wird. Direkte Parallelen zwischen der Entwicklung von  $\beta(T_{\text{anneal.}})$  und den XRD- bzw. elektrischen Restwiderstandsmessungen im Hinblick auf die Kristallstruktur verbessernde Wirkung des nachträglichen Auslagern können jedoch nicht

<sup>153</sup> N. Furukawa, J. Phys. Soc. Jpn. **69** (2000) 1954, C. Hordequin et al., Eur. Phys. J. B **16** (2000) 3280, K. Kubo et al., J. Phys. Soc. Jpn **33** (1972) L. J. Singh et al., Journal of Applied Physics **95** (2004) 7231, J. M. Ziman, Philosophical Magazine **1** (1956) 191

<sup>154</sup> E. Vilanova Vidal et al., Physical Review B **83** (2011) 174410

<sup>155</sup> M. Zhang et al., Journal of PhysicsD:Applied Physics **37** (2004)

<sup>156</sup> T. Ambrose et al., Applied Physics Letters **76** 3280

<sup>157</sup> H. Schneider et al., Journal of Physics D: Applied Physics **40** (2007) 1548

<sup>158</sup> G. Jakob et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials **290-291** (2005) 1104, L. J. Singh et al., Journal of Applied Physics **95** (2004) 7231



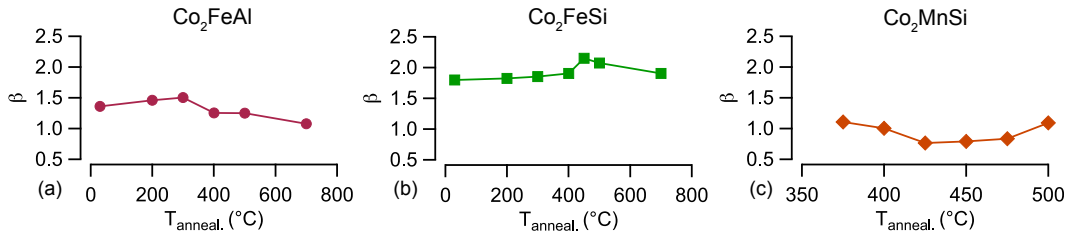


Abbildung 84: Exponent  $\beta$  in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ (a)-,  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ (b)- und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ (c)-Filme.

<sup>159</sup> T. Ambrose et al., Applied Physics Letters **76** 3280, G. Jakob et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials **290-291** (2005) 1104, L. J. Singh et al., Journal of Applied Physics **95** (2004) 7231, M. Zhang et al., Journal of Physics D: Applied Physics **37** (2004)

<sup>160</sup> K. Ueda et al., J. Phys. Soc. Jpn. **39** (1975) 605

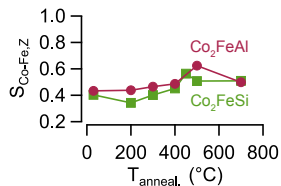


Abbildung 85: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Fe,Z}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme.

<sup>161</sup> Im Temperaturbereich zwischen 100 K und 300 K können Elektron-Elektron-Streuprozesse vernachlässigt werden.

gezogen werden.

Die lineare T-Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes  $\rho(T)$  der  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme deckt sich mit den Beobachtungen von Singh et al. sowie Jakob et al., während die  $\beta$ -Werte der übrigen Filme gut mit den Resultaten von Ambrose et al. und Zhang et al. übereinstimmen.<sup>159</sup>

Währenddessen liegt der in den  $300^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen beobachtete  $\beta$ -Wert von 1.54 sehr nahe an einem Wert von  $5/3$ , welcher der T-Abhängigkeit von spinflukturierenden magnetischen Momenten zugeschrieben werden kann.<sup>160</sup>

Für die  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme steigt der Exponent  $\beta$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  hingegen kontinuierlich von 1.79 im unausgelagerten auf 2.15 im  $450^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Zustand an. Weiteres Erhöhen von  $T_{\text{anneal.}}$  bewirkt eine Reduzierung von  $\beta$  auf einen Wert von 1.95 im höchsten Auslagerungszustand (vgl. Abb. 84). Demzufolge überschreiten die beobachteten  $\beta(T_{\text{anneal.}})$ -Werte der  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme auf signifikante Weise die in der Literatur für den Exponenten  $\beta$  veröffentlichten Werte.<sup>159</sup>

Die Entwicklung von  $\beta(T_{\text{anneal.}})$  in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen ist darüber hinaus vollständig konsistent mit den XRD-Messungen hinsichtlich einer Verbesserung der atomaren B2-Ordnung durch das nachträgliche Auslagern (vgl. Abb. 85). Da der durch Elektron-Magnon-Streuung hervorgerufene Widerstand  $\rho_{\text{mag}}$  im klassischen Bild gerade durch eine quadratische T-Abhängigkeit charakterisiert wird, liegt die Vermutung nahe, dass sich die atomare B2-Ordnung möglicherweise begünstigend auf das Auftreten von Elektron-Magnon-Streuprozessen in diesen  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen auswirken kann.<sup>161</sup>

Im Gegensatz zu den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen nimmt  $\beta$  in den  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen kontinuierlich mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  von 1.106 im  $375^\circ\text{C}$ -ausgelagerten auf einen Wert von 0.764 im  $425^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Zustand ab. Weiteres Erhöhen von  $T_{\text{anneal.}}$  resultiert in

einem ebenfalls stetigen Anstieg von  $\beta$  auf einen Wert von 1.098 im höchsten Auslagerungszustand (500°C).

Die lineare T-Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes  $\rho(T)$  der 400°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>MnSi-Filme liegt in enger Übereinstimmung mit den Beobachtungen von Singh et al. an stöchiometrischen Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen. Singh et al. konnten darüber hinaus deutliche Abweichungen von dieser linearen T-Abhängigkeit in denjenigen Filmen nachweisen, deren chemische Zusammensetzungen erheblich von der Stöchiometrie optimaler Co<sub>2</sub>MnSi-Filme abwichen.<sup>162</sup>

Auf den Beobachtungen von Singh et al. basierend kann eine Temperatur von 400°C möglicherweise als optimale Auslagerungstemperatur für die hier präsentierten Co<sub>2</sub>MnSi-Filme hinsichtlich der Stöchiometrie und der charakteristischen Kristallstruktur von Co<sub>2</sub>YZ-Verbindungen interpretiert werden, welche sich bereits aus den XRD- (vgl. Abb. 86) und den elektrischen Restwiderstandsmessungen (vgl. Abb. 87) sowie der Entwicklung des elektrischen Temperaturkoeffizienten  $\alpha(T_{\text{anneal.}})$  (vgl. Abb. 88) zusammen mit einer Temperatur von 500°C als optimales T<sub>anneal.</sub> herauskristallisiert hatte.

Die mit der Literatur übereinstimmenden T <sup>$\beta$</sup> -Abhängigkeiten können darüber hinaus als indirektes Indiz für die gute kristalline Qualität der hier präsentierten Co<sub>2</sub>YZ-Filme interpretiert werden.

Im Allgemeinen können Potenz-Gesetze der Form T <sup>$\beta$</sup>  mit  $\beta \leq 1.8$  jedoch nicht einfach physikalisch interpretiert und mit den klassischen Streumechanismen in Beziehung gesetzt werden, da eine Reihe von unterschiedlichsten Effekten zur T-Abhängigkeit des Widerstandes  $\rho(T)$  in Ferromagneten beitragen können und die theoretische Herleitung der Werte von  $\beta$  im Allgemeinen nur auf der Annahme einfacher Systeme basiert.<sup>163</sup>

IM TIEFTEMPERATURBEREICH (T ≤ 50 K) lassen sich die  $\rho(T)$ -Kurven der gesamten Co<sub>2</sub>YZ-Auslagerungsserien, welche durch eine Widerstandsanomalie bei T ≈ 20 K charakterisiert werden, auf optimale Weise durch ein theoretisches Anpassungsmodell der Form

$$\rho(T) = \rho_0 + \xi T^2 + \gamma T^{3/2} \quad (17)$$

beschreiben, wie es aus Abbildung 89 ersichtlich wird. Dabei stellen die Parameter  $\xi$  und  $\gamma$  ein Maß für die Stärke des jeweiligen Streuprozesses dar. Diese Fit-Parameter weisen darüber hinaus in allen untersuchten Co<sub>2</sub>YZ-Filmen unabhängig von T<sub>anneal.</sub> umgekehrte Vorzeichen auf, wodurch möglicherweise

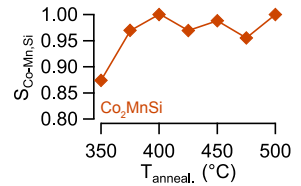


Abbildung 86: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-MnSi}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die Co<sub>2</sub>MnSi-Filme.

<sup>162</sup> L. J. Singh et al., Journal of Applied Physics 95 (2004) 7231

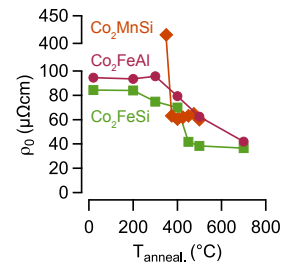


Abbildung 87: Elektrischer Restwiderstand  $\rho_0$  der drei Co<sub>2</sub>YZ-Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

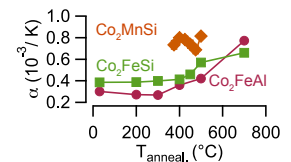


Abbildung 88: Elektrischer Temperaturkoeffizient  $\alpha$  in Abhängigkeit von  $T_{\text{anneal.}}$  für die drei Co<sub>2</sub>YZ-Filme.

<sup>163</sup> H. Schneider et al., Journal of Physics D: Applied Physics 40 (2007) 1548

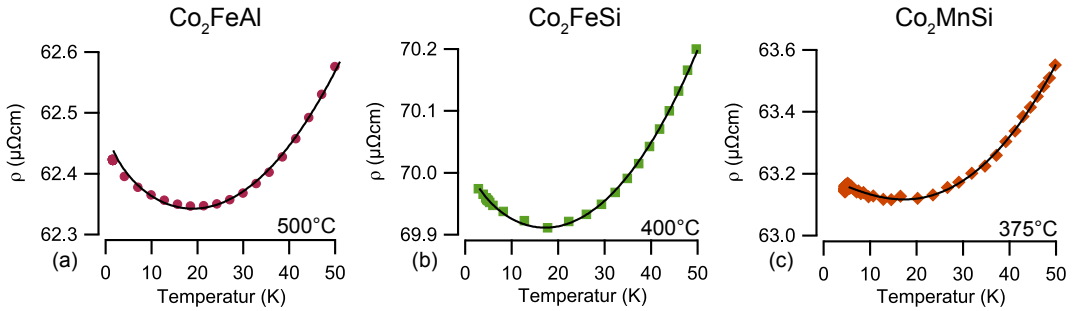


Abbildung 89: Elektrisches Widerstandsverhalten  $\rho(T)$  (Symbole) für die ausgewählten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ - (a), die  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - (b) und die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme (c) für  $3\text{ K} < T < 50\text{ K}$  inklusive der theoretischen Anpassung gemäß Gleichung 17 (schwarz).

<sup>164</sup> S. M. Lund et al., *Applied Physics Letters* 80 4798

<sup>165</sup> In diesem Zusammenhang stehen  $\beta = 5$  und  $\beta = 3$  stellvertretend für Phonon-Streuprozesse in normalen und in 3d-Übergangsmetallen.

entgegengesetzte Wirkungsrichtungen der beiden Streuprozesse gekennzeichnet werden.

Eine quadratische T-Abhängigkeit von  $\rho(T)$  kann bei tiefen Temperaturen sowohl Elektron-Elektron- als auch Elektron-Magnon-Streuprozessen zugeschrieben werden. Eine  $T^{3/2}$ -Abhängigkeit hingegen wird bei hinreichend großer Unordnung, wie es in den untersuchten Filmen aufgrund der Widerstandsanomalien der Fall ist (vgl. Abb. 69 auf S. 57), für gewöhnlich dem Spinordnungswiderstand zu geschrieben (vgl. Gl. 54 auf S. 163).<sup>164</sup> Im Bild der schwachen Lokalisation gestattet das Auftreten der Widerstandsanomalien zum Einen die Betrachtung der untersuchten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme als konventionelle Ferromagneten, so dass Elektron-Magnon-Streuprozesse durchaus für  $T < 50\text{ K}$  auftreten können. Zum Anderen erlauben diese Anomalien aber auch die Vernachlässigung von Elektron-Elektron-Streuprozessen, so dass im betrachteten Temperaturbereich Elektron-Magnon-Streuungen die dominierenden Streuprozesse darstellen. Anhand der Entwicklung von  $\beta(T_{\text{anneal.}})$  sowie des phänomenologischen Ausdruckes 17 kann darüber hinaus das Vorhandensein einer  $T^5$ - bzw.  $T^3$ -Abhängigkeit in den hier diskutierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen im gesamten Temperaturbereich ( $3\text{ K} \leq T \leq 300\text{ K}$ ) nicht direkt beobachtet werden, wodurch das Fehlen von Elektron-Phonon-Streuprozessen signalisiert wird (vgl. Abb. 84).<sup>165</sup>

Interessanterweise wird das  $\rho(T \leq 50\text{ K})$ -Verhalten der  $450^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme durch eine rein quadratische T-Abhängigkeit charakterisiert, während sich die übrigen, unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme durch eine kombinierte T-Abhängigkeit der Form  $T^2 + T^{1.5}$  auszeichnen. Diese Beobachtung ist konsistent mit der Entwicklung von  $\beta(T_{\text{anneal.}})$  und deutet darauf hin, dass der Gesamtwiderstand  $\rho(T)$  der  $450^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme hauptsächlich von Elektron-Magnon-Streuprozessen dominiert wird (vgl. Abb. 84).

Diejenigen  $\rho(T)$ -Kurven der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme, welche keine Widerstandsanomalie bei  $T \approx 20 \text{ K}$  aufweisen, können dagegen im Temperaturbereich  $T \leq 50 \text{ K}$  auf optimale Weise durch das Potenz-Gesetz 16 theoretisch angepasst werden.

In den  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen verhält sich  $\rho(T)$  proportional zu einer  $T^\beta$ -Abhängigkeit mit  $\beta \sim 2.95$ , welche eng mit einer für die Elektron-Phonon-Streuung in 3d-Übergangsmetallen charakteristischen  $T^3$ -Abhängigkeit verknüpft ist.<sup>166</sup>

Währenddessen kann in den  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen eine  $T^{3.46}$ -Abhängigkeit von  $\rho(T)$  beobachtet werden, welche in enger Übereinstimmung mit der von Schneider et al. in ihren  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen beobachteten  $T^{3.5}$ -Abhängigkeit liegt.<sup>167</sup>

Im Gegensatz zu den beiden  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen zeichnen sich die  $500^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme durch eine  $T^\beta$ -Abhängigkeit mit  $\beta \sim 4.88$  aus. Diese T-Abhängigkeit steht in Einklang mit einer typischerweise in Normalmetallen beobachtbaren  $T^5$ -Abhängigkeit und kann als Anhaltspunkt für die Existenz von Elektron-Phonon-Streuprozessen aufgefasst werden.<sup>168</sup>

Die  $\rho(T)$ -Kurven dieser  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme können ferner auch durch eine kombinierte T-Abhängigkeit der Form  $T^2 + T^{4.5}$  theoretisch beschrieben werden, welche mit den Beobachtungen von Singh et al. in ihren stöchiometrischen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen vollständig übereinstimmt.<sup>169</sup>

Da die zugehörigen XRD- und elektrischen Transportmessungen diesen Filmen optimale Kristallqualität unterstellen und auch keine Widerstandsanomalien im Tieftemperatur-Bereich nachgewiesen werden können, kann die quadratische T-Abhängigkeit vorwiegend Elektron-Elektron-Streuprozessen zugeschrieben werden. Eine  $T^{4.5}$ -Abhängigkeit kennzeichnet hingegen die Anwesenheit von Zwei-Magnonen-Streuprozessen, welche bevorzugt in halbmetallischen Ferromagneten in Erscheinung treten können. Diese kombinierte T-Abhängigkeit von  $\rho(T)$  kann dementsprechend als ein indirektes Indiz für die Halbmetallizität der  $500^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme interpretiert werden.

In Tabelle 7 sind die optimalen T-Abhängigkeiten inklusive der zugehörigen Streumechanismen für die ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme im Bereich  $T \leq 50 \text{ K}$  noch einmal zusammengefasst.

DIE PRÄSENTIERTEN  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -FILME können darüber hinaus nominell der Materialklasse der halbmetallischen Ferromagneten (HMF) zugeordnet werden, in denen aufgrund der 100%igen

<sup>166</sup> A. H. Wilson, Cambridge University Press, 1965

<sup>167</sup> H. Schneider et al., Journal of Physics D: Applied Physics **40** (2007) 1548

<sup>168</sup> J. M. Ziman, Philosophical Magazine **1** (1956) 191

<sup>169</sup> L. J. Singh et al., Journal of Applied Physics **95** (2004) 7231

Material	$T_{\text{anneal.}} (\text{°C})$	T-Abhängigkeit	Mechanismus
Co <sub>2</sub> FeAl	≤ 500	$T^2 + T^{1.5}$	Elektron-Magnon & Spinunordnung
	700	$T^{2.95}$	Elektron-Phonon (3d-Übergangsmetalle)
Co <sub>2</sub> FeSi	≤ 500	$T^2 + T^{1.5}$	Elektron-Magnon & Spinunordnung
	700	$T^{3.46}$	
	450	$T^{2.05}$	Elektron-Magnon
Co <sub>2</sub> MnSi	≤ 475	$T^2 + T^{1.5}$	Elektron-Magnon & Spinunordnung
	500	$T^2 + T^{4.5}$	Elektron-Elektron & Zwei-Magnonen
		$T^{4.88}$	Elektron-Phonon (Normalmetalle)

Tabelle 7: Zusammenfassung der T-Abhängigkeiten und der damit verbundenen Streumechanismen der drei unterschiedlich hoch ausgelagerten Co<sub>2</sub>YZ-Filme im Messtemperatur-Bereich  $T \leq 50$  K und unter Berücksichtigung der schwachen Lokalisation.

<sup>170</sup> Der Einfachheit halber wird hier die Temperatur  $T_{\text{mag}}$  als (*magnonische*) *Gap-Temperatur* bezeichnet.

<sup>171</sup> V. Y. Irkhin et al., Journal of Physics: Condensed Matter **19** (2007) M. I. Katsnelson et al., Review of Modern Physics **80** (2008)

Spinpolarisation bei  $T \approx 0$  K das Auftreten von Elektron-Magnon-Streuprozessen verboten ist. Theoretischen Bandstrukturrechnungen zufolge öffnet sich allerdings für  $T \geq T_{\text{mag}}$  ein zusätzliches Leitungsband für die Spin- $\downarrow$ -Elektronen, infolgedessen Elektron-Magnon-Streuprozesse in HMFs wieder in Erscheinung treten können.<sup>170</sup>

Das temperaturabhängige Widerstandsverhalten  $\rho(T)$  kann somit für HMFs durch den phänomenologischen Ansatz

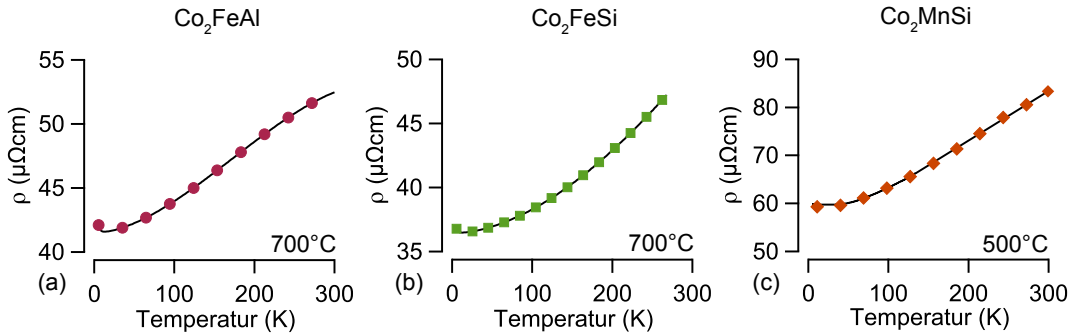
$$\rho(T) = \rho_0 + T^3 + \Lambda T^2 \cdot e^{-\frac{T_{\text{mag}}}{T}} \quad (18)$$

theoretisch angepasst werden, wobei der Term  $T^3$  den phononischen Widerstandsbeitrag von 3d-Übergangsmetallen zugeordnet werden kann und der Fit-Parameter  $\Lambda$  die Stärke der Elektron-Magnon-Streuung charakterisiert.<sup>171</sup>

Da die 700°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>FeZ- sowie die 500°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>MnSi-Filme keine Widerstandsanomalien aufweisen, werden diese drei ausgewählten Filme nachfolgend als potentielle halbmetallische Ferromagneten behandelt (vgl. Abb. 69). Abbildung 90 veranschaulicht dazu die optimale theoretische Anpassung des phänomenologischen Ansatzes 18 an die gemessenen  $\rho(T)$ -Kurven dieser Co<sub>2</sub>YZ-Filme.

Aus der theoretischen Anpassung lässt sich für die Co<sub>2</sub>FeZ-Filme eine Gap-Temperatur  $T_{\text{mag}}$  von  $(24.6 \pm 0.37)$  K ( $Z = \text{Al}$ ) und  $(22.3 \pm 0.25)$  K ( $Z = \text{Si}$ ) mit den zugehörigen Gap-Energien  $\Delta_{\text{mag}}$  von 2.13 meV und 1.93 meV extrahieren, während für die Co<sub>2</sub>MnSi-Filme aus der theoretischen Anpassung ein  $T_{\text{mag}}$  von  $(30.7 \pm 0.12)$  K verbunden mit einer Energie  $\Delta_{\text{mag}}$  von 2.66 meV resultiert. Die extrahierten magnonischen Gap-Temperaturen  $T_{\text{mag}}$  sind deutlich kleiner als die in der Literatur bereits für halbmetallische Ferromagneten publizierten Werte.

So berichteten Watts et al. für CrO<sub>2</sub>-Filme von einer magnonischen Gap-Temperatur  $T_{\text{mag}}$  von 80 K, während Bombor et



al. in ihrem  $L_{21}$ -geordneten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Bulk ein  $T_{\text{mag}}$  von 103 K beobachten konnten.<sup>172</sup>

Durch die optimale theoretische Anpassung von Gleichung 18 an die gemessenen  $\rho(T)$ -Kurven wird das Fehlen von Magnonen-Streuprozessen und Spinfluktuationen unterhalb von 20 K in den ausgewählten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen angedeutet, welches mit der Abwesenheit von Spin- $\downarrow$ -Zuständen und dementsprechend mit einer 100%igen Spinpolarisation für  $T \leq 20$  K verbunden ist.

Die extrahierten magnonischen Gap-Temperaturen  $T_{\text{mag}}$  der präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme sind allerdings eindeutig zu niedrig, um direkt mit der zugehörigen Bandlücke in der Spin- $\downarrow$ -Zustandsdichte in Beziehung gesetzt zu werden, welche in der Größenordnung von 1 eV liegt.<sup>173</sup>

Die zugehörigen Energielücken  $\Delta_{\text{mag}} = k_B T_{\text{mag}}$  liegen stattdessen in der Größenordnung von 2 meV und weisen deshalb eher auf eine Lücke im Magnonen-Spektrum verbunden mit der Existenz von NQP-Zuständen in der Spin- $\downarrow$ -Zustandsdichte hin.<sup>174</sup> Das Auftreten dieser NQP-Zustände ist charakteristisch für halbmagnetische Ferromagneten und kann zusammen mit dem Magnetwiderstand  $\text{MR}(\mu_0 H)$  und dem anomalen Hall-Effekt als indirektes Kriterium für die Halbmetallizität verwendet werden, welche sowohl in einem Vorzeichenwechsel der  $\text{MR}(\mu_0 H)$ -Kurven von positiv (für  $T \leq T_{\text{mag}}$ ) zu negativ (für  $T \geq T_{\text{mag}}$ ) als auch in einem konstanten anomalen Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE}}$  für  $T \leq T_{\text{mag}}$  in Erscheinung treten.<sup>175</sup>

In den folgenden Kapiteln wird die Anwendbarkeit dieser Kriterien auf die drei ausgewählten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme ausgiebig untersucht, um die hier geäußerte Annahme zu bekräftigen, dass die  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ - sowie die  $500^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme halbmagnetische Eigenschaften aufweisen.

Abbildung 90: Elektrisches Widerstandsverhalten  $\rho(T)$  (Symbole) der drei potentiellen, halbmagnetischen Ferromagneten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ (a)-,  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ (b)- und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ (c)-Filme im höchsten Auslagerungszustand inklusive der theoretischen Anpassung gemäß Gleichung 18 (schwarze Linien).

<sup>172</sup> D. Bombor et al., *Physical Review Letters* **110** (2013) K. Suzuki et al., *Physical Review B* **58** (1998) S. M. Watts et al., *Physical Review B* **61** (2000)

<sup>173</sup> B. Balke et al., *Science and Technology of Advanced Materials* **9** (2008)

<sup>174</sup> J. Attema et al., *Journal of Physics: Condensed Matter* **19** (2007) V. Y. Irkhin et al., *Journal of Physics: Condensed Matter* **19** (2007)

<sup>175</sup> D. Bombor et al., *Physical Review Letters* **110** (2013) G. Jakob et al., *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **290-291** (2005) L. J. Singh et al., *Journal of Applied Physics* **95** (2004)

## Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der Einfluss des nachträglichen Auslagerns auf die elektrischen Transporteigenschaften der präsentierten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -,  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme mit Hilfe des elektrischen Widerstandes  $\rho(T)$  qualitativ untersucht und mit der durch das nachträgliche Auslagern modifizierten Kristallqualität in Beziehung gesetzt.

In den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen bewirkt das nachträgliche Auslagern eine tendentielle Reduzierung der Defektkonzentration, welche in einer Verringerung des elektrischen Restwiderstandes  $\rho_0$  mit wachsender Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  zum Vorschein kommt. Dabei erfolgt die Bildung von  $\rho_0$  hauptsächlich durch die Defektstreuung an Korngrenzen, während die Streuung an atomaren Unordnungen lediglich eine untergeordnete Rolle für  $\rho_0$  spielt. Die Parallelen zwischen dem Kristallwachstum und der Entwicklung von  $\rho_0(T_{\text{anneal}})$  können als Indiz für isotropes Kristallwachstum in den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen interpretiert werden. Oberhalb eines  $T_{\text{anneal}}$  von  $450^\circ\text{C}$  wird in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen durch das nachträgliche Auslagern hingegen bevorzugt anisotropes Kristallwachstum induziert.

Während die XRD- und AGM-Messungen eine Mischstruktur aus amorphen und polykristallinen Bereichen in den  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen prognostizieren, trägt das zugehörige elektrische Widerstandsverhalten  $\rho(T)$  eine amorphe Filmstruktur in der für den elektrischen Transport relevanten, horizontalen Filmebene zutage.

Die präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme zeichnen sich darüber hinaus durch eine Widerstandsanomalie im Tieftemperatur-Bereich aus, welche im jeweils höchsten Auslagerungszustand verschwindet und typischerweise in ungeordneten Systemen beobachtet werden kann. Im Bild der schwachen Lokalisation hat sich als mögliche Ursache für das Verschwinden dieser Anomalien das Überschreiten der Phasenkohärenzlänge  $\ell_\phi$  durch die elastische mittlere freie Weglänge  $\ell_{\text{el}}$  herauskristallisiert, welche im Tieftemperatur-Bereich gerade näherungsweise durch die mittlere Kristallitgröße  $L_{\text{Krist}}$  charakterisiert werden kann. Unter diesem Gesichtspunkt liegt  $\ell_\phi$  für die  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme im Bereich von annähernd 14 nm.

Das  $\rho(T)$ -Verhalten der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme kann im Temperaturbereich zwischen 100 K und 300 K durch eine Proportionalität der Form  $T^\beta$  mit  $0.7 < \beta < 2.2$  abhängig von der vorliegenden Kristallqualität charakterisiert werden. Die lineare T-Abhängigkeit der

400°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>MnSi-Filme wird in der Literatur als Hinweis auf einen stöchiometrischen Co<sub>2</sub>MnSi-Film bewertet. Für die 450°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>FeSi-Filme zeichnen sich die  $\rho(T)$ -Kurven dagegen im gesamten Temperaturbereich durch eine Elektron-Magnon-Streuung kennzeichnende, quadratische T-Abhängigkeit aus.

Im Tieftemperatur-Bereich ( $T \leq 50$  K) können die  $\rho(T)$ -Kurven der Co<sub>2</sub>YZ-Filme für  $T_{\text{anneal.}} \leq 500^\circ\text{C}$  theoretisch durch eine kombinierte, für Elektron-Magnon- und Spinunordnungsstreuung charakteristische T-Abhängigkeit der Form  $T^2 + T^{1.5}$  beschrieben werden. Die  $\rho(T)$ -Kurven der Co<sub>2</sub>FeAl- und Co<sub>2</sub>MnSi-Filme werden im höchsten Auslagerungszustand dagegen durch eine T<sup>3</sup>- bzw. T<sup>5</sup>-Abhängigkeit gekennzeichnet, welche vorwiegend Elektron-Phonon-Streuprozessen in 3d-Übergangs- bzw. Normalmetallen zugeschrieben werden kann. Alternativ können die  $\rho(T)$ -Kurven der 500°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>MnSi-Filme auch durch eine kombinierte T-Abhängigkeit der Form  $T^2 + T^{4.5}$  theoretisch angepasst werden, welche als Indiz für Elektron-Elektron- und Zwei-Magnonen-Streuprozesse interpretiert werden kann. Diese T-Abhängigkeit ist typisch für halbmagnetische Ferromagneten und bekräftigt die aus den XRD-, AGM- und elektrischen Transportuntersuchung gewonnene Vermutung der Halbmetallizität dieser Co<sub>2</sub>MnSi-Filme.

Neben diesen Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen können auch die 700°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>FeZ-Filme aufgrund fehlender Widerstandsanomalien als potentielle, halbmagnetische Ferromagneten (HMF) aufgefasst werden. Das für HMFs charakteristische  $\rho(T)$ -Anpassungsmodell liefert für diese ausgewählten Filme eine magnonische Gap-Temperatur  $T_{\text{mag}}$  von annähernd 30 K, unterhalb welcher die Magnonen und damit verbunden die Elektron-Magnon-Streuprozesse aus theoretischer Sicht vollständig eingefroren sein sollten. Dieser Gefrierzustand geht ferner mit der Annahme einer 100%igen Spinpolarisation für  $T \leq T_{\text{mag}}$  einher. Oberhalb von  $T_{\text{mag}}$  können Elektron-Magnon-Streuprozesse dagegen wieder an der elektrischen Widerstandsbildung teilnehmen.





# Magnetische Transportphänomene

In den präsentierten Co<sub>2</sub>YZ-Filmen wird die Ausprägung des Ferromagnetismus auf signifikante Weise durch ihre elektronische Bandstruktur gesteuert. Herstellungsbedingte, atomare Unordnungen innerhalb der Kristallstruktur können zusätzliche Defektzustände in die halbmetallische Energielücke induzieren und somit eine Herabsetzung der ferromagnetischen Ordnung herbeiführen. Neben der Bulk-Magnetometrie sind auch Magnetotransportmessungen für die Detektion magnetischer Eigenschaften dünner Co<sub>2</sub>YZ-Filme prädestiniert. Aufgrund der Kristallstruktur verbessernden Wirkung des nachträglichen Auslagerns wird die Entwicklung des Magnetwiderstandes in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur hinsichtlich der ferromagnetischen Ordnung sowie der dem Magnetwiderstand zugrundeliegenden Streumechanismen ausführlich untersucht.

## Magnetwiderstand

Im Jahre 1856 beobachtete WILLIAM THOMSON, auch besser bekannt als *Lord Kelvin*, erstmals in Fe- und Ni-Stücken eine Änderung des elektrischen Widerstandes in Anwesenheit eines externen Magnetfeldes, welche von der relativen Orientierung des elektrischen Stromes zum Magnetfeld abhängt.<sup>176</sup>

Der elektrische Widerstand wächst demzufolge an, wenn das Magnetfeld in dieselbe Richtung wie der Strom, d.h. *longitudinal*, angelegt wird und nimmt demgegenüber ab, wenn das Magnetfeld senkrecht zum Strom, d.h. *transversal*, orientiert wird. Dieser Effekt ist auch unter der Bezeichnung *Anisotroper Magnetwiderstand (AMR)* bekannt.

Die Änderung des elektrischen Widerstandes als Antwort auf ein externes Magnetfeld wird im Allgemeinen durch das Phänomen des *Magnetwiderstandes*  $\Delta\rho = \rho(\mu_0\vec{H}) - \rho_0$  beschrieben, welcher als die Differenz aus dem Widerstand  $\rho(\mu_0\vec{H})$  bei angelegtem Magnetfeld  $\mu_0\vec{H}$  und dem magnetfeldfreien Widerstand

<sup>176</sup> W. Thomson, Proc. R. Soc. A 8 (1857)

<sup>177</sup> Der elektrische Widerstand  $\rho$  wird stets in Richtung des Stromes gemessen (vgl. Gl. 11 auf S. 50).

<sup>178</sup> Umgangssprachlich wird meist MR anstatt  $\Delta\rho$  als Magnetwiderstand bezeichnet.

<sup>179</sup> S. Blügel et al., 36. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 2005, S. Blügel et al., 40. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 2009, G. Güntherodt et al., 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 1999

$\rho_0$  definiert wird.<sup>177</sup>

In technologischen Anwendungen ist neben  $\Delta\rho$  auch die Verwendung des *Magnetwiderstandsverhältnisses* MR gebräuchlich, welches den Magnetwiderstand  $\Delta\rho$  zu dem magnetfeldfreien Widerstand  $\rho_0$  gemäß

$$\text{MR}(\mu_0\vec{H}) = \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \cdot 100\% = \frac{\rho(\mu_0\vec{H}) - \rho_0}{\rho_0} \cdot 100\% \quad (19)$$

in Beziehung setzt.<sup>178</sup>

Der MR-Effekt kann dabei entweder positive oder negative Werte annehmen, je nachdem ob der elektrische Widerstand in Anwesenheit des externen Magnetfeldes ansteigt oder abnimmt, infolgedessen sich für diese beiden Fälle auch die Bezeichnungen *positiver Magnetwiderstand* (*positiver MR*) und *negativer Magnetwiderstand* (*negativer MR*) eingebürgert haben. Nicht-magnetische Metalle, wie beispielsweise Cu, weisen für gewöhnlich einen positiven MR auf, während in Ferromagneten meist ein negativer MR beobachtet werden kann. Die zugehörigen Widerstandsänderungen sind im unteren Prozentbereich angesiedelt, so dass beide MR-Effekte in technologischen Anwendungen lediglich eine untergeordnete Rolle spielen.

Abhängig von dem verwendeten Material bzw. der Materialkombination können darüber hinaus auch MR-Effekte, wie beispielsweise der AMR, der *Riesenmagnetwiderstand* (GMR), der *Tunnelmagnetwiderstand* (TMR) oder auch der *kolossale Magnetwiderstand* (CMR), eine Änderung des elektrischen Widerstandes in Anwesenheit eines Magnetfeldes im mittleren bis hohen Prozentbereich hervorrufen. Derartige Widerstandsänderungen sind dabei von enormer technologischer Relevanz für die Entwicklung und die Implementierung magnetoresistiver Effekte in magnetische Sensoren, magnetische Leseköpfe sowie magnetische Speicherbauteile.<sup>179</sup>

IN FERROMAGNETISCHEN EINZELFILMEN können hauptsächlich die magnetoresistiven Effekte des anisotropen sowie des negativen bzw. positiven Magnetwiderstandes beobachtet werden, so dass diese Effekte die Grundlage für die nachfolgende Analyse des experimentell ermittelten, magnetischen Widerstandsverhaltens der präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme bilden. Dabei wird ein besonderes Augenmerk auf die Einflussnahme des nachträglichen Auslagerns auf die magnetischen Transporteigenschaften dieser Filme gelegt. Eine theoretische Vorstellung dieser drei MR-Effekte befindet sich im Anhang auf S. 168ff.

## Magnetwiderstand der $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -, $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - & $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme

In einem  $\text{He}^4$ -Kryostaten der Firma CRYOGENIC LTD. wurde an den strukturierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen einer jeden Auslagerungsreihe ein konstanter Strom  $I$  von  $10 \mu\text{A}$  zwischen den Kontakten 1 und 2 angelegt, während die Spannung  $U_{xx}$  beim Durchlaufen des senkrecht sowohl zu  $I$  als auch zur Filmoberfläche orientierten Magnetfeldes zwischen den Kontakten 3 und 4 bzw. 5 und 6 abgegriffen wurde (vgl. Abb. 91). Die Spannungsmessung erfolgte dabei für ausgewählte Temperaturen  $3 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$  über einen Magnetfeld-Bereich von  $\pm 4 \text{ T}$ .<sup>180</sup>

Der elektrische Widerstand  $\rho$  kann aus der gemessenen Spannung  $U_{xx}$  und dem angelegten Strom  $I$  gemäß

$$\rho = \frac{U_{xx} \cdot b \cdot d}{L \cdot I} \quad (20)$$

ermittelt werden, wobei  $L$  die Länge und  $b$  die Breite der Hallbar-Strukturen charakterisieren und  $d$  die Filmdicke der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme repräsentiert (vgl. Abb. 25 auf S. 31).

### Feldabhängigkeit des Magnetwiderstandes

Die temperaturabhängige Entwicklung des Magnetwiderstandsverhältnisses  $\text{MR}(\mu_0 H, T)$  mit dem externen Magnetfeld  $\mu_0 H$  ist in Abbildung 92 exemplarisch für die  $400^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch wiedergegeben (vgl. Gl. 19 auf S. 78). Aufgrund ihrer charakteristischen Magnetfeldabhängigkeit können die  $\text{MR}(\mu_0 H, T)$ -Kurven unabhängig von der verwendeten Temperatur in einen Nieder- und einen Hochfeld-Bereich unterteilt werden. Der Übergang vom Nieder- zum Hochfeld-Bereich wird dabei durch das *Sättigungsfeld*  $\mu_0 H_s$  definiert, welches prinzipiell die vollständig parallele Ausrichtung der magnetischen Momente zum externen Magnetfeld signalisiert.

Die  $400^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme zeichnen sich im Niederfeld-Bereich ( $H \leq H_s$ ) durch eine quadratische Abnahme von  $\text{MR}(\mu_0 H, T)$  mit wachsendem Magnetfeld  $\mu_0 H$  aus, welche sich oberhalb des Sättigungsfeldes  $\mu_0 H_s$  in eine lineare Abnahme umwandelt. Im Tieftemperatur-Bereich kann in den  $\text{MR}(\mu_0 H, T)$ -Kurven zusätzlich ein scharfer Knick zwischen diesen beiden Magnetfeld-Bereichen beobachtet werden, welcher mit zunehmender Temperatur deutlich an Größe verliert. Bei  $300 \text{ K}$  hat sich der parabolische Verlauf von  $\text{MR}(\mu_0 H, 300 \text{ K})$  so weit in

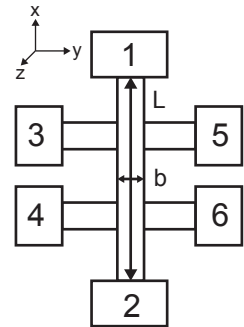


Abbildung 91: Schematische Darstellung der verwendeten Hallbar-Struktur.

<sup>180</sup> Der Begriff *Temperatur* spiegelt die Messtemperatur wider.

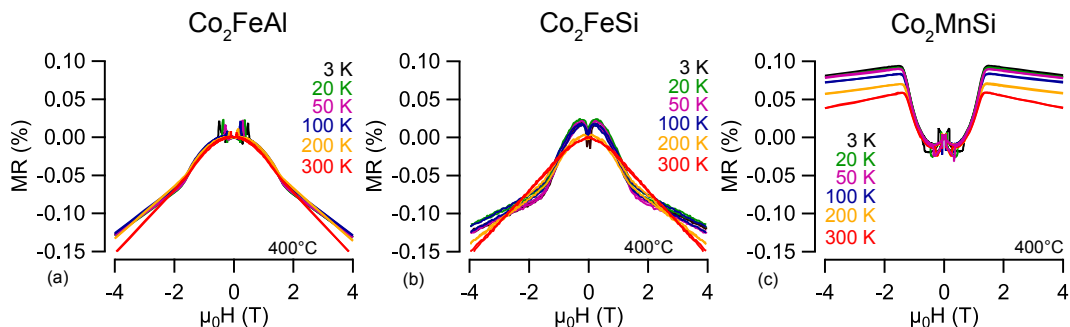


Abbildung 92: Magnetwiderstandsverhältnis  $MR(\mu_0H)$  in Abhängigkeit der Temperatur für die  $400^\circ\text{C}$ -ausgelagerten (a)  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -, (b)  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - und (c)  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

Richtung höherer Magnetfeldstärken verbreitert, dass der Übergang vom Nieder- zum Hochfeld-Bereich fließend erfolgt und der scharfe Knick bei  $H = H_s$  nicht mehr erkennbar wird. Im Hochfeld-Bereich ( $H \geq H_s$ ) zeichnen sich die  $MR(4T)$ -Kurven ferner durch Werte von  $-0.13\%$  ( $Z = \text{Al}$ ) bzw.  $-0.12\%$  ( $Z = \text{Si}$ ) bei  $3\text{ K}$  aus, welche mit zunehmender Temperatur hinsichtlich ihres Betrages kontinuierlich auf Werte von  $-0.16\%$  ( $Z = \text{Al}$ ) bzw.  $-0.15\%$  ( $Z = \text{Si}$ ) bei Raumtemperatur ansteigen. In den  $400^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen kann darüber hinaus eine zusätzliche Verschiebung der gesamten  $MR(\mu_0H, T)$ -Kurven mit zunehmender Temperatur in Richtung des negativen Wertebereiches beobachtet werden.

Im Gegensatz zu den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen haben die  $400^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme einen quadratischen Anstieg des Magnetwiderstandsverhältnisses  $MR(\mu_0H, T)$  mit wachsendem Magnetfeld  $\mu_0H$  (für  $H \leq H_s$ ) vorzuweisen, welcher oberhalb von  $\mu_0H_s$  ebenfalls in eine lineare Abnahme übergeht. Der parabolische  $MR(\mu_0H, T)$ -Kurvenverlauf bleibt darüber hinaus hinsichtlich seiner Form sowie seines definierten Übergangs zum Hochfeld-Bereich von der Temperatur vollkommen unbeeinflusst. Lediglich die  $MR(\mu_0H, T)$ -Werte in der Nähe von  $\mu_0H_s$  reduzieren sich mit wachsender Temperatur. Das zugehörige  $MR(4\text{ T})$ -Verhältnis weist bei  $3\text{ K}$  einen Wert von  $0.079\%$  auf, welcher sich mit zunehmender Temperatur kontinuierlich auf einen Wert von  $0.039\%$  bei Raumtemperatur erniedrigt.

Die vorgestellte Entwicklung von  $MR(\mu_0H, T)$  der  $400^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme kann weitgehend unabhängig von der verwendeten Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  auch in den übrigen  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen nachgewiesen werden.

Im Gegensatz zu den sonstigen, hier präsentierten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen wird das  $MR(\mu_0H, T)$ -Verhältnis der  $500^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Filme im Tieftemperatur-Bereich ( $T \leq 50\text{ K}$ ) durch einen linksge-

krümmten Kurvenverlauf im Niederfeld-Bereich gekennzeichnet, welcher im Hochfeld-Bereich erwartungsgemäß linear mit wachsendem  $\mu_0 H$  skaliert (vgl. Abb. 93a). Diese Linkskrümmung beginnt oberhalb von 100 K und für  $\mu_0 H \geq \pm 0.4$  T in eine Rechtskrümmung überzugehen, welche sich mit zunehmender Temperatur immer weiter in Richtung des Nullfeldes ausdehnt. Infolge dieser Ausbreitung kann bei Raumtemperatur eine Linkskrümmung lediglich noch unterhalb von  $\pm 0.15$  T beobachtet werden (vgl. Abb. 93b).

Dieses „angespitzte Magnetwiderstands-Verhalten“ konnte bereits von Schneider et al. in ihren auf 700°C heißen (001)MgO-Substraten deponierten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen sowohl bei 4 K als auch bei Raumtemperatur nachgewiesen werden. Ein signifikanter Hinweis auf eine temperaturbedingte Ausbildung einer Rechtskrümmung konnte in den  $\text{MR}(\mu_0 H, T)$ -Kurven von Schneider et al. allerdings nicht gefunden werden.<sup>181</sup>

Das  $\text{MR}(4 \text{ T})$ -Verhältnis der 500°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme zeichnet sich ferner durch Werte von  $-0.22\%$  bei 3 K sowie von  $-0.26\%$  bei Raumtemperatur aus, welche geringfügig unterhalb der von Schneider et al. beobachteten Werte für  $\text{MR}(4 \text{ T}, 4 \text{ K})$  von  $-0.23\%$  sowie für  $\text{MR}(4 \text{ T}, 300 \text{ K})$  von  $-0.30\%$  liegen.

Auch die temperaturbedingte Entwicklung von  $\text{MR}(\mu_0 H, T)$  der 350°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme weicht merklich von dem in Abbildung 92 dargestellten Verhalten ab, wie es aus Abbildung 94 deutlich zu erkennen ist. Die stets linksgekrümmten  $\text{MR}(\mu_0 H, T)$ -Kurven weisen im Bereich niedriger Magnetfelder einen scharfen Abfall des  $\text{MR}(\mu_0 H)$ -Verhältnisses mit wachsendem Magnetfeld  $\mu_0 H$  auf, welcher sich im Hochfeld-Bereich in eine sukzessive Reduzierung von  $\text{MR}(\mu_0 H)$  umwandelt. Im Hochfeld-Bereich kann darüber hinaus eine Verringerung von  $\text{MR}(H \leq H_s, T)$  mit wachsender Temperatur beobachtet werden, welche in vollständigem Widerspruch zu der temperaturbedingten Entwicklung von  $\text{MR}(\mu_0 H, T)$  der übrigen, unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme steht (vgl. Abb. 92 und 93).

Dai et al. untersuchten die magnetoresistiven Eigenschaften von 40 nm dicken, mittels des Silizidations-Verfahrens hergestellter  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme und konnten ein analoges  $\text{MR}(\mu_0 H, T)$ -Verhalten in ihren Filmen feststellen.<sup>182</sup>

Die beobachteten  $\text{MR}(\mu_0 H)$ -Kurven besitzen darüber hinaus große Ähnlichkeit mit den entsprechenden magnetoresistiven Kurven polykristalliner CMR-Manganite, wie beispielsweise  $(\text{La}, \text{Sr})\text{MnO}_3$ .<sup>183</sup>

Nach den Überlegungen von Hwang et al. sowie Raychaudhuri

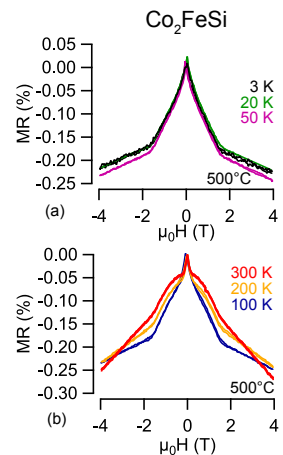


Abbildung 93:  $\text{MR}(\mu_0 H)$ -Verhältnis der 500°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme für Temperaturen (a)  $T \leq 50 \text{ K}$  und (b)  $T \geq 100 \text{ K}$ .

<sup>181</sup> H. Schneider et al., Journal of Physics D: Applied Physics 40 (2007) 1548

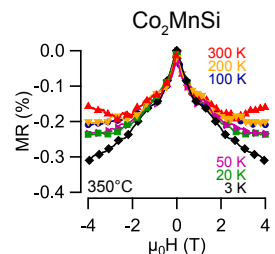


Abbildung 94:  $\text{MR}(\mu_0 H)$ -Verhältnis für diverse Temperaturen in den 350°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen.

<sup>182</sup> N. V. Dai et al., Journal of Korean Physical Society 55 (2009) 1255

<sup>183</sup> Das Kürzel CMR steht stellvertretend für den kolossalen Magnetwiderstands-Effekt.

<sup>184</sup> H. Y. Hwang et al.,  
Physical Review Letter 77  
(1996) 2041, R. Raychaudhuri et al.,  
Journal of Applied Physics 84 (1998) 2048

et al. wird das  $MR(\mu_0H)$ -Verhältnis polykristalliner Manganite im Niederfeld-Bereich gerade durch den spin-polarisierten Tunneltransport von Leitungselektronen über Kristallitgrenzen beherrscht, wohingegen er im Hochfeld-Bereich durch Streuprozesse innerhalb der Kristallite (*Intrakorn-Streuung*) infolge der Unterdrückung von Spinfluktuationen dominiert wird.<sup>184</sup>

Während die XRD- sowie AGM-Messungen für die 350°C-ausgelagerten  $Co_2MnSi$ -Filme eine Mischstruktur aus insel- und wurmartigen Wachstum prognostizieren, weisen die elektrischen Transportmessungen auf vorwiegend inselartiges Wachstum in der für den elektrischen Transport relevanten horizontalen Filmebenen hin (vgl. Abb. 24 auf S. 30 sowie Abb. 42 auf S.42). Aufgrund der strukturellen sowie magnetischen Beschaffenheit der 350°C-ausgelagerten  $Co_2MnSi$ -Filme erscheint eine direkte Übertragung des von Hwang et al. sowie Raychaudhuri et al. vorgestellten Modells zur Erklärung des  $MR(\mu_0H, T)$ -Verhaltens polykristalliner Manganite auf das in Abbildung 94 dargestellte  $MR(\mu_0H, T)$ -Verhalten denkbar und auch vielversprechend.

Da amorphe Festkörper, wie die präsentierten 350°C-ausgelagerten  $Co_2MnSi$ -Filme aufgrund des Fehlens von Kristallachsen für gewöhnlich keine ausgezeichnete Richtung, d.h. keine Anisotropie, vorzuweisen haben, werden diese Filme in den nachfolgenden Überlegungen vollkommen außer Acht gelassen (vgl. Abb. 94).

### Niederfeld-Magnetwiderstand

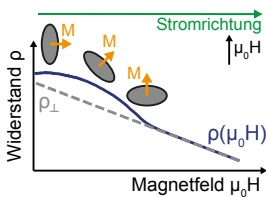


Abbildung 95: Schematische Darstellung des AMR-Effektes anhand einer gemessenen  $\rho(\mu_0H)$ -Kurve.

<sup>185</sup> Der Widerstand  $\rho(\mu_0H)$  wird umgangssprachlich auch als Magnetwiderstand bezeichnet.

Der parabolische  $MR(H \leq H_s, T)$ -Kurvenverlauf der präsentierten  $Co_2YZ$ -Filme wird durch den AMR-Effekt hervorgerufen, welcher sich prinzipiell für die Abnahme des elektrischen Widerstandes  $\rho(\mu_0H)$  mit wachsendem  $\mu_0H$  verantwortlich zeigt, wenn die parallel zum elektrischen Strom orientierte Magnetisierung  $M$  durch ein externes Magnetfeld  $\mu_0H$  aus der magnetisch leichten in die magnetisch schwere Richtung gedreht wird (vgl. Abb. 95 sowie Abb. 96).<sup>185</sup>

Im Gegensatz zu den  $Co_2FeZ$ -Filmen kann in den polykristallinen  $Co_2MnSi$ -Filmen eine magnetfeldabhängige Zunahme von  $\rho(\mu_0H)$  beobachtet werden, obwohl das externe Magnetfeld  $\mu_0H$  senkrecht zur Filmebene und somit senkrecht zur magnetisch leichten Richtung orientiert wird. Aufgrund der Parallelen zum (normalen) AMR hat sich für den in  $Co_2MnSi$  beobachteten Effekt auch die Bezeichnung *inverser AMR-Effekt* eingebürgert.

PHÄNOMENOLOGISCH kann die magnetfeldabhängige Änderung des elektrischen Widerstandes  $\rho(\mu_0H)$  in eine winkelabhängige Widerstandsänderung  $\rho(\theta)$  gemäß Abbildung 96 transformiert werden, wobei  $\theta$  den von der Magnetisierung  $M$  und dem elektrischen Strom  $J$  eingeschlossenen Winkel repräsentiert. Bei dieser Transformation wird einem Winkel  $\theta$  von  $0^\circ$  das Nullfeld sowie einem  $\theta$  von  $90^\circ$  das Sättigungsfeld  $\mu_0H_s$  zugeschrieben.<sup>186</sup> Die Widerstandsänderung  $\rho(\theta)$  kann darüber hinaus theoretisch durch

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \left[ 1 - \left( \frac{H}{H_K} \right)^2 \right] \quad (21)$$

beschrieben werden, wobei das *theoretische Sättigungsfeld* durch  $\mu_0H_K$  repräsentiert wird. Eine genaue Herleitung von Gleichung 21 ist im Anhang auf Seite 170 zu finden. Während der *senkrechte Sättigungswiderstand*  $\rho_{\perp}$  durch Extrapolation auf das Nullfeld gemäß Abbildung 95 direkt aus den gemessenen  $\rho(\mu_0H)$ -Kurven bestimmt werden kann, ergibt sich der *parallele Sättigungswiderstand*  $\rho_{\parallel}$  erst als Fit-Parameter aus der theoretischen Anpassung von Gleichung 21 an die gemessenen  $\rho(\mu_0H)$ -Kurven.<sup>187</sup>

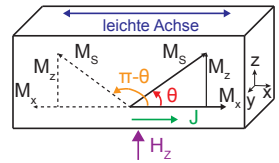
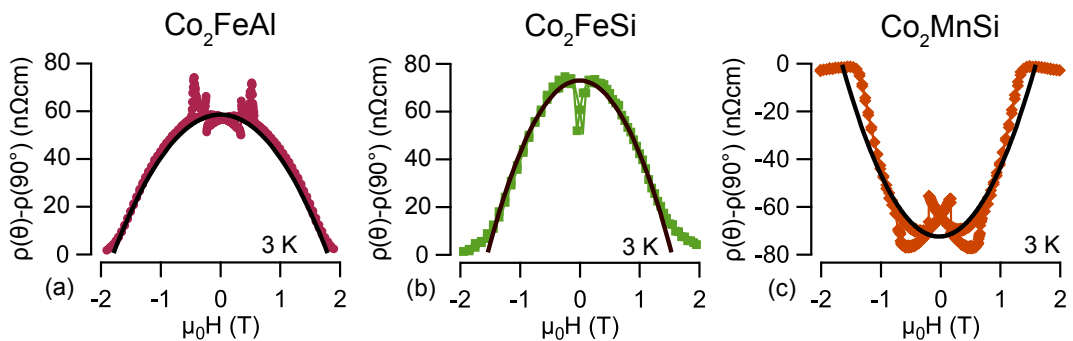


Abbildung 96: Schematische Darstellung der Rotationsbewegung magnetischer Momente, wenn ein Magnetfeld parallel zur magnetisch harten Achse orientiert wird.

<sup>186</sup> S. Blügel et al., 40. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 2009

<sup>187</sup> Senkrecht oder parallel kennzeichnet die Messkonfiguration, d.h. ob  $\mu_0H \parallel I$  oder  $\mu_0H \perp I$  gilt.



Die reduzierte Widerstandsänderung  $\rho(\theta) - \rho(90^\circ)$  als Funktion des externen Magnetfeldes  $\mu_0H$  ist in Abbildung 97 exemplarisch für die  $400^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme bei einer Temperatur von 3 K zusammen mit der aus Gleichung 21 resultierenden Fit-Kurve graphisch dargestellt.

In den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen kann die beobachtete Widerstandsänderung  $\rho(\theta) - \rho(90^\circ)$  theoretisch auf geeignete Weise durch die parabolische Gleichung 21 wiedergegeben werden. Lediglich in der näheren Umgebung von  $\rho(\theta) \approx \rho(90^\circ)$  unterscheiden sich die theoretisch sowie experimentell bestimmten Kurvenverläufe voneinander (vgl. auch Abb. 185 auf S. 170).

Während das theoretische Sättigungsfeld  $\mu_0H_K$  in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -

Abbildung 97: Reduzierter Widerstand ( $\rho(\theta) - \rho(90^\circ)$ ) in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes  $\mu_0H$  für die bei einer Temperatur von 3 K vermessenen,  $400^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ (a)-,  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ (b)- und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ (c)-Filme. Die schwarze Kurve beschreibt die theoretische Fit-Kurve aus Gleichung 21.



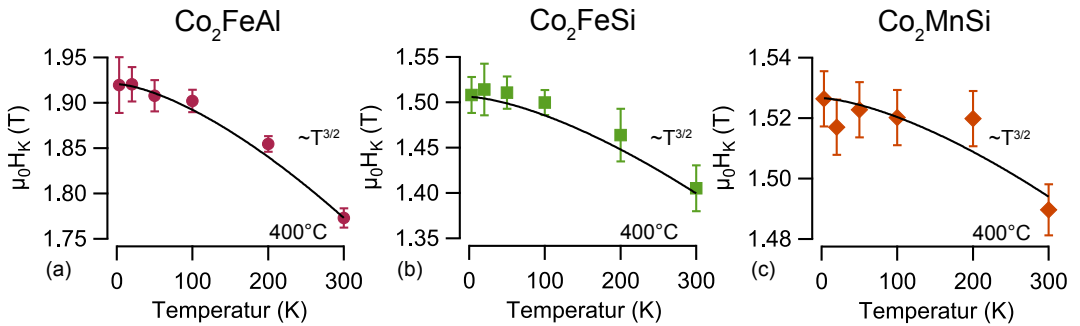


Abbildung 98:  
Theoretisches Sättigungsfeld  $\mu_0 H_K$  in Abhängigkeit der Temperatur für die 400°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ (a)-,  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ (b)- und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ (c)-Filme. Die schwarze Kurve spiegelt die  $T^{3/2}$ -Abhängigkeit der  $\mu_0 H_K(T)$ -Kurve wieder.

<sup>188</sup> Das *theoretische Sättigungsfeld*  $\mu_0 H_K$  kennzeichnet das Sättigungsfeld bei vollkommener Vernachlässigung von Demagnetisierungseffekten (vgl. Abb. 185 auf S. 172).

Filmen deutlich unterhalb des experimentell bestimmten Sättigungsfeldes  $\mu_0 H_s$  anzutreffen ist, befindet sich  $\mu_0 H_K$  in den  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen hingegen deutlich oberhalb von  $\mu_0 H_s$ , wie es aus den Abbildungen 97b und 97c erkennbar wird. Im Gegensatz zu den  $\text{Co}_2\text{YSi}$ -Filmen kann in den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen lediglich eine geringfügige Differenz zwischen dem theoretischen und dem experimentellen Sättigungsfeld beobachtet werden.<sup>188</sup> Prinzipiell können diese Abweichungen als Hinweis auf die Existenz von Demagnetisierungseffekten in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen interpretiert werden.

In Abbildung 98 ist die kontinuierliche Reduzierung des theoretischen Sättigungsfeldes  $\mu_0 H_K$  mit zunehmender Temperatur exemplarisch für die 400°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch zur Darstellung gebracht.

Die Entwicklung von  $\mu_0 H_K$  mit wachsender Temperatur  $T$  verhält sich proportional zu  $T^{3/2}$  und kann aufgrund der Beziehung  $M_K = \chi H_K$  zwischen der *magnetische Suszeptibilität*  $\chi$ ,  $\mu_0 H_K$  und der zugehörigen Sättigungsmagnetisierung  $M_K$  unter der Annahme eines konstanten  $\chi$ -Wertes direkt auf  $M_K$  übertragen werden. In einer Vielzahl von konventionellen Ferromagneten konnte diese  $T^{3/2}$ -Abhängigkeit der Magnetisierung von der Temperatur bereits experimentell beobachtet und theoretisch durch das BLOCHSCHE  $T^{3/2}$ -GESETZ hinreichend genau beschrieben werden (vgl. Gl. 53 auf S. 162).<sup>189</sup>

Während  $\mu_0 H_K$  in den 400°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}(\text{Si})$ -Filmen von 1.92 T bzw. 1.51 T bei 3 K auf eine Magnetfeldstärke von 1.78 T bzw. 1.4 T bei Raumtemperatur absinkt, kann in den entsprechend ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen lediglich eine geringe Abnahme von  $\mu_0 H_K$  von 1.52 T bei 3 K auf 1.48 T bei Raumtemperatur beobachtet werden (vgl. Abb. 98).

Neben den 400°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen tritt diese  $T^{3/2}$ -

<sup>189</sup> B. E. Argyle et al., Phys. Rev. **132** (1963) 2051, F. Bloch, Z. Physik **61** (1930)

Abhängigkeit des theoretischen Sättigungsfeldes  $\mu_0 H_K(T)$  auch in den übrigen, unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen in Erscheinung.

Im Tieftemperatur-Bereich variiert  $\mu_0 H_K$  in den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  hingegen zwischen 1.68 T und 1.92 T. Bei einem  $T_{\text{anneal}}$  von 500°C kann sowohl das niedrigste Sättigungsfeld  $\mu_0 H_K$  als auch die höchste B2-Ordnung beobachtet werden (vgl. Abb. 99). Diese Parallelen weisen möglicherweise auf eine starke Abhängigkeit der ferromagnetischen Ausrichtbarkeit der magnetischen Momente von der atomaren (B2-)Ordnung in den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen hin.

Währenddessen schwanken die Werte für  $\mu_0 H_K(3\text{K})$  in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen zwischen 1.48 T und 1.77 T, wobei keine direkten Parallelen zwischen der Entwicklung von  $\mu_0 H_K(3\text{K})(T_{\text{anneal}})$  und den XRD-, AGM- sowie elektrischen Transportmessungen gezogen werden können.

In den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen ( $T_{\text{anneal}} \geq 375^\circ\text{C}$ ) kann hingegen über den gesamten Auslagerungstemperatur-Bereich ein annähernd konstanter  $\mu_0 H_K(3\text{K})$ -Wert von ungefähr 1.62 T beobachtet werden. Diese Beobachtung steht in engem Einklang mit den XRD- sowie AGM-Messungen, wie es aus den Abbildungen 100 und 101 deutlich zu erkennen ist.

NEBEN DEM SÄTTIGUNGSFELD  $\mu_0 H_K$  kann mithilfe des aus der theoretischen Anpassungsgleichung 21 gewonnenen parallelen Sättigungswiderstandes  $\rho_{\parallel}$  zusätzlich sowohl die spontane Widerstandsanisotropie  $\Delta\rho_{\text{anis}} = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})$  als auch die Größe des anisotropen Magnetwiderstandes (AMR) in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen abgeschätzt werden (vgl. Gl. 62 auf S. 168).

Die entsprechende Entwicklung des AMR mit zunehmender Temperatur ist in Abbildung 102 für die unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch zur Darstellung gebracht. In den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen weist der AMR(300 K) lediglich eine schwache Abhängigkeit von der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  auf, in dessen Folge erst oberhalb von 400°C eine merkliche Zunahme des AMR(300 K)-Wertes mit wachsendem  $T_{\text{anneal}}$  von 0.067% auf 0.11% im 500°C-ausgelagerten Zustand beobachtet werden kann. Weiteres Erhöhen von  $T_{\text{anneal}}$  auf 700°C resultiert hingegen in einem AMR(300 K)-Wert von lediglich 0.099%. Diese Beobachtungen sind vollkommen konsistent mit den zugehörigen XRD-Messungen im Hinblick auf eine Verbesserung der B2-Ordnung durch das nachträgliche Auslagern (vgl. Abb. 99).

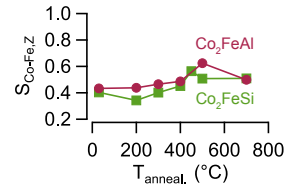


Abbildung 99: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Fe,Z}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme.

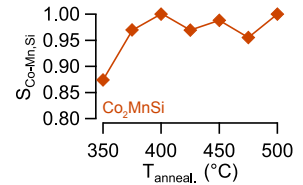


Abbildung 100: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Mn,Si}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

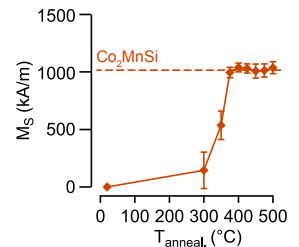


Abbildung 101: Magnetisierung  $M_S$  der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$ .

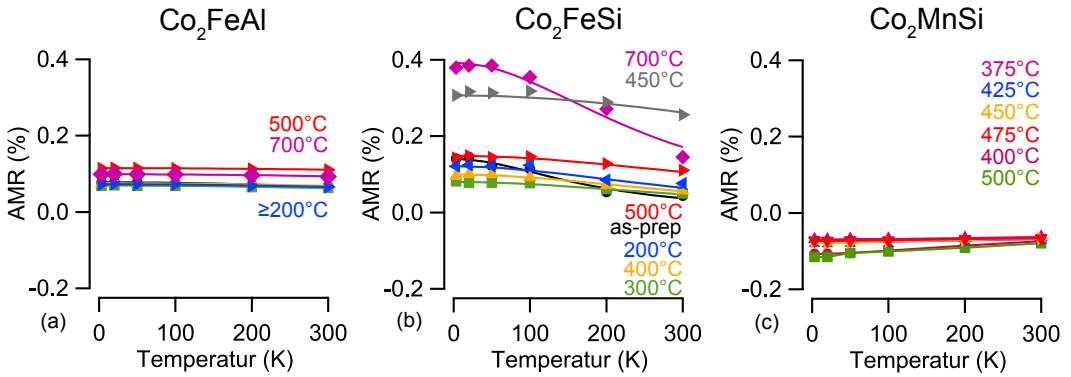


Abbildung 102: Anisotroper Magnetwiderstand (AMR) in Abhängigkeit der Temperatur für die unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  (a)-,  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ (b)- &  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  (c)-Filme. Die farbigen Linien repräsentieren die aus Gleichung 23 gewonnenen Fit-Kurven.

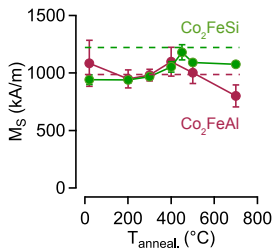


Abbildung 103: Magnetisierung  $M_s$  der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$ .

In gleicher Weise zeichnen sich auch die  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme unterhalb von  $400^\circ\text{C}$  durch einen annähernd konstanten AMR(300 K)-Wert von 0,06% aus, welcher sich bei einem  $T_{\text{anneal}}$  von  $450^\circ\text{C}$  auf einen maximalen Wert von 0,25% erhöht. Oberhalb von  $450^\circ\text{C}$  kann hingegen sowohl in den  $500^\circ\text{C}$ - als auch in den  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen ein AMR(300 K)-Wert von lediglich noch 0,15% beobachtet werden. Auch die beobachtete Entwicklung des AMR(300 K) mit wachsendem  $T_{\text{anneal}}$  in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen stimmt vollständig mit der entsprechenden Entwicklung der B2-Ordnung (XRD) sowie der Magnetisierung  $M_s$  (AGM) überein (vgl. Abb. 99 und 103).

Diese Gemeinsamkeiten in der Entwicklung des AMR sowie der B2-Ordnung mit wachsender Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  können ferner als weiteres Indiz für eine starke Kopplung zwischen der atomaren und magnetischen Ordnung in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen interpretiert werden.

In Analogie zum elektrischen Restwiderstandsverhältnis RRR kann das Verhältnis

$$\Delta\text{AMR} = \frac{\text{AMR}(300\text{ K})}{\text{AMR}(3\text{ K})} \quad (22)$$

aus dem anisotropen Magnetwiderstand bei 300 K sowie dem bei 3 K als qualitatives Maß für die Temperaturabhängigkeit des AMR in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen herangezogen werden (vgl. Abb. 65 auf S. 65).

In den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen weist der AMR neben einer geringen  $T_{\text{anneal}}$ -Abhängigkeit zusätzlich noch eine schwach ausgebildete Temperaturabhängigkeit auf, welche durch einen über den gesamten Auslagerungstemperatur-Bereich annähernd konstanten  $\Delta\text{AMR}$ -Wert von 0,94 gekennzeichnet wird.

Im Gegensatz zu den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen variiert der AMR in den unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen hingegen beträchtlich mit der Temperatur. Während sich die  $450^\circ\text{C}$ - und  $500^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme mit  $\Delta\text{AMR}$ -Werten zwischen 0.83 und 0.71 durch die niedrigste T-Abhängigkeit bemerkbar machen, kann in den unausgelagerten sowie  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen die höchste T-Abhängigkeit des anisotropen Magnetwiderstandes (AMR) beobachtet werden, welche durch  $\Delta\text{AMR}$ -Werte von 0.3 und 0.39 charakterisiert wird.

DER INVERSE AMR-EFFEKT in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen kann nicht nur anhand eines positiven, parabolischen  $\rho(\mu_0\text{H})$ -Kurvenverlaufs identifiziert werden, sondern zeichnet sich auch durch eine negative spontane Widerstandsanisotropie  $\Delta\rho_{\text{anis}}$ , d.h.  $\rho_{\parallel} < \rho_{\perp}$  aus, wodurch der anisotrope Magnetwiderstand in den präsentierten, polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen stets negative AMR-Werte aufzuweisen hat (vgl. Abb. 92 und 97).

Diese Beobachtungen sind vollkommen konsistent mit den experimentellen Befunden von Pandey et al. an ihren 40 nm dicken, auf (001) $\text{MgO}$ -Substraten mittels *Laserablation* (engl.: *Pulsed Laser Deposition (PLD)*) deponierten und nachträglich zwischen  $300^\circ\text{C}$  und  $600^\circ\text{C}$  ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen.<sup>190</sup>

Kokado et al. untersuchten den Einfluss der s-d-Streuung auf den AMR-Effekt auf theoretische sowie experimentelle Weise und konnten dabei feststellen, dass die spontane Widerstandsanisotropie  $\Delta\rho_{\text{anis}}$  genau dann negative Werte aufweist, wenn die für den AMR-Effekt verantwortliche s-d-Streuung zwischen Zuständen mit derselben Spinsorte (z.B.  $s^{\uparrow}\text{-}d^{\uparrow}$ ) stattfindet, wohingegen die Streuung zwischen Zuständen mit unterschiedlichen Spinorientierungen (z.B.  $s^{\uparrow}\text{-}d^{\downarrow}$ ) in einem positiven  $\Delta\rho_{\text{anis}}$ -Wert resultiert.<sup>191</sup>

Auf Grundlage dieser Beobachtungen sollten in halbmagnetischen Ferromagneten stets negative Werte für die spontane Widerstandsanisotropie  $\Delta\rho_{\text{anis}}$  beobachtet werden, da diese an der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  prinzipiell nur Ladungsträger einer bestimmten Spinsorte vorzuweisen haben. Die beobachtete, negative Widerstandsanisotropie  $\Delta\rho_{\text{anis}}$  kann dementsprechend als Hinweis auf die Halbmetallizität in den präsentierten, polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen interpretiert werden (vgl. Abb. 92 und 97).

In Analogie zu den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen verfügt auch der inverse AMR in den  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen lediglich über eine schwach ausgeprägte  $T_{\text{anneal}}$ -Abhängigkeit, welche in einen über den

<sup>190</sup> H. Pandey et al., arXiv.org (2013)

<sup>191</sup> S. Kokado et al., Physical Society of Japan **81** (2012) F. J. Yang et al., Physical Review B **86** (2012)

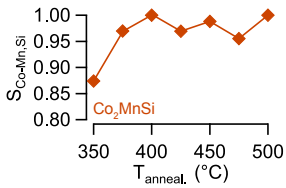


Abbildung 104: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Mn,Si}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

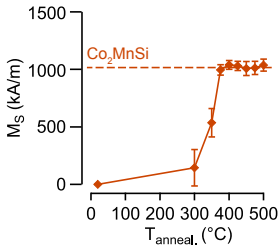


Abbildung 105: Magnetisierung  $M_S$  der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

gesamten  $T_{\text{anneal.}}$ -Bereich annähernd konstanten  $\text{AMR}(300\text{ K})$ -Wert von  $-0.08\%$  zum Ausdruck kommt. Diese Entwicklung von  $\text{AMR}_{300\text{ K}}(T_{\text{anneal.}})$  steht in vollständigem Einklang mit den zugehörigen XRD- sowie AGM-Messungen, wie es anhand der Abbildungen 104 sowie 105 deutlich zu erkennen ist.

Lediglich im Hinblick auf die Temperaturabhängigkeit des  $\text{AMR}(T)$  unterscheiden sich die  $400^\circ\text{C}$ - und  $500^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen mit  $\Delta\text{AMR}$ -Werten von 0.59 sowie 0.56 deutlich von den übrigen, unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen, welche durch  $\Delta\text{AMR}$ -Werte zwischen 0.71 und 0.87 gekennzeichnet werden. Bereits in den XRD-, AGM- sowie elektrischen Transportmessungen hatten sich übereinstimmend Temperaturen von  $400^\circ\text{C}$  sowie  $500^\circ\text{C}$  hinsichtlich der höchsten strukturellen sowie magnetischen Ordnung als optimale Auslagerungstemperaturen für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme herauskristallisiert (vgl. Abb. 65 auf S. 54, Abb. 77 auf S. 63 sowie Abb. 104 und 105).

In allen präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen ist das  $\Delta\text{AMR}$ -Verhältnis darüber hinaus stets kleiner als Eins, welches das Ansteigen des anisotropen Magnetwiderstandes mit sinkender Temperatur signalisiert und in Abbildung 102 deutlich zu erkennen ist. Phänomenologisch kann diese temperaturbedingte Abnahme durch

$$\text{AMR}(T) = \frac{\text{AMR}(3\text{ K})}{1 + \alpha T^2} \quad (23)$$

auf optimale Weise theoretisch beschrieben werden, wie es Abbildung 102 veranschaulicht.<sup>192,193</sup>

Die quadratische Temperaturabhängigkeit kann in Analogie zu dem entsprechenden elektrischen Widerstandsverhalten als Indiz für inelastische Magnonen-Streuung interpretiert werden, welche mit zunehmender Temperatur aufgrund thermisch induzierter Spinunordnung für die Bildung des elektrischen Widerstandes an Bedeutung gewinnt (vgl. Gl. 55 auf S. 163). Da sich das  $\text{AMR}$ -Verhältnis definitionsgemäß aus der spontanen Widerstandsanisotropie  $\Delta\rho_{\text{anis}}$  sowie dem magnetfeldfreien Widerstand  $\rho_0$  zusammensetzt, werden beide Widerstandsbeiträge gleichermaßen von Elektron-Magnon-Streuprozessen dominiert. Der phononische Widerstandsbeitrag verhält sich hingegen gemäß der BLOCH-GRÜNEISEN- bzw. BLOCH-WILSON-FORMEL proportional zu  $T^5$  bzw.  $T^3$ , so dass die beobachtete  $T^2$ -Abhängigkeit womöglich nicht durch Elektron-Phonon-Streuprozesse hervorgerufen werden kann (vgl. dazu Gl. 51 bzw. Gl. 52 auf S. 160ff).<sup>194</sup>

<sup>192</sup>  $\alpha$  stellt dabei einen Fit-Parameter dar.

<sup>193</sup> W. Gil, PhD thesis, Universität Hamburg, 2004

<sup>194</sup> J. M. Ziman, Philosophical Magazine 1 (1956) 191

## Hochfeld-Magnetwiderstand

Im Hochfeld-Bereich ( $H \geq H_s$ ) sind die magnetischen Momente im Allgemeinen vollständig parallel zum externen Magnetfeld  $\mu_0 H$  ausgerichtet, so dass der Magnetwiderstand infolgedessen einen von  $\mu_0 H$  unabhängigen Zustand einnimmt.

In den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen kann hingegen eine lineare Abnahme des Magnetwiderstandes mit wachsendem  $\mu_0 H$  beobachtet werden, welche dem negativen Magnetwiderstandseffekt (negativen MR) infolge der Unterdrückung von Spinunordnungsstreuung zugeschrieben werden kann (vgl. Abb. 92 sowie Abb. 186 auf S. 173). Im weiteren Verlauf wird dieser MR-Effekt gerade durch die negative Steigung  $\delta\rho(T) = -\frac{d\rho(H)}{dH}$  (T) repräsentiert. Die Unterdrückung der Spinunordnungsstreuung durch ein externes Magnetfeld kann ferner mit einer Reduzierung von inelastischen Spin-Flip-Streuprozessen einhergehen.<sup>195</sup> In konventionellen Ferromagneten wie Co oder Fe ist der negative MR-Effekt ein gängiger magnetoresistiver Effekt, welcher jedoch auf signifikante Weise von der Temperatur beeinflusst wird. Während der Magnetwiderstand in den 3d-Ferromagneten im magnetischen Grundzustand für gewöhnlich durch den positiven MR-Effekt hervorgerufen wird, tritt bei Temperaturen, welche thermische Spinfluktuationen induzieren können, hingegen der negative MR-Effekt auf dominierende Weise in Erscheinung.<sup>196</sup>

Die systematische Zunahme der negativen Steigung  $-\frac{d\rho(H)}{dH}$  (T) der  $\rho(\mu_0 H)$ -Kurven mit wachsender Temperatur T wird in Abbildung 106 für die drei unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch veranschaulicht. Ein  $\delta\rho$ -Wert ungleich Null kann bereits bei 3 K unabhängig von der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  beobachtet werden, so dass der negative MR-Effekt als Indiz für einen nicht perfekt magnetisch geordneten Grundzustand der präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme interpretiert werden kann.<sup>197</sup>

In den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen setzt die kontinuierliche Reduzierung des negativen MR-Effektes mit wachsendem  $T_{\text{anneal}}$  darüber hinaus erst oberhalb von  $200^\circ\text{C}$  ein, indem der  $\delta\rho(3\text{ K})$ -Wert von  $36.2\text{ n}\Omega\text{cm/T}$  auf  $3.3\text{ n}\Omega\text{cm/T}$  im  $500^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Zustand absinkt. Weiteres Erhöhen von  $T_{\text{anneal}}$  auf  $700^\circ\text{C}$  resultiert in einem gegenüber  $500^\circ\text{C}$  erhöhten  $\delta\rho(3\text{ K})$ -Wert von  $12.6\text{ n}\Omega\text{cm/T}$ . Die niedertemperatur ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme zeichnen sich hingegen durch ein  $\delta\rho(3\text{ K})$  von  $24.5\text{ n}\Omega\text{cm/T}$  aus, welches sich mit wachsendem  $T_{\text{anneal}}$  auf  $13.7\text{ n}\Omega\text{cm/T}$  im  $300^\circ\text{C}$ - bzw.

<sup>195</sup> I. Campell et al., *Phil. Mag* **15** (1967) 977, A. Fert et al., *Phys. Rev. Lett* **21** (1968) 1190

<sup>196</sup> A. B. Pippard, Cambridge University Press, Cambridge, England, 1989

<sup>197</sup> A. Gerber et al., *Phys. Rev. B* **65** (2002) 054426



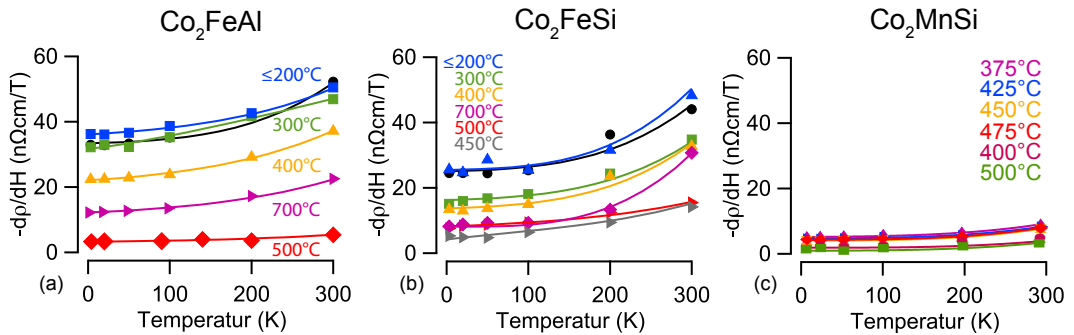


Abbildung 106: Lineare Steigung  $-d\rho(H)/dH$  des negativen MR-Effektes in Abhängigkeit der Temperatur für die unterschiedlich hoch ausgelagerten (a)  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ - (b)  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - und (c)  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme inklusive der theoretischen Anpassung gemäß Gleichung 26.

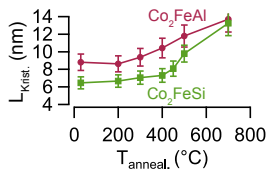


Abbildung 107: Kristallgröße  $L_{\text{Krit.}}$  der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

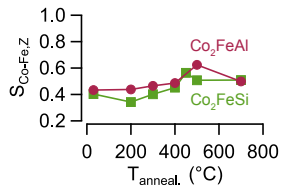


Abbildung 108: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Fe,Z}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme.

400°C-ausgelagerten Zustand reduziert. Während die 500°C- und 700°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme über einen einheitlichen  $\delta\rho(3\text{K})$ -Wert von  $8.2\text{ n}\Omega\text{cm/T}$  verfügen, kann bei einem  $T_{\text{anneal.}}$  von 450°C der niedrigste negative MR-Effekt und damit verbunden der kleinste  $\delta\rho(3\text{K})$ -Wert von  $5.3\text{ n}\Omega\text{cm/T}$  in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen festgestellt werden.

Die beobachtete Entwicklung von  $\delta\rho(3\text{K})$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  liegt in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{FeAl(Si)}$ -Filmen in enger Übereinstimmung mit der entsprechenden Entwicklung des Kristallwachstums sowie der B2-Ordnung (vgl. Abb. 107 und 108). Die relativ hohen  $\delta\rho(3\text{K})$ -Werte in den niedertemperatur ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen deuten auf eine Vielzahl von verkippeten magnetischen Momenten im magnetischen Grundzustand hin, welche mit einer niedrigen B2-Ordnung verknüpft sind. Interessanterweise ist diese Verkippung in den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen deutlich stärker als in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen ausgeprägt, obwohl beide  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme in diesem Auslagerungstemperatur-Bereich über annähernd identische Werte des B2-Ordnungsparameters verfügen (vgl. Abb. 108).

Die zahlreichen Verkippungen der magnetischen Momente werden darüber hinaus durch eine Magnetisierung  $M_s$  dokumentiert, welche deutlich unterhalb der theoretisch vorhergesagten Magnetisierung  $M_s^{\text{theo}}$  liegt (vgl. dazu in Abb. 109 die gestrichelten Linien).

Das nachträgliche Auslagern mit  $T_{\text{anneal.}} \geq 200^\circ\text{C}$  bewirkt in den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen eine Erhöhung der strukturellen Kristallordnung, wodurch sich die statische Spinunordnung auf beträchtliche Weise reduziert. Durch diese Reduzierung verliert der negative MR-Effekt und der damit verbundene  $\delta\rho(3\text{K})$ -Wert dementsprechend deutlich an Größe.

Die Parallelen zwischen der Entwicklung von  $\delta\rho_{3\text{K}}(T_{\text{anneal.}})$  und der entsprechenden Entwicklung der B2-Ordnung sowie der

Magnetisierung  $M_S$  bestätigen auf diesem Wege Temperaturen in Höhe von 500°C bzw. 450°C als optimale Auslagerungstemperaturen, um die höchste strukturelle wie magnetische Ordnung in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme ( $Z = \text{Al}, \text{Si}$ ) zu erzielen.

Währenddessen übt das nachträgliche Auslagern in den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen nur einen geringen Einfluss auf den negativen MR-Effekt aus, welcher über den gesamten Auslagerungstemperatur-Bereich in einem annähernd konstanten  $\delta\rho(3\text{K})$ -Wert von  $4.3\text{ n}\Omega\text{cm/T}$  zum Ausdruck kommt. Lediglich ein  $T_{\text{anneal.}}$  von 400°C bzw. 500°C kann eine geringfügige Abschwächung des negativen MR-Effektes gegenüber den übrigen, unterschiedlich ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen bewirken, welche gerade durch ein  $\delta\rho(3\text{K})$  von  $3.3\text{ n}\Omega\text{cm/T}$  bzw.  $2.9\text{ n}\Omega\text{cm/T}$  charakterisiert werden.

Die übereinstimmende Entwicklung von  $\delta\rho_{3\text{K}}(T_{\text{anneal.}})$  in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen mit den entsprechenden XRD-, AGM- sowie den elektrischen Transportmessungen bekräftigt die Annahme, dass die präsentierten polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme generell über eine hohe strukturelle sowie magnetische Ordnung verfügen (vgl. Abb. 56 und Abb. 65 auf S. 51ff sowie Abb. 110-112). In diesem Zusammenhang haben sich ferner Temperaturen von 400°C sowie 500°C als optimale Auslagerungstemperaturen  $T_{\text{anneal.}}$  für die hier präsentierten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme herauskristallisiert, um optimale Filme im Hinblick auf die geringste Spinunordnung sowie die höchste atomare Ordnung zu erhalten (vgl. Abb. 111 und 112).

NEBEN DER ABHÄNGIGKEIT VON DER AUSLAGERUNGSTEMPERATUR  $T_{\text{anneal.}}$  zeichnet sich der negative MR-Effekt in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen ferner durch eine annähernd quadratische Temperaturabhängigkeit aus, welche in Abbildung 106 anhand der Entwicklung von  $-\frac{d\rho(H)}{dH}(T)$  deutlich zu erkennen ist. Diese  $T^2$ -Abhängigkeit konnte bereits von Raquet et al. anhand von longitudinalen Magnetotransportmessungen für Magnetfelder bis zu 40 T sowie Temperaturen  $4\text{ K} \leq T \leq 500\text{ K}$  in den 3d-Ferromagneten Co, Fe und Ni beobachtet werden.<sup>198</sup>

Der magnetische Grundzustand dieser 3d-Ferromagneten verfügte über eine perfekt ferromagnetische Ordnung, so dass der longitudinale negative MR-Effekt erst oberhalb von 80 K festgestellt werden konnte. Bei Raumtemperatur zeichnete sich der negative MR-Effekt ferner durch  $-\frac{d\rho(H)}{dH}(300\text{ K})$ -Werte zwischen  $10\text{ n}\Omega\text{cm/T}$  und  $30\text{ n}\Omega\text{cm/T}$  aus, welche in enger Übereinstim-

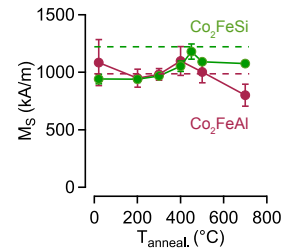


Abbildung 109: Magnetisierung  $M_S$  der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

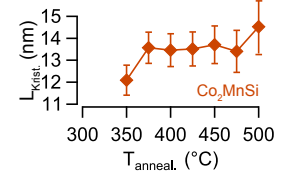


Abbildung 110: Kristallitgröße  $L_{\text{Krit.}}$  der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

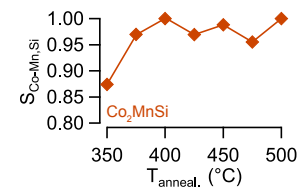


Abbildung 111: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Mn,Si}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

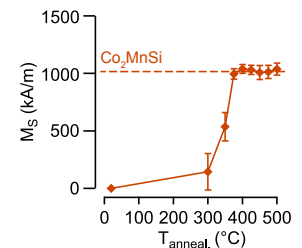


Abbildung 112: Magnetisierung  $M_S$  der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .<sup>198</sup> Der Zusatz *longitudinal* kennzeichnet die Messkonfiguration  $\mu_0\text{H} \parallel \text{I}$ .



mung mit den entsprechenden Werten der präsentierten Co<sub>2</sub>YZ-Filme liegen (vgl. Abb. 106).

Auf der Grundlage ihrer Magnetotransportmessungen schlugen Raquet et al. ein theoretisches Modell zur Erklärung des magnetischen Widerstandsverhalten im Hochfeld- sowie im Temperaturbereich  $T \leq T_C/2$  vor, wonach die beobachtete Widerstandsabnahme  $\rho(\mu_0 H)$  mit wachsendem Magnetfeld  $\mu_0 H$  aus der Reduzierung von Elektron-Magnon-Streuprozessen infolge der Dämpfung von Spinwellen im Hochfeld-Bereich resultiert.

Das Auftreten von Elektron-Magnon-Streuprozessen wird auf signifikante Weise durch die Anzahl der angeregten Magnonen gesteuert, welche ihrerseits entscheidend von der zugehörigen Dispersionsrelation  $E(q)$  abhängen. Für langwellige Magnonen ( $q \gg 1$ ), welche sich im Temperaturbereich  $T \leq T_C/2$  gerade für die Reduktion der Magnetisierung verantwortlich zeigen, wird die magnonische Energie  $E(q)$

$$E(q) = Dq^2 + \Delta_0 \quad (24)$$

neben einer quadratischen  $q$ -Wellenzahl-Abhängigkeit zusätzlich noch durch eine Energielücke  $\Delta_0$  infolge magnetischer Anisotropien und der Spinwellen-Demagnetisierung gekennzeichnet, wobei  $D$  die Austausch-Steifigkeitskonstante (engl.: *exchange stiffness constant*) charakterisiert (vgl. gestrichelte Linie in Abb. 113).<sup>199</sup>

Die Temperaturabhängigkeit dieser langwelligeren Magnonen kann mittels der *Magnonen-Masse-Renormierung* (engl.: *magnon mass renormalization*)

$$D(T) \approx D_0(1 - \delta_1 T^2 - \delta_2 T^{5/2}) \quad (25)$$

analysiert werden, wobei  $D_0$  die Magnonenmasse am absoluten Temperatur-Nullpunkt darstellt und  $\delta_1 = \frac{D_1}{D_0}$  sowie  $\delta_2 = \frac{D_2}{D_0}$  Renormierungskonstanten beschreiben. Während die quadratische Temperaturabhängigkeit durch die Wechselwirkung von Magnonen mit thermisch angeregten itineranten Elektronen hervorgerufen wird, repräsentiert die  $T^{5/2}$ -Abhängigkeit Magnon-Magnon-Streuprozesse.<sup>200</sup>

Im Hochfeld-Bereich ( $H \gg H_S$ ) induziert die zugehörige Zeeman-Energie  $\mathcal{E}_{Zee}$  darüber hinaus eine beträchtliche Energielücke  $\Delta_{\text{mag}} \gg \Delta_0$  in die  $E(q)$ -Dispersion, wodurch die Zahl der angeregten Magnonen und damit verbunden die Spin-Flip-Relaxationszeit deutlich reduziert wird (vgl. durchgezogene Linie in Abb. 113). Die Reduktion der Spin-Flip-Relaxationszeit geht ferner mit einer Abnahme des elektrischen Widerstandes  $\rho(\mu_0 H)$

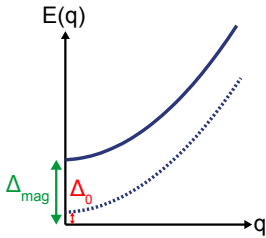


Abbildung 113: Schematische Darstellung der Dispersionsrelation von Magnonen.

<sup>199</sup> S. V. Halilov et al., Phys. Rev. B **58** (1998) G. Taylor et al., Phys. Rev. **165** (1968)

<sup>200</sup> M. W. Stringfellow, Proceedings of the Physical Society **1** (1968)

mit wachsendem Magnetfeld  $\mu_0 H$  einher.

Für kubische Ferromagneten kann der temperaturabhängige Spinwellen-Dämpfungsbeitrag zum negativen MR-Effekt nach Raquet et al. theoretisch durch

$$\frac{d\rho(H)}{dH}(T) = \alpha T(1 + 2\delta_1 T^2) \cdot \ln\left(\frac{T}{\gamma}\right) \quad (26)$$

beschrieben werden, wobei  $\alpha$  und  $\gamma$  Fitparameter darstellen.<sup>201</sup> Die theoretische Anpassung des von Raquet et al. vorgeschlagenen Modells an ihre experimentell bestimmten  $-\frac{d\rho(H)}{dH}(T)$ -Kurven lieferte für die 3d-Ferromagneten  $\delta_1$ -Werte zwischen  $(-1.5 \pm 0.2) \times 10^{-6} \text{ K}^{-2}$  und  $(-2.5 \pm 0.2) \times 10^{-6} \text{ K}^{-2}$ , welche gut die theoretischen Vorhersagen widerspiegeln.<sup>202</sup>

DIE MAGNETOTRANSPORTMESSUNGEN an den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen unterscheiden sich von denen durch Raquet et al. an den 3d-Ferromagneten Co, Fe und Ni durchgeführten Messungen in zweierlei Hinsicht.

Während Raquet et al. den temperaturbedingten negativen MR-Effekt in longitudinaler Messkonfiguration untersuchten, erfolgte die entsprechende Messung in den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen in transversaler Konfiguration, wodurch die Auswirkungen des positiven MR-Effektes auf das Magnetwiderstands-Verhalten zusätzlich in Betracht gezogen werden müssen.<sup>203</sup>

In den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen kann darüber hinaus der negative MR-Effekt bereits bei einer Temperatur von 3 K beobachtet werden, wohingegen er in den 3d-Ferromagneten erst oberhalb von 80 K in Erscheinung tritt (vgl. Abb. 106).

Die Gemeinsamkeiten in der Entwicklung von  $-\frac{d\rho(H)}{dH}(3 \text{ K})$  mit wachsender Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  und der entsprechenden Entwicklung der atomaren sowie magnetischen Ordnung in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen bekräftigen jedoch die Vermutung, dass der negative MR-Effekt bei 3 K weitestgehend allein durch die strukturelle und nicht durch die thermisch induzierte Spinunordnung hervorgerufen wird. Da der positive MR-Effekt darüber hinaus für gewöhnlich nur schwach von der Temperatur abhängt, kann sein Einfluss auf die temperaturbedingte Entwicklung des negativen MR-Effektes in grober Näherung vollständig vernachlässigt werden.

Die beobachtete Temperaturabhängigkeit der negativen MR-Steigung  $-\frac{d\rho(H)}{dH}(T)$  in den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen kann gut mittels der theoretischen Anpassungsgleichung 26 wiedergegeben werden, wie anhand Abbildung 106 deutlich zu erkennen ist. Der struk-

<sup>201</sup> B. Raquet et al., *Physical Review B* **66** (2002)  
B. Raquet et al., *Journal of Applied Physics* **91** (2002)

<sup>202</sup> J. Mathon et al., *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **302** (1969)

<sup>203</sup> Der Zusatz *transversal* kennzeichnet die Messkonfiguration  $\mu_0 H \perp I$ .

<sup>204</sup> B. Raquet et al., Physical Review B **66** (2002)  
 B. Raquet et al., Journal of Applied Physics **91** (2002)

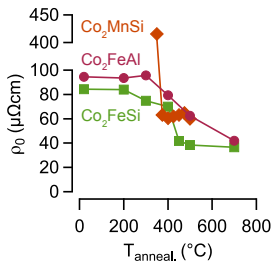


Abbildung 114: Elektrischer Restwiderstand  $\rho_0$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$ .

turell bedingten Spinunordnung wird dabei in Gleichung 26 durch einen zusätzlichen, konstanten Parameter  $-\frac{d\rho(H)}{dH}$  (3K) Rechnung getragen.

Die aus der Anpassungsgleichung 26 gewonnenen Werte für die Renormierungskonstante  $\delta_1$  variieren in den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  zwischen  $(3.5 \pm 0.71) \times 10^{-6} \text{ K}^{-2}$  und  $(7.1 \pm 1.7) \times 10^{-6} \text{ K}^{-2}$ , welche mit Ausnahme des Vorzeichens in grober Übereinstimmung mit den von Raquet et al. in den 3d-Ferromagneten beobachteten Werten liegen.<sup>204</sup>

Währenddessen schwankt  $\delta_1$  in den unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen um eine Größenordnung zwischen Werten von  $(2.4 \pm 0.79) \times 10^{-5} \text{ K}^{-2}$  und  $(9.7 \pm 1.58) \times 10^{-6} \text{ K}^{-2}$ , welche abhängig von der Auslagerungstemperatur entweder ein positives oder negatives Vorzeichen aufweisen können.

Aus der theoretischen Anpassung von Gleichung 26 an die  $-\frac{d\rho(H)}{dH}$  (T)-Kurven der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme resultieren dagegen  $\delta_1$ -Werte zwischen  $-(3.1 \pm 0.61) \times 10^{-5} \text{ K}^{-2}$  und  $-(5.58 \pm 0.61) \times 10^{-5} \text{ K}^{-2}$ , welche um eine Größenordnung höher als die von Raquet et al. in Co, Fe und Ni beobachteten  $\delta_1$ -Werte ausfallen. Unter der Annahme einer direkten Übertragbarkeit des von Raquet et al. für den longitudinalen negativen MR-Effekt vorgeschlagenen, theoretischen Modells auf sein transversales Pendant, können die Parallelen zwischen den  $\delta_1$ -Werten der  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme und den 3d-Ferromagneten womöglich als indirekte Hinweise auf kubische Filmstruktur sowie isotropes Kristallwachstum in den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen interpretiert werden (vgl. Abb. 69 auf S. 57 und Abb. 114).

Aufgrund der von den 3d-Ferromagneten abweichenden  $\delta_1$ -Werte sollten demgegenüber die  $\text{Co}_2\text{YSi}$ -Filme über eine nicht-kubische Filmstruktur und damit verbunden über ein anisotropes Kristallwachstum verfügen. In den unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen konnte diese Vermutung bereits bei der entsprechenden Untersuchung der elektrischen Transporteigenschaften zum Ausdruck gebracht werden (vgl. Abb. 69 auf S. 69 und Abb. 114).

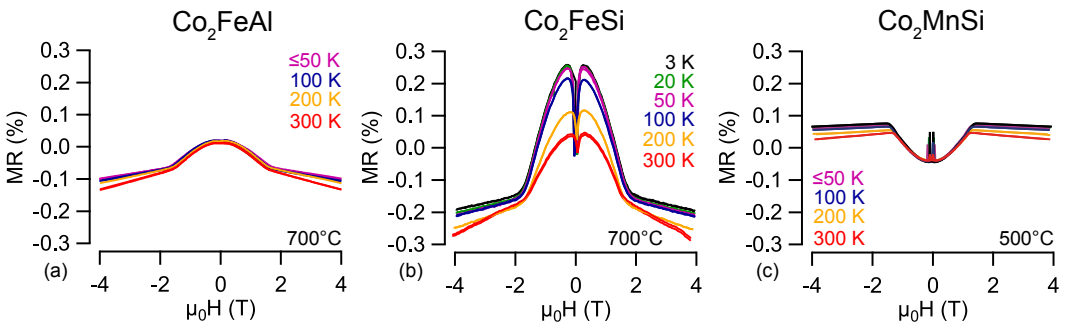
In ihren Grundzügen wurde die theoretische Anpassungsgleichung 26 allerdings auf die alleinige Beschreibung des (longitudinalen) negativen MR-Effektes im Hochfeld-Bereich ( $H \gg H_s$ ) sowie für Temperaturen oberhalb von  $T_C/5$  ausgelegt. Diese Bedingungen konnten in den hier vorgestellten Magnetotransportmessungen jedoch nicht vollständig in die Tat umgesetzt werden, da die im Labor zur Verfügung stehende, maximale Magnetfeldstärke auf 4 T sowie die maximale Messtemperatur

auf 300 K begrenzt waren.

Da die Übertragbarkeit des von Raquet et al. vorgeschlagenen Modells auf Co-basierte Heusler-Verbindungen darüber hinaus in der Literatur bis zu diesem Zeitpunkt vollständig ungeklärt bleibt, ist bei der Interpretation der aus Gleichung 26 gewonnenen Renormierungskonstanten  $\delta_1$  für die präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme große Sorgfalt geboten.

### Halbmetallizität

Bei der Untersuchung der elektrischen Transportphänomene in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen konnten sich darüber hinaus die  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ - sowie die  $500^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme als potentielle halbmetallische Ferromagneten herauskristallisieren, welche gemäß der verwendeten theoretischen  $\rho(T)$ -Anpassungsgleichung unterhalb einer magnonischen Gap-Temperatur  $T_{\text{mag}}$  von annähernd 30 K über eine 100%ige Spinpolarisation verfügen sollten (vgl. Abb. 90 sowie Gl. 18 auf S. 72ff).



Die Annahme einer 100%igen Spinpolarisation geht ferner mit der vollständigen Abwesenheit von Spinunordnungs- sowie Spin-Flip-Streuprozessen einher, infolgedessen das  $\text{MR}(\mu_0H)$ -Verhältnis unterhalb von  $T_{\text{mag}}$  allein durch den positiven Magnetwiderstands-Effekt (positiver MR) hervorgerufen werden sollte (vgl. Abb. 180).<sup>205</sup>

Um die ausgewählten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme indirekt auf ihre Halbmetallizität hin überprüfen zu können, ist in Abbildung 115 die temperaturabhängige Entwicklung von  $\text{MR}(\mu_0H)$  mit dem externen Magnetfeld  $\mu_0H$  für die ausgewählten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch zur Darstellung gebracht. Im Hochfeld-Bereich ( $\mu_0H \leq 4$  T) können alle drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme einen Abfall des Magnetwiderstandsverhältnisses  $\text{MR}(\mu_0H)$  mit wachsendem Magnetfeld  $\mu_0H$  vor-

Abbildung 115:  
Temperaturbedingtes Magnetwiderstandsverhältnis  $\text{MR}(\mu_0H)$  der  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten (a)  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ - und (b)  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - sowie der  $500^\circ\text{C}$ -ausgelagerten (c)  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

<sup>205</sup> A. B. Pippard, Cambridge University Press, Cambridge, England, 1989

<sup>206</sup> D. Bombor et al., Phys. Rev. Lett. **110** (2013) S. M. Watts et al., Phys. Rev. B **61** (2000)

weisen, so dass im betrachteten Temperatur- sowie Magnetfeld-Bereich kein Hinweis auf die Halbmetallizität dieser Filme erkennbar wird.<sup>206</sup>

Die 700°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>FeAl-Filme legen darüber hinaus ein ähnlich temperaturabhängiges MR( $\mu_0H$ )-Verhalten wie die niedertemperiert ausgelagerten Filme an den Tag (vgl. Abb. 92a). Während die MR(4 T)-Werte in den niedertemperiert ausgelagerten Co<sub>2</sub>FeAl-Filme zwischen -0.13% und -0.15% bei 3 K sowie zwischen -0.16% und -0.20% bei 300 K liegen, weisen die 700°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>FeAl-Filme MR(4 T)-Werte von -0.11% bei 3 K sowie -0.13% bei Raumtemperatur auf.

Im Gegensatz zu den Co<sub>2</sub>FeAl-Filmen weichen die temperaturabhängigen MR( $\mu_0H$ )-Kurven der 700°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>FeSi-Filme deutlich von denen der übrigen, niedertemperiert ausgelagerten Co<sub>2</sub>FeSi-Filme ab (vgl. Abb. 92b).

Im Niederfeld-Bereich beginnt der parabolische MR( $\mu_0H$ )-Kursverlauf oberhalb von 100 K deutlich an Größe zu verlieren, während sich der negative MR-Effekt in diesem Temperaturbereich deutlich verstärkt. Die Erhöhung des negativen MR-Effektes mit zunehmender Temperatur wird auch durch eine betragsmäßige Zunahme des MR(4 T)-Wertes von -0.21% bei 3 K auf einen Wert von -0.29% bei Raumtemperatur dokumentiert. Die in den 700°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>FeSi-Filmen beobachteten MR(4 T)-Werte liegen darüber hinaus in enger Übereinstimmung mit den von Schneider et al. beobachteten Werten (vgl. Abb. 93).<sup>207</sup>

<sup>207</sup> H. Schneider et al., Journal of Physics D: Applied Physics **40** (2007) 1548

Die 500°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>MnSi-Filme zeigen gegenüber Auslagerungstemperaturen  $T_{\text{anneal.}} < 500^\circ\text{C}$  ein vergleichbares temperatur- sowie magnetfeldabhängiges MR( $\mu_0H, T$ )-Verhalten. Im Hochfeld-Bereich liegt das MR( $\mu_0H$ )-Verhältnis in den 500°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen mit Werten von 0.071% bei 3 K und 0.033% bei Raumtemperatur lediglich geringfügig unterhalb der MR(4 T)-Werte von 0.089% und 0.079 bei 3 K sowie 0.051% und 0.038% bei Raumtemperatur, welche in den niedertemperiert ausgelagerten Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen beobachtet werden können.

## Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die magnetischen Transporteigenschaften der präsentierten Co<sub>2</sub>FeAl-, Co<sub>2</sub>FeSi- und Co<sub>2</sub>MnSi-Filme, insbesondere im Hinblick auf die durch das nachträgliche Auslagern modifizierte Kristallstruktur, mittels Magnetotrans-

portmessungen qualitativ untersucht und mit den entsprechenden elektrischen Transporteigenschaften in Beziehung gesetzt. Der Magnetwiderstand  $\rho(\mu_0H)$  in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen zeichnet sich durch eine parabolische  $\mu_0H$ -Abhängigkeit im Niederfeld-Bereich ( $H \leq H_s$ ) aus, welche dem anisotropen Magnetwiderstands-Effekt (AMR) zugeschrieben werden kann. Während  $\rho(\mu_0H)$  in den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen durch den normalen AMR-Effekt gekennzeichnet wird, kann in den  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen anhand des positiven, parabolischen  $\rho(\mu_0H)$ -Kurvenverlaufs sowie der negativen spontanen Widerstandsanisotropie  $\Delta\rho_{\text{anis}}$  hingegen der inverse AMR-Effekt identifiziert werden.

Das nachträgliche Auslagern der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme kann lediglich einen geringen Einfluss auf die Größe des zugehörigen AMR-Verhältnisses ausüben. Einzig und alleine Temperaturen, welche die höchste atomare ( $B_2$ -)Ordnung in den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen induzieren können, zeichnen sich im Hinblick auf das maximale AMR-Verhältnis aus der Menge der Auslagerungstemperaturen  $T_{\text{anneal}}$  ab.

In den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen gehorcht darüber hinaus die temperaturbedingte Abnahme des AMR-Verhältnisses einer  $T^2$ -Abhängigkeit, welche in Analogie zu den elektrischen Transportphänomenen als Hinweis auf vermehrt auftretende Elektron-Magnon-Streuprozesse interpretiert werden kann.

Der Hochfeld-Bereich ( $H \geq H_s$ ) wird in den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen durch eine lineare Abnahme des Magnetwiderstandes  $\rho(\mu_0H)$  mit wachsendem Magnetfeld  $\mu_0H$  gekennzeichnet, welche dem negativen Magnetwiderstands-Effekt (negativen MR) infolge der Reduzierung von Spinunordnungsstreuung zugeschrieben werden kann.

Im Gegensatz zum AMR-Effekt bewirkt das nachträgliche Auslagern in den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen eine tendentielle Abschwächung des negativen MR-Effektes, welche in einer kontinuierlichen Reduzierung der negativen Steigung  $-\frac{d\rho(H)}{dH}$  (T) mit wachsendem  $T_{\text{anneal}}$  zum Ausdruck kommt.

Die Anwesenheit des negativen MR-Effektes im ferromagnetischen Grundzustand liefert darüber hinaus einen Nachweis für die aus den XRD- sowie AGM-Messungen resultierende Hypothese einer nicht-perfekt ferromagnetischen Ordnung der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.

Da der negative MR-Effekt in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen unabhängig sowohl von der Mess- als auch von Auslagerungstemperatur stets in Erscheinung tritt, kann hingegen kein Nachweis für die anhand der elektrischen Transportmessungen in

den 700°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ - sowie 500°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme vermutete Halbmetallizität erbracht werden. Aufgrund der starken Kopplung zwischen dem AMR- bzw. negativen MR-Effekt und der atomaren (B<sub>2</sub>-)Ordnung haben sich in den Magnetotransportmessungen für die  $\text{Co}_2\text{FeAl(Si)}$ -Filme Temperaturen von 500°C bzw. 450°C sowie für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme Temperaturen von 400°C und 500°C als optimale Auslagerungstemperaturen herauskristallisiert, um die optimalsten Filme im Hinblick auf die höchste atomare sowie magnetische Ordnung zu erzielen. Das mikroskopische Übergewicht an Elektron-Magnon-Streuprozessen in den unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen wird neben dem AMR-Effekt auch durch die temperaturbedingte Zunahme des negativen MR-Effektes dokumentiert, welche ebenfalls gerade durch eine quadratische Temperaturabhängigkeit gekennzeichnet wird.

# Anomaler Hall-Effekt

Der anomale Hall-Effekt (AHE) stellt eines der fundamentalsten, aber zugleich kontrovers diskutiertesten Phänomene in ferromagnetischen Materialien dar. Basierend auf der Spin-Bahn-Wechselwirkung findet der AHE für gewöhnlich seinen Ursprung in der Streuung von (spin-polarisierten) Leitungselektronen an Kristalldefekten sowie (nicht-)magnetischen Störstellen, so dass herstellungsbedingte, atomare Unordnungen innerhalb der Kristallstruktur einen beträchtlichen Einfluss auf die Ausbildung des AHE in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen ausüben können. Aufgrund der Kristallstruktur verbessernden Wirkung des nachträglichen Auslagerns wird die Entwicklung des anomalen Hall-Widerstandes in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur hinsichtlich der Filmkristallinität, aber auch hinsichtlich der dem AHE zugrundeliegenden Streumechanismen ausführlich untersucht.

## Phänomenologie des Hall-Effektes

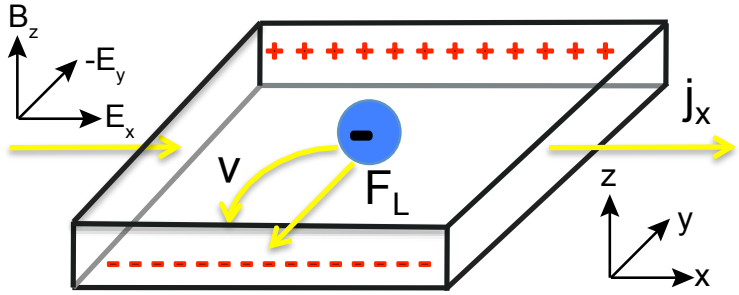
Im Jahre 1879 machte EDWIN HERBERT HALL während seines Physikstudiums an der JOHN HOPKINS UNIVERSITÄT in Baltimore die Entdeckung, dass Elektronen in einem Leiter zu einer Seite hin abgelenkt werden, wenn sich dieser in einem externen Magnetfeld befindet und von einem elektrischen Strom senkrecht dazu durchflossen wird. Aufgrund der Elektronen-Ablenkung konnte eine Spannung beobachtet werden, die sowohl senkrecht zum externen Magnetfeld als auch senkrecht zur Stromrichtung verläuft. Nach seinem Entdecker wird diese Spannung heutzutage als *Hall-Spannung*  $U_H$  sowie der auf dieser Beobachtung beruhende Effekt als (*normaler*) *Hall-Effekt* bezeichnet.<sup>208</sup>

In einem nicht-magnetischen Leiter, welcher sich in einem externen Magnetfeld  $\vec{B} = (0, 0, B)$  befindet und von einem dazu senkrechten elektrischen Strom  $I$  (in  $x$ -Richtung) durchflossen wird, besitzen die Elektronen eine mittlere Driftgeschwindigkeit

<sup>208</sup> E. H. Hall, American Journal of Mathematics 2 (1879) pp. 287–292



Abbildung 116: Schematische Darstellung des (normalen) Hall-Effektes.



$\vec{v} = (v, 0, 0)$ . Aufgrund des externen Magnetfeldes wirkt auf die Elektronen zusätzlich die *Lorentz-Kraft*  $\vec{F}_L$ , welche sie in Richtung der positiven  $y$ -Achse und die positiven Ladungsträger in Richtung der negativen  $y$ -Achse ablenkt.<sup>209</sup>

Das aus der Ladungstrennung resultierende Konzentrationsgefälle erzeugt ein elektrisches *Hall-Feld*  $E_H$ , welches in  $y$ -Richtung orientiert ist. Im Gleichgewichtszustand wird die auf die Elektronen im Hall-Feld  $E_H$  wirkende Coulomb-Kraft  $F_{\text{Coulomb}} = e \cdot E_H$  gerade durch die Lorentz-Kraft  $F_{L,y} = e(v \cdot B)$  kompensiert, so dass das Hall-Feld  $E_H$  gemäß

$$E_H = \frac{1}{e n_{\text{Ladung}}} I \cdot B \quad (27)$$

definiert werden kann, wobei  $e$  die Elementarladung und  $n_{\text{Ladung}}$  die zugehörige Ladungsträgerdichte beschreibt.<sup>210</sup>

In der Praxis verwendet man anstatt des Hall-Feldes  $E_H$  häufiger den zugehörigen (*spezifischen*) *Hall-Widerstand*

$$\rho_{xy} = \frac{U_H}{I \cdot d} = R_O \cdot B \quad \text{mit} \quad R_O = \frac{1}{n_{\text{Ladung}} e} \quad , \quad (28)$$

wobei  $d$  die Leiterdicke in  $z$ -Richtung und  $R_O$  den (*normalen*) *Hall-Koeffizienten* definiert. Abhängig von der Ladungsträgersorte (Elektronen oder Löcher) kann  $R_O$  ein negatives oder positives Vorzeichen aufweisen.

<sup>209</sup> Die Größe  $\vec{B}$  wird im Allgemeinen als *magnetische Flussdichte* bezeichnet und kann für einen quadratischen Film durch  $\mu_0 \vec{H}$  ersetzt werden, wobei  $\vec{H}$  die *magnetische Feldstärke* repräsentiert.

<sup>210</sup> Zwischen  $E_H$  und der Hall-Spannung  $U_H$  besteht folgender Zusammenhang:  $U_H = E_H \cdot d$

<sup>211</sup> E. H. Hall, Philos. Mag. **10** (1880) pp. 301, E. H. Hall, PhD thesis, The John Hopkins university, 1880

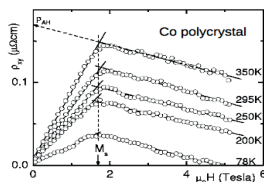


Abbildung 117: Hall-Widerstandsmessung an polykristallinen Co von E.H. HALL.

IN DEN FOLGENDEN ZWEI JAHREN NACH SEINER ENTDECKUNG untersuchte HALL den gleichnamigen Effekt in den 3d-Ferromagneten Co, Fe und Ni und konnte daraus drei, zu dieser Zeit bahnbrechende Erkenntnisse gewinnen, welche signifikant von seinem bisherigen Verständnis des Hall-Effektes abwichen (vgl. Abb. 117):<sup>211</sup>

1. In Co ist  $R_O$  proportional zur Temperatur  $T$ . Aufgrund der Ähnlichkeit zwischen  $R_O(T)$  und dem elektrischen Widerstandsverhalten  $\rho(T)$  wurde eine enge Beziehung zwischen diesem „Hall-Effekt“ und  $\rho(T)$  vermutet.
2. In Fe ist  $R_O$  um das Zehnfache größer als in Ag oder Au und besitzt entgegengesetztes Vorzeichen.
3. In allen drei Ferromagneten ist  $U_H$  proportional zum externen Magnetfeld. Bei Feldstärken, die vergleichbar mit den entsprechenden magnetischen Sättigungsfeldern sind, nimmt  $U_H$  allerdings bevorzugt einen konstant Wert an.

Dieser von HALL im Jahre 1881 in ferromagnetischen Materialien beobachtete Effekt konnte somit nicht allein durch die Lorentz-Kraft  $F_L = e(\vec{v} \times \vec{B})$  verursacht worden sein (vgl. Abb. 116). Vielmehr muss sich der Hall-Effekt in dieser Materialklasse aus zwei Beiträgen zusammensetzen, nämlich aus dem normalen Hall-Effekt infolge der senkrecht zum externen Magnetfeld wirkenden Lorentz-Kraft  $F_L$  und einem dazu analogen Hall-Effekt, in dem die Rolle des externen Magnetfeldes von der spontanen Magnetisierung  $M$  des Materials übernommen wird (vgl. Abb. 118). Basierend auf dem außergewöhnlichen, für Ferromagneten typischen Hall-Widerstandsverhalten  $\rho_{xy}(\mu_0 H)$  in Abbildung 117 wird dieser im Niedermagnetfeld-Bereich dominierende, zusätzliche Hall-Effekt auch als *anomaler Hall-Effekt* bezeichnet.

IN EINEM FERROMAGNETEN setzt sich dementsprechend der gesamte Hall-Widerstand  $\rho_{xy}(\mu_0 H)$  gleichermaßen aus dem normalen Widerstandsbeitrag  $\rho_{OHE}$  und dem anomalen Widerstandsbeitrag  $\rho_{AHE}$  gemäß der MATTHIESSEN-REGEL

$$\rho_{xy}(\mu_0 H) = \rho_{OHE} + \rho_{AHE} = R_O \mu_0 H + R_A \mu_0 M \quad (29)$$

zusammen (vgl. Abb. 119).<sup>212</sup>

Der normale Widerstandsbeitrag  $\rho_{OHE}$  charakterisiert hierbei den aus unmagnetischen Materialien bekannten normalen Hall-Effekt (OHE), welcher über den normalen Hall-Koeffizienten  $R_O$  linear mit dem externen Magnetfeld  $\mu_0 H$  skaliert (vgl. Gl. 28). Der anomale Widerstandsbeitrag  $\rho_{AHE}$  kennzeichnet dagegen zusammen mit dem anomalen Hall-Koeffizienten  $R_A$  den anomalen Hall-Effekt (AHE) und verhält sich proportional zur senkrecht zum Strom orientierten Magnetisierung  $M$ . Aufgrund dieser Proportionalität sättigt  $\rho_{AHE}$  auch im Hochfeld-Bereich (vgl. Abb. 117).

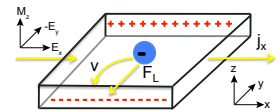


Abbildung 118: Schematische Darstellung des anomalen Hall-Effektes.

<sup>212</sup> E. Pugh, Phys. Rev. 36 (1930) 1503, E. Pugh et al., Phys. Rev. 42 (1932) 709

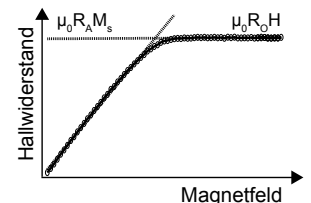


Abbildung 119: Schematische Darstellung der Hall-Widerstandskurve eines Ferromagneten.

## Hall-Effekt in den $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -, $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - & $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen

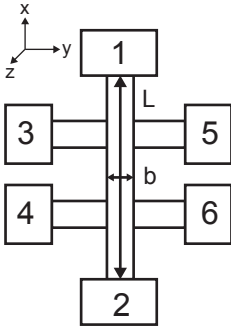


Abbildung 120: Schematische Darstellung der verwendeten Hallbar-Struktur.

<sup>213</sup> Der Begriff *Temperatur T* impliziert die Messtemperatur.

Die Messung des Hall-Effektes an den drei strukturierten und unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen erfolgte ebenfalls in dem  $\text{He}^4$ -Kryostaten der Firma CRYOGENIC LTD., wobei das externe Magnetfeld senkrecht zur Filmoberfläche orientiert wurde. Für ausgewählte Temperaturen  $3\text{ K} \leq T \leq 300\text{ K}$  wurde ein konstanter Strom  $I$  von  $10\ \mu\text{A}$  zwischen den Kontakten 1 und 2 angelegt, während die Hall-Spannung  $U_{\text{quer}}$  beim Durchlaufen des senkrecht zu  $I$  orientierten Magnetfeldes zwischen den Kontakten 3 und 5 bzw. 4 und 6 abgegriffen wurde (vgl. Abb. 120).<sup>213</sup>

Die gemessene Hall-Spannung  $U_{\text{quer}}$  kann mit dem Hall-Widerstand  $\rho_{\text{quer}}$  über

$$\rho_{\text{quer}} = \frac{U_{\text{quer}}}{I} \cdot d \quad (30)$$

in Beziehung gesetzt werden, wobei  $d$  die Dicke der untersuchten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme darstellt (vgl. Abb. 25 auf S. 31).

Aufgrund des Lithographieprozesses sind die Abgriffe der Querspannung  $U_{\text{quer}}$  (Kontakte 3 und 5 bzw. 4 und 6) jedoch nicht präzise orthogonal sowohl zueinander als auch zur Richtung des Stromes  $I$  orientiert, so dass in der gemessenen Querspannung  $U_{\text{quer}}$  stets Anteile der Längsspannung  $U_{\text{xx}}$  enthalten sind und  $U_{\text{quer}}$  die wirkliche Hall-Spannung  $U_{\text{xy}}$  somit deutlich an Größe überschreitet (vgl. Abb. 121). Der entsprechende Querwiderstand  $\rho_{\text{quer}}$  setzt sich demzufolge gemäß

$$\rho_{\text{quer}} = \rho_{\text{xx}} + \rho_{\text{PHE}} + \rho_{\text{xy}} \quad (31)$$

aus dem Längswiderstand  $\rho_{\text{xx}}$ , dem *pseudo Hall-Widerstand*  $\rho_{\text{PHE}}$  sowie dem Hall-Widerstand  $\rho_{\text{xy}}$  zusammen (vgl. Gl. 30).

Für die Extraktion des Hall-Widerstandes  $\rho_{\text{xy}}(\mu_0\text{H})$  aus den gemessenen  $\rho_{\text{quer}}(\mu_0\text{H})$ -Kurven kann man sich die Symmetrieeigenschaften der Widerstandsanteile gegenüber einer Magnetfeldumkehr zu Nutze machen:

$$\rho_{\text{xx,PHE}}(-B) = \rho_{\text{xx,PHE}}(B) \quad \text{und} \quad \rho_{\text{xy}}(-B) = -\rho_{\text{xy}}(B). \quad (32)$$

Während  $\rho_{\text{xx}}$  und  $\rho_{\text{PHE}}$  sich symmetrisch im Magnetfeld  $B = \mu_0\text{H}$  verhalten, wechselt der Hall-Widerstand  $\rho_{\text{xy}}$  bei einer Magnetfeldumkehr sein Vorzeichen, d.h.  $\rho_{\text{xy}}$  verhält sich asymmetrisch im Feld. Die Antisymmetrisierung der gemessenen  $\rho_{\text{quer}}(\mu_0\text{H})$ -

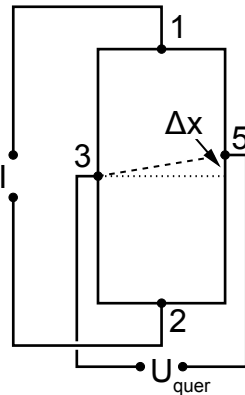


Abbildung 121: Schematische Darstellung der Fehlanordnung  $\Delta x$  zwischen den Kontakten 3 und 5.

Kurven gemäß

$$\rho_{\text{quer,anti}}(\mu_0 H) = \frac{\rho_{\text{quer}}(\mu_0 H_{\downarrow}) - \rho_{\text{quer}}(\mu_0 H_{\uparrow})}{2} \hat{=} \rho_{\text{xy}}(\mu_0 H) \quad (33)$$

liefert somit gerade den Hall-Widerstand  $\rho_{\text{xy}}(\mu_0 H)$  in Abhängigkeit des Magnetfeldes  $\mu_0 H$ , wobei  $\mu_0 H_{\downarrow}$  ( $\mu_0 H_{\uparrow}$ ) den Magnetfeldsweep von  $+4\text{ T}$  bis  $-4\text{ T}$  ( $-4\text{ T}$  bis  $+4\text{ T}$ ) repräsentiert.<sup>214</sup>

<sup>214</sup> F. D. Czeschka, Diplomarbeit, 2007

### *Feld-Abhängigkeit des Hall-Effektes*

In Abbildung 122 ist die temperaturabhängige Entwicklung des Hall-Widerstandes  $\rho_{\text{xy}}$  mit dem externen Magnetfeld  $\mu_0 H$  exemplarisch für die drei  $400^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch dargestellt. Das beobachtete  $\rho_{\text{xy}}(\mu_0 H)$ -Verhalten dieser Filme weist enorme Ähnlichkeit mit dem Hall-Widerstandsverhalten konventioneller Ferromagneten auf, in denen  $\rho_{\text{xy}}(\mu_0 H)$  durch die empirische Formel

$$\rho_{\text{xy}}(\mu_0 H) = \rho_{\text{OHE}} + \rho_{\text{AHE}} = \mu_0 (R_{\text{O}} H + R_{\text{A}} M) \quad (34)$$

beschrieben werden kann (vgl. Abb. 117 und 118).<sup>215</sup>

Während sich der normale Widerstandsbeitrag  $\rho_{\text{OHE}}$  proportional zum externen Magnetfeld  $\mu_0 H$  verhält, skaliert der anomale Beitrag  $\rho_{\text{AHE}}$  lediglich mit der spontanen Magnetisierung  $M$ . In den durchgeführten Hall-Widerstandsmessungen verläuft  $\mu_0 H$  stets senkrecht sowohl zum Strom  $I$  als auch zur Filmoberfläche, so dass lediglich der senkrecht zur Filmoberfläche orientierte Magnetisierungsanteil  $M \approx M_{\perp}$  für  $\rho_{\text{xy}}(\mu_0 H)$  von Bedeutung ist. Die Wirkungsbereiche des anomalen sowie normalen Hall-Effektes lassen sich darüber hinaus mittels der zugehörigen Widerstandsbeiträge  $\rho_{\text{AHE}}$  und  $\rho_{\text{OHE}}$  aus den  $\rho_{\text{xy}}(\mu_0 H)$ -Kurven optisch leicht identifizieren (vgl. Abb. 122).

Der anomale Hall-Effekt (AHE) dominiert im Niederfeld-Bereich und äußert sich in einem deutlichen, linearen Anstieg von  $\rho_{\text{xy}}$  mit wachsendem Magnetfeld  $\mu_0 H$ . Oberhalb einer charakteristischen Feldstärke  $\mu_0 H_s$  weist der gesamte Hall-Widerstand  $\rho_{\text{xy}}$  hingegen nur noch eine geringe, lineare Abhängigkeit von  $\mu_0 H$  auf, welche durch den normalen Hall-Effekt (OHE) hervorgerufen wird. Der Koeffizient  $R_{\text{O}}$  sowie der zugehörige Widerstand  $\rho_{\text{OHE}}$  sind um einige Größenordnungen kleiner als  $R_{\text{A}}$  bzw.  $\rho_{\text{AHE}}$  und dominieren lediglich im Hochfeld-Bereich ( $H \gg H_s$ ), wie es aus Abbildung 122 ersichtlich wird (vgl. Abb. 123).

Eine Extrapolation dieser linearen Steigung vom Hochfeld- zurück zum Nullfeld-Bereich ermöglicht die Bestimmung des

<sup>215</sup> E. Pugh, Phys. Rev. 36 (1930) 1503, E. Pugh et al., Phys. Rev. 42 (1932) 709

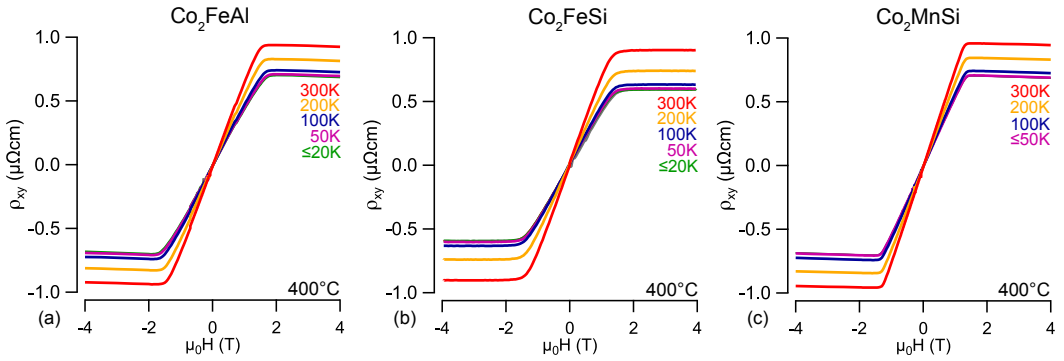


Abbildung 122: Hall-Widerstand  $\rho_{xy}(\mu_0H)$  in Abhängigkeit der Temperatur für die 400°C-ausgelagerten (a)  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -, (b)  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - und (c)  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

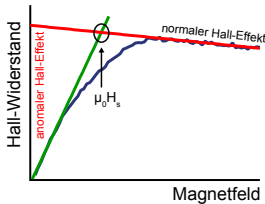


Abbildung 123: Hilfsskizze zur Extraktion von  $\rho_{\text{AHE}}$  aus der  $\rho_{xy}(\mu_0H)$ -Kurve.

<sup>216</sup> Der Einfachheit halber wird  $\mu_0H_s$  bzw.  $M_{\perp s}$  ab jetzt nur noch als Sättigungsfeld bzw. -magnetisierung bezeichnet.

<sup>217</sup> W. Wang et al., arXiv.org (2013)

<sup>218</sup> Die magnetische Suszeptibilität  $\chi$  ist im Allgemeinen temperaturabhängig.

<sup>219</sup> B. E. Argyle et al., Physical Review **132** (1963) F. Bloch, Z. Physik **61** (1930)

durch den AHE verursachten Widerstandsbeitrages  $\rho_{\text{AHE}}$ , während die Steigung selbst gerade den Wert des normalen Hall-Koeffizienten  $R_0$  widerspiegelt (vgl. Abb. 123). Da kein festes Kriterium für den Bereich existiert, in welchem man den linearen Fit optimalerweise an die  $\rho_{xy}(\mu_0H)$ -Kurven anlegen kann, ist die Bestimmung von  $\rho_{\text{AHE}}$  mit einem maximalen Fehler von 2% behaftet.

Die charakteristische Magnetfeldstärke  $\mu_0H_s$ , welche den Übergang zwischen anomalen und normalen Hall-Effekt definiert, wird als *senkrecht Sättigungsfeld* bezeichnet und kann über die magnetische Suszeptibilität  $\chi$  mit der zugehörigen *senkrechten Sättigungsmagnetisierung*  $M_{\perp s} = \chi H_s$  in Beziehung gesetzt werden.<sup>216</sup>

In der Nähe von  $\mu_0H_s$  weisen die  $\rho_{xy}(\mu_0H)$ -Kurven der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme leichte Abrundungen auf, welche möglicherweise durch eine unvollständige, senkrechte Ausrichtung der magnetischen Momente hervorgerufen werden können.<sup>217</sup>

Das Sättigungsfeld  $\mu_0H_s$  kann direkt aus den  $\rho_{xy}(\mu_0H)$ -Kurven mittels zweier Regressionsgeraden extrahiert werden, welche jeweils im Hoch- und Niederfeld-Bereich an  $\rho_{xy}$  gelegt werden. Der Schnittpunkt beider Geraden spiegelt dann den Wert von  $\mu_0H_s$  wider (vgl. Abb. 123).

Die Temperaturabhängigkeit der  $\rho_{xy}(\mu_0H)$ -Kurven offenbart ferner noch eine deutliche Reduzierung von  $\mu_0H_s$  mit zunehmender Temperatur, welche unter der Annahme eines konstanten  $\chi$ -wertes direkt auf  $M_{\perp s}$  übertragen werden kann.<sup>218</sup>

In konventionellen Ferromagneten ist die Reduzierung der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  mit wachsender Temperatur ein vielfach beobachtetes Phänomen, welches theoretisch mittels des BLOCHSCHEN  $T^{3/2}$ -GESETZTES hinreichend genau beschrieben werden kann (vgl. Gl. 53 auf S. 160).<sup>219</sup>

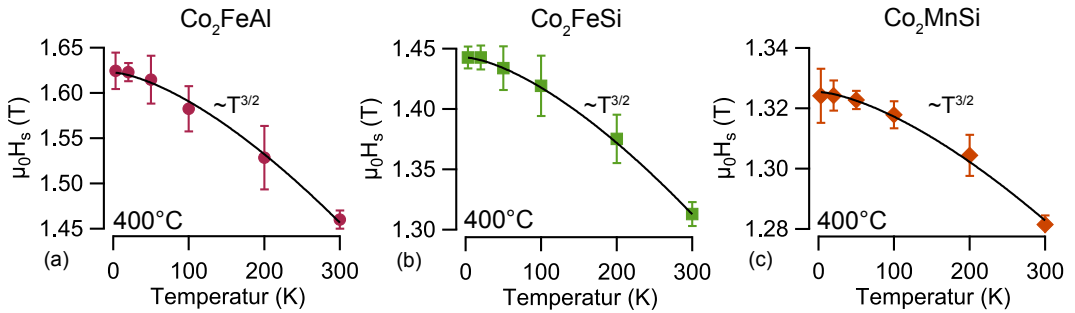


Abbildung 124: Sättigungsfeld  $\mu_0 H_s$  in Abhängigkeit der Temperatur für die 400°C-ausgelagerten (a)  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -, (b)  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - und (c)  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

In den drei präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen folgt die Reduzierung von  $\mu_0 H_s$  mit wachsender Temperatur ebenfalls einer  $T^{3/2}$ -Abhängigkeit, welche durch die schwarzen Linien in Abbildung 124 repräsentiert wird. Während  $\mu_0 H_s$  in den 400°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl(Si)}$ -Filmen von 1.624 T (1.448 T) bei 3 K auf 1.461 T (1.3303 T) bei 300 K abnimmt, reduziert es sich in den 400°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen lediglich von 1.324 T bei 3 K auf 1.282 T bei 300 K (vgl. Abb. 124).

In den 400°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen ist demgemäß die Affinität zu der temperaturbedingten Spinunordnung höher als in den entsprechend ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen (vgl. Abb. 106).

Die geringe  $\mu_0 H_s(T)$ -Abhängigkeit der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme konnte darüber hinaus auch von Obaida et al. in ihren unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen beobachtet werden.<sup>220</sup>

Die Magnetfeldabhängigkeiten des AMR- sowie des AH-Effektes offenbaren eine Reihe von kollektiven Berührungspunkten, welche weitestgehend auf ihre gemeinsamen physikalischen Wurzeln zurückzuführen sind. Neben dem AMR basiert auch der AH-Effekt auf asymmetrischen Streuprozessen infolge des Wechselspiels zwischen der spontanen Magnetisierung und der Spinbahn-Wechselwirkung, in dessen Folge der AMR- sowie der AH-Effekt prinzipiell gemeinsam in Erscheinung treten sollten, wie es sich beispielsweise für die präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme bewahrheitet hat (vgl. Abb. 92 auf S. 80 sowie Abb. 122).

Da der Wirkungsbereich beider Effekte auf den Niederfeldbereich, d.h.  $H \leq H_s$ , beschränkt ist und ihre maximale Wirkung bei vollständig paralleler Ausrichtung der Magnetisierung zum externen Magnetfeld ( $H \approx H_s$ ) erreicht wird, sollten beide Effekte ferner über ein identisches Sättigungsfeld  $\mu_0 H_s$  verfügen.

Im Gegensatz zu den entsprechenden Magnetotransportmessungen liefern die  $\rho_{xy}(\mu_0 H)$ -Kurven der 400°C-ausgelagerten

<sup>220</sup> M. Z. Obaida, Ruhr-Universität Bochum, 2011

Co<sub>2</sub>YZ-Filme jedoch ein um ungefähr 0.3 T kleineres Sättigungsfeld  $\mu_0 H_s$  (vgl. Abb. 98 auf S. 84 und Abb. 124). Diese Diskrepanzen können möglicherweise dadurch erklärt werden, dass die Orientierung der magnetisch leichten Achse innerhalb der präsentierten Co<sub>2</sub>YZ-Filmen nicht vollständig mit der Richtung des angelegten Stromes  $I$  übereinstimmt.

Trotz abweichender Magnetfeldstärken folgt die temperaturbedingte Reduzierung der Sättigungsfelder  $\mu_0 H_k$  (AMR) sowie  $\mu_0 H_s$  (AHE) auf übereinstimmende Weise einer  $T^{3/2}$ -Abhängigkeit (vgl. Abb. 98 auf S. 84 und Abb. 124).

Das beobachtete  $\mu_0 H_s(T)$ -Verhalten sowie die Gemeinsamkeiten mit der entsprechenden  $\mu_0 H_k(T)$ -Entwicklung treten ferner unabhängig von der verwendeten Auslagerungstemperatur in Erscheinung und sind somit nicht auf die in Abbildung 98 sowie 122 gezeigten Co<sub>2</sub>YZ-Filme beschränkt.

### *Einfluss der Kristallstruktur auf den Hall-Effekt*

In der Nähe des absoluten Temperatur-Nullpunktes sind alle dynamischen Einflüsse auf den Hall-Effekt in den Co<sub>2</sub>YZ-Filmen größtenteils eingefroren und die Kristallqualität, welche ihrerseits durch das nachträgliche Auslagern gesteuert wird, spielt in diesem Zusammenhang noch die wesentliche Rolle. Da sich die gemessenen  $\rho_{xy}(\mu_0 H)$ -Kurven gerade aus dem normalen ( $\rho_{OHE}$ ) und dem anomalen Widerstandsbeitrag  $\rho_{AHE}$  zusammensetzen, sollten auch beide Anteile die Wirkung des nachträglichen Auslagerns zu spüren bekommen haben. Aufgrund der unterschiedlichen Herkunft von  $\rho_{AHE}$  und  $\rho_{OHE}$  muss diese Beeinflussung nicht notwendigerweise in gleichem Maße vonstatten gehen, so dass eine getrennte Analyse von  $\rho_{OHE}$  und  $\rho_{AHE}$  sinnvoll erscheint. In Anbetracht des hier verwendeten Messtemperatur-Bereiches wird als absoluter Temperatur-Nullpunkt eine Temperatur in Höhe von 3 K ausgewählt und die zugehörigen Widerstandsbeiträge  $\rho_{AHE}(3\text{ K}) \approx \rho_{AHE,0}$  und  $\rho_{OHE}(3\text{ K}) \approx \rho_{OHE,0}$  dementsprechend als *anomaler* und *normaler Restwiderstand* bezeichnet.

Die Entwicklung des anomalen Restwiderstandes  $\rho_{AHE,0}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  ist dazu in Abbildung 125 graphisch wiedergegeben. Anhand dieser Entwicklung kann direkt eine enge Beziehung zwischen der Kristallqualität der drei präsentierten Co<sub>2</sub>YZ-Filme und dem anomalen Restwiderstand  $\rho_{AHE,0}$  ausgemacht werden, welche in einer kontinuierlichen Reduzierung von  $\rho_{AHE,0}$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal}}$  zum Vorschein



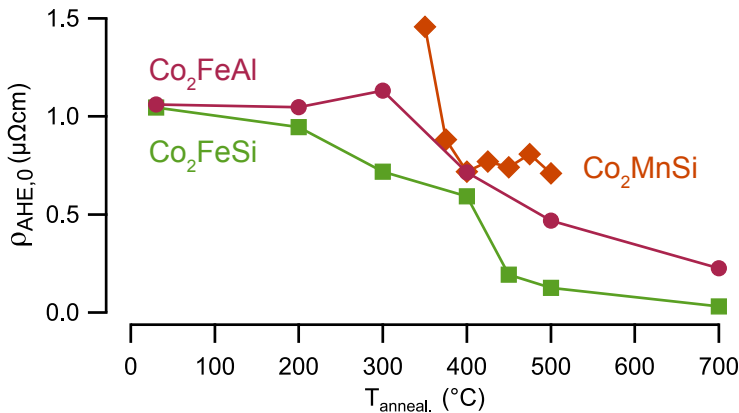


Abbildung 125: Anomaler Restwiderstand  $\rho_{\text{AHE},0}$  in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.

kommt.

In den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen setzt diese kontinuierliche Reduzierung erst oberhalb von  $300^\circ\text{C}$  ein, indem  $\rho_{\text{AHE},0}$  von  $1.132\ \mu\Omega\text{cm}$  auf  $0.226\ \mu\Omega\text{cm}$  im höchsten Auslagerungszustand ( $700^\circ\text{C}$ ) abnimmt. Diese Entwicklung liegt in enger Übereinstimmung mit den XRD- und elektrischen Restwiderstandsmessungen hinsichtlich einer kontinuierlichen Erhöhung der Kristallinität dieser Filme durch das nachträgliche Auslagern (vgl. Abb. 126 und 127).

Wang et al. untersuchten ebenfalls den AHE in  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  und konnten in ihren  $480^\circ\text{C}$ -ausgelagerten,  $30\ \text{nm}$  dicken Filmen einen anomalen Restwiderstand  $\rho_{\text{AHE}}(10\ \text{K})$  von  $0.625\ \mu\Omega\text{cm}$  feststellen. Dieser Wert befindet sich allerdings oberhalb eines  $\rho_{\text{AHE},0}$ -Wertes von  $0.468\ \mu\Omega\text{cm}$ , welcher hier in den  $500^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen detektiert werden kann.<sup>221</sup>

Da die Anwesenheit einer  $\text{DO}_3$ -artigen Unordnung in den Co-basierten Heusler-Verbindungen stets mit negativen  $\rho_{\text{xy}}(\mu_0\text{H})$ -Werten im magnetischen Grundzustand einhergeht, kann anhand der  $\rho_{\text{AHE},0}(T_{\text{anneal.}})$ -Entwicklung darüber hinaus kein Nachweis für die Existenz einer derartigen Unordnung in den  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen erbracht werden, welche anhand der XRD- und AGM-Messungen in diesen Filmen vermutet wurde (vgl. Abb. 32 auf S. 34, Abb. 33 auf S. 35 sowie Abb. 42 auf S. 42).<sup>222</sup>

Die Entwicklung von  $\rho_{\text{AHE},0}(T_{\text{anneal.}})$  in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen lässt sich demgegenüber grob in die Bereiche niedriger ( $\leq 200^\circ\text{C}$ ), mittlerer ( $300^\circ\text{C}$ - $400^\circ\text{C}$ ) und hoher ( $\geq 450^\circ\text{C}$ ) Auslagerungstemperaturen unterteilen, welche bereits schon in der Analyse der XRD- und elektrischen Restwiderstandsmessungen bezüglich

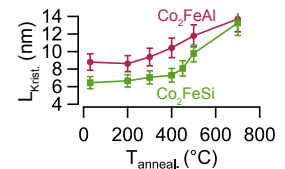


Abbildung 126: Kristallitgröße  $L_{\text{Krit.}}$  der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

<sup>221</sup> W. Wang et al., arXiv.org (2013)

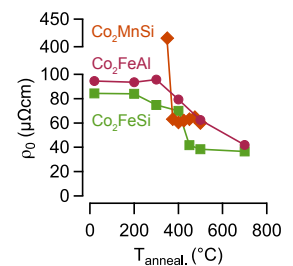


Abbildung 127: Elektrischer Restwiderstand  $\rho_0$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

<sup>222</sup> H. Pandey et al., arXiv.org (2013) E. Vilanova Vidal et al., Physical Review B 83 (2011) 174410



<sup>223</sup> H. Schneider et al., Journal of Physics D: Applied Physics **40** (2007) 1548

<sup>224</sup> E. Vilanova Vidal et al., Physical Review B **83** (2011) 174410

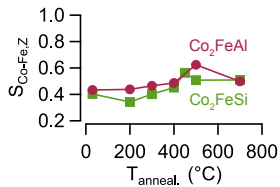


Abbildung 128: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-FeZ}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme.

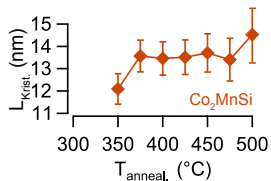


Abbildung 129: Kristallitgröße  $L_{\text{Krist.}}$  der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

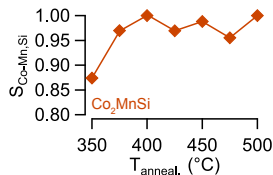


Abbildung 130: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-MnSi}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

des Kristallwachstums in Erscheinung getreten waren (vgl. Abb. 126 und 127). Im Zustand direkt nach der Herstellung weisen diese Filme ein  $\rho_{\text{AHE},0}$  von  $1.045 \mu\Omega\text{cm}$  auf, welches mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  auf einen minimalen Wert von  $0.031 \mu\Omega\text{cm}$  im  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Zustand abnimmt.

Schneider et al. konnten in ihren  $65 \text{ nm}$  dicken, auf  $700^\circ\text{C}$  heißen  $(001)\text{MgO}$ -Substraten deponierten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen ebenfalls einen geringen anomalen Restwiderstand  $\rho_{\text{AHE},0}$  von ungefähr  $0.018 \mu\Omega\text{cm}$  beobachten, welcher sich in relativ guter Übereinstimmung mit  $\rho_{\text{AHE},0}$  der hier bei  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme befindet.<sup>223</sup>

Auch Vilanova Vidal et al. untersuchten den AHE in verschiedenen Co-basierten Heusler-Verbindungen und konnten abhängig von der verwendeten Substrattemperatur in  $\text{Co}_2\text{FeSi}_{0,6}\text{Al}_{0,4}$ -Filmen  $\rho_{\text{AHE},0}$ -Werte zwischen  $-0.025 \mu\Omega\text{cm}$  und  $0.06 \mu\Omega\text{cm}$  detektieren, welche grob mit den hier beobachteten Werten der  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen in Einklang stehen.<sup>224</sup>

Gemäß der entsprechenden XRD-Messungen kann lediglich bei einer Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  von  $500^\circ\text{C}$  ( $450^\circ\text{C}$ ) eine deutliche Verbesserung der atomaren B2-Ordnung in den  $\text{Co}_2\text{FeAl}(\text{Si})$ -Filmen erzielt werden, so dass in der Widerstandsbildung von  $\rho_{\text{AHE},0}$  wahrscheinlich die Defekt-Streuung an Korngrenzen die Streuung an atomaren Unordnungen dominiert (vgl. Abb. 128).

In den  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen weicht die Entwicklung von  $\rho_{\text{AHE},0}$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  dagegen deutlich von dem entsprechenden Verhalten der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen ab.

Die  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme besitzen einen anomalen Restwiderstand  $\rho_{\text{AHE},0}$  von  $1.46 \mu\Omega\text{cm}$ , welcher gegenüber den polykristallinen Filmen gerade doppelt so hoch ist. Bereits in der Entwicklung des Restwiderstandes  $\rho_0(T_{\text{anneal.}})$  sowie in den XRD- und AGM-Messungen konnte ein derart signifikanter Unterschied zwischen den  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten und den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen ausgemacht werden, welcher möglicherweise auf unterschiedliches Kristallwachstum innerhalb der Filmebene zurückzuführen ist (vgl. Abb. 127, 129-131).

Im polykristallinen Zustand ( $T_{\text{anneal.}} \geq 375^\circ\text{C}$ ) schwanken die Werte von  $\rho_{\text{AHE},0}$  hingegen zwischen  $0.88 \mu\Omega\text{cm}$  und  $0.70 \mu\Omega\text{cm}$ , wobei der zuletzt genannte Wert sowohl den  $400^\circ\text{C}$ - als auch den  $500^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen zugeordnet werden kann. Diese Beobachtungen stimmen gut mit den XRD-, AGM- sowie elektrischen Restwiderstandsmessungen hinsichtlich einer grob stagnierenden Kristall- bzw. Magnetisierungsentwick-

lung überein und können als Indiz dafür interpretiert werden, dass der anomale Restwiderstand  $\rho_{\text{AHE},0}$  in den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen in gleichem Maße durch die Defektstreuung an Korngrenzen sowie atomare Unordnungsstreuung hervorgerufen wird (vgl. Abb. 129-131).

Pandey et al. konnten in ihren 40 nm dicken, auf (001)MgO-Substraten mittels PLD deponierten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen bei einer Auslagerungstemperatur von  $400^\circ\text{C}$  einen anomalen Restwiderstand  $\rho_{\text{AHE}}(5\text{ K})$  von ungefähr  $0.65\ \mu\Omega\text{cm}$  nachweisen, welcher geringfügig unterhalb der hier in den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen beobachteten  $\rho_{\text{AHE}}(3\text{ K})$ -Werte anzutreffen ist.<sup>225</sup>

Die Parallelen zwischen  $\rho_{\text{AHE},0}(T_{\text{anneal.}})$  und  $\rho_0(T_{\text{anneal.}})$  in allen drei präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen deuten daraufhin, dass sowohl an der elektrischen als auch an der anomalen Restwiderstandsbildung die gleichen, auf Defekt- bzw. Unordnungsstreuung basierenden Mechanismen beteiligt sind.

NEBEN DEM ANOMALEN RESTWIDERSTAND  $\rho_{\text{AHE},0}$  kann das nachträgliche Auslagern auch das Verhalten des normalen Restwiderstandes  $\rho_{\text{OHE},0}$ , welcher im Folgenden durch den normalen Hall-Koeffizienten  $R_0(3\text{ K})$  repräsentiert wird, auf signifikante Weise prägen. Die Entwicklung von  $R_0(3\text{ K})$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  ist dazu in Abbildung 132a für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch wiedergegeben.

Die  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme zeichnen sich durch einen kontinuierlichen Anstieg von  $R_0(3\text{ K})$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  aus, wobei  $R_0(3\text{ K})$  erst oberhalb von  $200^\circ\text{C}$  beginnt, sich bezüglich seines Betrages von  $-5.98\text{ n}\Omega/\text{T}$  auf einen Wert von  $-10.74\text{ n}\Omega/\text{T}$  im  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Zustand zu erhöhen.

Im Gegensatz dazu kann in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme eine kontinuierliche Reduzierung von  $R_0(3\text{ K})$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  beobachtet werden, welche bei einem Wert von  $-2.26\text{ n}\Omega/\text{T}$  im Zustand direkt nach der Herstellung einsetzt und bei  $-0.74\text{ n}\Omega/\text{T}$  im  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Zustand endet.

Während die Entwicklung von  $R_{0,3\text{ K}}(T_{\text{anneal.}})$  in den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen durch eine kontinuierliche Zu- bzw. Abnahme gekennzeichnet wird, schwanken die Werte von  $R_0(3\text{ K})$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  in den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen zwischen  $-9.38\text{ n}\Omega/\text{T}$  und  $-7.68\text{ n}\Omega/\text{T}$ , wobei erneut der niedrigste Wert von  $R_0(3\text{ K})$  gleichermaßen den  $400^\circ\text{C}$ - und  $500^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Zuständen zugeordnet werden kann.

Die  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme nehmen auch hinsichtlich der Entwicklung von  $R_{0,3\text{ K}}(T_{\text{anneal.}})$  erwartungsgemäß eine

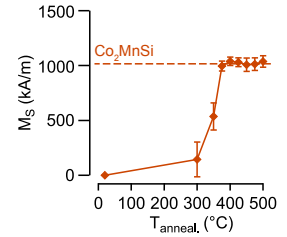


Abbildung 131: Magnetisierung  $M_s$  der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

<sup>225</sup> H. Pandey et al., arXiv.org (2013)

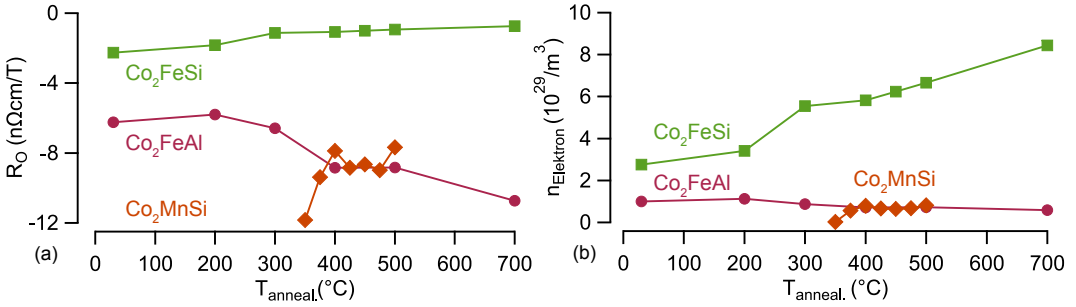


Abbildung 132: (a) Normaler Hall-Koeffizient  $R_0(3\text{K})$  und (b) Elektronendichte  $n_{\text{Elektron}}(3\text{K})$  in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.

besondere Stellung ein, welche durch ein maximales  $R_0(3\text{K})$  von  $-11.839\text{ n}\Omega/T$ , auch im Hinblick auf den gesamten Auslagerungstemperatur-Bereich der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme gekennzeichnet wird.

Der normale Hall-Koeffizient  $R_0$  wird darüber hinaus in allen drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen unabhängig von der Auslagerungstemperatur durch ein negatives Vorzeichen charakterisiert, so dass der Ladungstransport in diesen Filmen größtenteils durch Elektronen erfolgt. Die zugehörige Elektronendichte  $n_{\text{Elektron}}(3\text{K})$  kann ferner mit dem normalen Hall-Koeffizienten  $R_0(3\text{K})$  über

$$n_{\text{Elektron}}(3\text{K}) = \frac{1}{e \cdot R_0(3\text{K})} \quad (35)$$

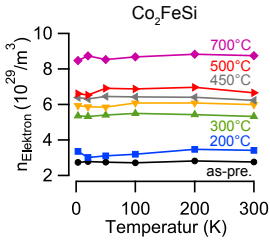


Abbildung 133: Elektronendichte  $n_{\text{Elektron}}(T)$  der  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$ .

Der Einfachheit halber wird im Folgenden  $R_0(3\text{K})$  durch  $R_0$  und  $n_{\text{Elektron}}(3\text{K})$  durch  $n_{\text{Elektron}}$  ersetzt.

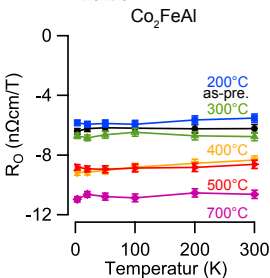


Abbildung 134: Hall-Koeffizient  $R_0(T)$  in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme.

in Beziehung gesetzt werden, wobei  $e = -1.602 \times 10^{-19}\text{ C}$  die Elementarladung eines Elektrons charakterisiert.

In Normalmetallen übt die Temperatur für gewöhnlich keinen signifikanten Einfluss auf die Elektronendichte  $n_{\text{Elektron}}$  und damit verbunden auf die Lorentz-Kraft aus, so dass hier ebenfalls  $n_{\text{Elektron}}(3\text{K}) \approx n_{\text{Elektron}}(T)$  angenommen werden kann (vgl. Abb. 133). Aus diesem Grund wird auch der durch  $R_0$  repräsentierte normale Hall-Widerstand  $\rho_{\text{OHE}}$  ebenfalls nur schwach von der Temperatur abhängen, so dass stets  $R_0(3\text{K}) \approx R_0(T)$  und  $\rho_{\text{OHE},0} \approx \rho_{\text{OHE}}(T)$  gilt (vgl. Abb. 134).<sup>226</sup>

In Abbildung 132b ist der grobe Verlauf der Elektronendichte  $n_{\text{Elektron}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch dargestellt. Da die Beziehung zwischen  $R_0$  und  $n_{\text{Elektron}}$  auf der Nichtberücksichtigung der Fermi-Oberfläche basiert und Strukturdefekte die Topologie der Fermi-Oberfläche in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen erheblich modifizieren können, besitzen die in Abbildung 132b dargestellten  $n_{\text{Elektron}}$ -Werte eingeschränkte Aussagekraft und bei der Interpretation von  $n_{\text{Elektron}}(T_{\text{anneal}})$  ist Sorgfalt geboten.

In den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ - und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen liegt  $n_{\text{Elektron}}$  mit Wer-

ten zwischen  $5.5 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$  und  $10^{29} \text{ m}^{-3}$  erwartungsgemäß im Bereich typischer Übergangsmetalle, wohingegen  $n_{\text{Elektron}}$  in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme diese Werte um eine ganze Größenordnung überschreitet.<sup>227</sup>

In den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen kann darüber hinaus eine stetige Reduzierung der Elektronendichte  $n_{\text{Elektron}}$  von  $10^{29} \text{ m}^{-3}$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  auf einen Wert von  $5.86 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$  beobachtet werden. Währenddessen prognostizieren die zugehörigen XRD- und elektrischen Restwiderstandsmessungen einen fortlaufenden Anstieg von  $n_{\text{Elektron}}$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$ , so dass die beobachtete  $n_{\text{Elektron}}(T_{\text{anneal.}})$ -Entwicklung nicht als Konsequenz einer kontinuierlichen Verbesserung der Kristallinität durch das nachträgliche Auslagern interpretiert werden kann (vgl. Abb. 135 und 136). Vielmehr deutet dieser Widerspruch darauf hin, dass die zugehörige Fermi-Oberfläche bzw. die Bandstruktureffekte durch das nachträgliche Auslagern beträchtlich modifiziert werden und/oder der elektrische Transport in diesen Filmen nicht nur durch eine einzige Ladungsträgersorte gewährleistet werden kann.

In den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen steigt  $n_{\text{Elektron}}$  stattdessen von  $2.76 \times 10^{29} \text{ m}^{-3}$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  kontinuierlich auf einen Wert von  $8.75 \times 10^{29} \text{ m}^{-3}$  an. Diese Beobachtung steht im Einklang mit den zugehörigen XRD- und elektrischen Restwiderstandsmessungen bezüglich eines stetigen Kristallwachstums infolge des nachträglichen Auslagerns (vgl. Abb. 135 und 136).

Schneider et al. untersuchten ebenfalls den Hall-Effekt in ihren  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen und konnten dabei einen normalen Hall-Koeffizienten  $R_{\text{O}}(4\text{K})$  von  $0.89 \text{ n}\Omega\text{cm}/\text{T}$  verbunden mit einer Elektronendichte  $n_{\text{Elektron}}(4\text{K})$  von  $7.01 \times 10^{29} \text{ m}^{-3}$  feststellen, welche in engem Einklang mit dem hier in den  $700^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen beobachteten  $R_{\text{O}}$ -Wert von  $0.798 \text{ n}\Omega\text{cm}/\text{T}$  sowie einem  $n_{\text{Elektron}}$  von  $7.8 \times 10^{29} \text{ m}^{-3}$  stehen. Nach den Überlegungen von Schneider et al. kann dieser hohe  $n_{\text{Elektron}}$ -Wert als Indiz dafür interpretiert werden, dass der Ladungstransport in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen gerade durch elektron- und löcherartige Beiträge aus unterschiedlichen Teilen der Fermi-Oberfläche bestimmt wird.<sup>228</sup>

Im Gegensatz zu den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen besitzt die Elektronendichte  $n_{\text{Elektron}}$  in den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen unabhängig von der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  einen annähernd konstanten Wert von  $6.78 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ , wobei die  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Filme mit einem Wert von  $1.19 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$  erwartungsgemäß eine Ausnahme bilden. Während eine annä-

227 N. W. Ashcroft et al., Oldenbourg Verlag München Wien, 2007

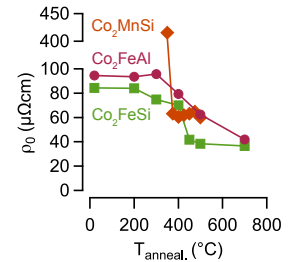


Abbildung 135: Elektrischer Restwiderstand  $\rho_0$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

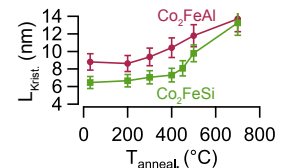


Abbildung 136: Kristallitgröße  $L_{\text{Krist.}}$  der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

228 H. Schneider et al., Journal of Physics D: Applied Physics 40 (2007) 1548

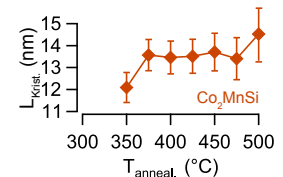
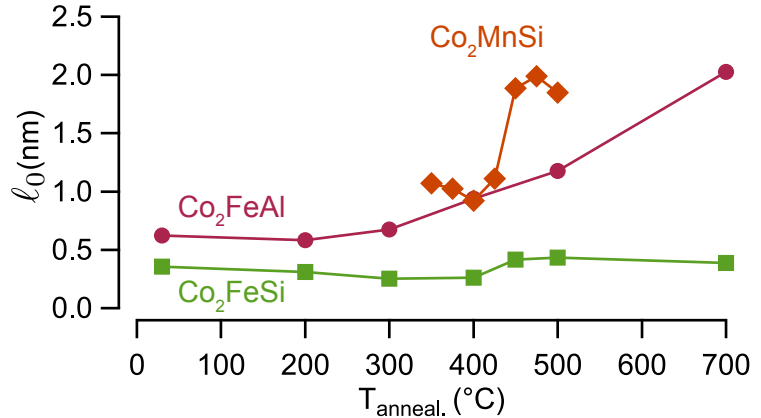


Abbildung 137: Kristallitgröße  $L_{\text{Krist.}}$  der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

Abbildung 138: Mittlere freie Weglänge  $\ell_0$  in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.



hernd konstante Elektronendichte  $n_{\text{Elektron}}$  in den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme ( $T_{\text{anneal.}} \geq 375^\circ\text{C}$ ) in Anlehnung an die zugehörigen XRD- und elektrischen Restwiderstandsmessungen mit einer stagnierenden Kristallentwicklung in diesem Auslagerungstemperatur-Bereich erklärt werden kann, bekräftigt der niedrige  $n_{\text{Elektron}}$ -Wert der  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Filme die Annahme einer in diesen Filmen vorhandenen Mischung aus amorphen und polykristallinen Strukturen (vgl. Abb. 135 und 137).

Die beobachteten  $n_{\text{Elektron}}$ -Werte der präsentierten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme stehen ferner mit den experimentellen Befunden von Pandey et al. an ihren 40 nm dicken, auf (001)MgO-Substraten mittels PLD deponierten und nachträglich zwischen  $300^\circ\text{C}$  und  $600^\circ\text{C}$  ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen in Einklang.<sup>229</sup>

<sup>229</sup> H. Pandey et al., arXiv.org (2013)

NACH DEM DRUDE-MODELL kann die mittlere freie Weglänge  $\ell(T)$  mittels der Elektronendichte  $n_{\text{Elektron}}$  und des elektrischen Widerstandes  $\rho(T)$  durch

$$\ell(T) = \frac{\hbar k_F}{n_{\text{Elektron}} e^2 \rho(T)} = \frac{\hbar (3\pi^2)^{1/3}}{e^2 (n_{\text{Elektron}})^{(2/3)} \rho(T)} \quad (36)$$

abgeschätzt werden, wobei  $k_F$  den Fermi-Wellenvektor darstellt.<sup>230</sup>

Da die Kristallqualität im Allgemeinen nur im Tieftemperaturbereich einen dominanten Einfluss auf die elektromagnetischen Transportphänomene ausüben kann, werden im Folgenden lediglich die Auswirkungen des nachträglichen Auslagern auf die *elastische mittlere freie Weglänge*  $\ell(3\text{ K}) \approx \ell_0$  ausgiebig untersucht. Die Entwicklung von  $\ell_0$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$

<sup>230</sup> N. W. Ashcroft et al., Oldenbourg Verlag München Wien, 2007, G. Güntherodt et al., 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 1999

ist dazu in Abbildung 138 für die drei präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch dargestellt.

In den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen kann oberhalb von  $200^\circ\text{C}$  eine stetige Zunahme von  $\ell_0$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  von  $0.583\text{ nm}$  auf  $2.03\text{ nm}$  im höchsten Auslagerungszustand beobachtet werden. Dieses Verhalten bekräftigt die aus den XRD- und elektrischen Restwiderstandsmessungen gewonnene Erkenntnis einer Kristallstruktur verbessernden Wirkung des nachträglichen Auslagerns (vgl. Abb. 139 und 140). Ferner können die Parallelen zwischen dem vertikalen Kristallwachstum und der Entwicklung von  $\ell_0(T_{\text{anneal.}})$  als ein weiteres Indiz für isotropes Kristallwachstum in diesen Filmen interpretiert werden (vgl. Abb. 69 auf S. 57 sowie Abb. 139 und 140).

Währenddessen übt das nachträgliche Auslagern auf den  $\ell_0$ -Wert in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen lediglich einen geringen Einfluss aus, so dass für diese Filme über den gesamten Auslagerungstemperatur-Bereich ein ungefähres  $\ell_0$  in Höhe von  $0.41\text{ nm}$  angenommen werden kann.

Die Entwicklung von  $\ell_0(T_{\text{anneal.}})$  in den  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen kann hingegen durch zwei signifikante Bereiche charakterisiert werden. Der erste Bereich umfasst die Auslagerungstemperaturen  $350^\circ\text{C} \leq T_{\text{anneal.}} \leq 425^\circ\text{C}$  und wird durch einen annähernd konstanten Wert von  $1.05\text{ nm}$  charakterisiert. Oberhalb von  $450^\circ\text{C}$  erhöht sich  $\ell_0$  auf einen annähernd konstanten Wert von  $1.89\text{ nm}$ , welcher den zweiten Bereich der Entwicklung kennzeichnet.

Eine direkte Erklärung für dieses  $\ell_0(T_{\text{anneal.}})$ -Verhalten sowie das entsprechende Verhalten in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen kann allerdings weder mittels der zugehörigen XRD- noch der elektrischen Transportmessungen gefunden werden (vgl. Abb. 139-141).

Die berechneten Werte für die elastische mittlere freie Weglänge  $\ell_0$  sind in allen drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen um eine Größenordnung kleiner als die mittels XRD bestimmte (vertikale) Kristallitgröße  $L_{\text{Krist.}}$  sowie die mittels XRR gemessene Filmdicke  $d$ , so dass Oberflächen- bzw. Grenzflächenstreuungen nur einen geringen Beitrag zum Gesamtwiderstand leisten können (vgl. Abb. 25 auf S. 31 sowie Abb. 140 bzw. 141). Da jedoch keine Informationen über die Größe und Verteilung der horizontalen Kristallite vorliegen, erscheint eine qualitative Analyse von  $\ell_0$  im Hinblick auf den elektrischen Transport hier nicht möglich.

In den gemessenen  $\rho_{xy}(\mu_0\text{H})$ -Kurven verbindet das Sättigungsfeld  $\mu_0\text{H}_s(3\text{ K})$  ferner den anomalen ( $\rho_{\text{AHE},0}$ ) mit dem normalen Restwiderstand  $\rho_{\text{OHE},0}$ , so dass der Einfluss des nachträglichen

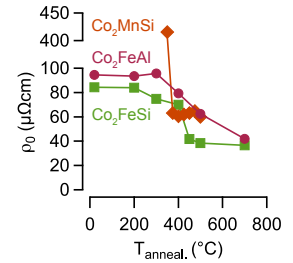


Abbildung 139: Elektrischer Restwiderstand  $\rho_0$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

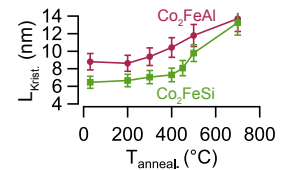


Abbildung 140: Kristallitgröße  $L_{\text{Krist.}}$  der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

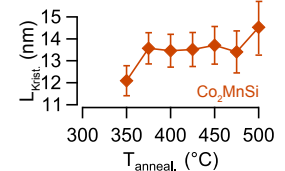


Abbildung 141: Kristallitgröße  $L_{\text{Krist.}}$  der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .



<sup>231</sup> W. Wang et al., arXiv.org (2013)

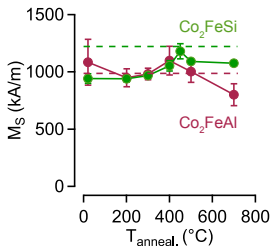


Abbildung 142: Magnetisierung  $M_S$  der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

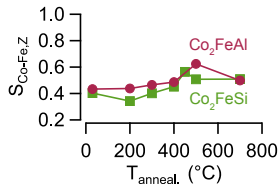


Abbildung 143: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Fe,Z}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme.

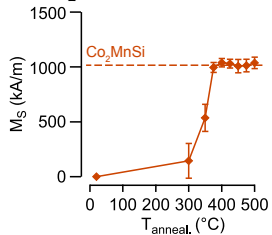


Abbildung 144: Magnetisierung  $M_S$  der  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

Auslagerns auch auf  $\mu_0 H_s(3\text{ K})$  abgefärbt haben sollte.

Unter der Berücksichtigung von  $M_{\perp s} = \chi H_s$  können die nachfolgenden Überlegungen hinsichtlich der Entwicklung des Sättigungsfeldes  $\mu_0 H_s(3\text{ K})$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  direkt auf  $M_{\perp s}$  übertragen werden.

In den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen schwanken die Werte von  $\mu_0 H_s(3\text{ K})$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  zwischen 1.69 T und 1.57 T, von denen der zuletzt genannte Wert einer Auslagerungstemperatur von  $500^\circ\text{C}$  zugeordnet werden kann. Diese Beobachtungen sind vollkommen konsistent mit der entsprechenden Entwicklung des aus den Magnetotransportmessungen extrahierten theoretischen Sättigungsfeldes  $\mu_0 H_k(3\text{ K})$  und bekräftigen erwartungsgemäß die vermutete enge Beziehung zwischen dem AMR- und AH-Effekt in den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen (vgl. Abb. 97 und 98 auf S. 83ff).

Der in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen nachgewiesene Sättigungsfeld-Bereich  $\mu_0 H_s$  stimmt darüber hinaus sehr gut mit den Beobachtungen von Wang et al. in ihren  $480^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen überein.<sup>231</sup>

Währenddessen kann eine merkliche Veränderung von  $\mu_0 H_s(3\text{ K})$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen erst oberhalb von  $400^\circ\text{C}$  beobachtet werden, indem  $\mu_0 H_s(3\text{ K})$  von 1.47 T auf 1.58 T im  $450^\circ\text{C}$ -ausgelagerten Zustand ansteigt. Weiteres Erhöhen von  $T_{\text{anneal.}}$  auf  $700^\circ\text{C}$  resultiert dagegen in einer leichten Abnahme von  $\mu_0 H_s(3\text{ K})$  auf einen Wert von 1.52 T. Direkte Verbindungen zu der entsprechenden Entwicklung von  $\mu_0 H_{k,3\text{K}}(T_{\text{anneal.}})$  können allerdings nicht gezogen werden, wobei der fehlende Bezug wahrscheinlich eher in der handwerklichen Extraktion von  $\mu_0 H_k$  aus den entsprechenden  $\rho(\mu_0 H)$ -Kurven als in der zugrundeliegenden Physik seinen Ursprung findet (vgl. Abb. 97 und 98 auf S. 83ff).

Eine zu  $\mu_0 H_{s,3\text{K}}(T_{\text{anneal.}})$  analoge Entwicklung konnte hingegen in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen bereits anhand der zugehörigen XRD- und AGM-Messungen hinsichtlich einer Verbesserung der atomaren B2- sowie der magnetischen Ordnung durch das nachträgliche Auslagern beobachtet werden (vgl. Abb. 142 und 143). Diese Parallelen bekräftigen die bereits aus den Magnetotransportmessungen gewonnene Vermutung einer starken Verbundenheit zwischen der B2-Ordnung und der ferromagnetischen Ausrichtbarkeit der magnetischen Momente in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen (vgl. Abb. 106 auf S. 90).

In den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen ( $T_{\text{anneal.}} \leq 375^\circ\text{C}$ ) kann dagegen im Rahmen der experimentellen Messungenauigkeiten ein Sättigungsfeld  $\mu_0 H_s(3\text{ K})$  von 1.32 T unabhängig von der

Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  nachgewiesen werden. Lediglich die 350°C-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme unterscheiden sich mit einem  $\mu_0 H_s$  von 1.05 T beträchtlich von den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen (vgl. Abb. 140).

Diese  $\mu_0 H_{s,3\text{K}}(T_{\text{anneal}})$ -Entwicklung deckt sich vollständig mit der entsprechenden Entwicklung des theoretischen Sättigungsfeldes  $\mu_0 H_k(3\text{K})$  und signalisiert dementsprechend ebenfalls eine enge Beziehung zwischen dem AMR- und AH-Effekt in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen (vgl. Abb. 97 und 98 auf S. 83-84). Ferner steht diese beobachtete  $\mu_0 H_{s,3\text{K}}(T_{\text{anneal}})$ -Entwicklung in engem Einklang mit den XRD- sowie AGM-Messungen, wie anhand der Abbildungen 144 und 145 deutlich erkennbar wird. Im Gegensatz zu den hier getätigten Beobachtungen berichteten Obaida et al. für ihre unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme von  $\mu_0 H_s$ -Werten zwischen 0.8 T und 1.25 T, welche leicht unterhalb der in den hier präsentierten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme nachgewiesenen Werte liegen.<sup>232</sup>

### Temperaturabhängigkeit des anomalen Hall-Effektes

Die temperaturbedingte Entwicklung des anomalen Hall-Widerstandes  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  ist in Abbildung 146 für die drei unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch dargestellt.<sup>233</sup>

Die  $\rho_{\text{AHE}}(T)$ -Kurven weisen unabhängig von der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  typisch metallisches Widerstandsverhalten auf, welches gerade durch eine kontinuierliche Reduzierung von  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  mit abnehmender Temperatur charakterisiert wird. Unterhalb einer Temperatur von 30 K liegen die zugehörigen  $\rho_{\text{AHE}}(T \leq 30\text{K})$  darüber hinaus sehr dicht beieinander, so dass  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  im Rahmen der Messungenauigkeiten für  $T \leq 30\text{K}$  als annähernd konstant aufgefasst werden kann. Daher können auch keine Informationen über die Halbmetallizität der 700°C (500°C)-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$  ( $\text{Co}_2\text{MnSi}$ )-Filme aus der Temperaturabhängigkeit des anomalen Hall-Widerstandes  $\rho_{\text{AHE}}$  gewonnen werden (vgl. Abb. 90 auf S. 90).

In Analogie zu dem elektrischen Widerstand  $\rho(T)$  kann der anomale Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  ferner in einen temperaturunabhängigen ( $\rho_{\text{AHE},0}$ ) und einen temperaturabhängigen Widerstandsbeitrag ( $\rho_{\text{AHE},T}$ ) gemäß der MATTHIESSEN-REGEL

$$\rho_{\text{AHE}}(T) = \rho_{\text{AHE},0} + \rho_{\text{AHE},T}(T) \quad (37)$$

aufgespalten werden, wobei  $\rho_{\text{AHE},0}$  den bereits oben diskutierten anomalen Restwiderstand repräsentiert.<sup>234</sup>

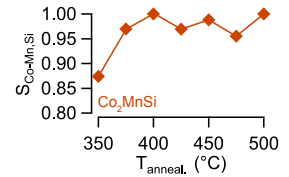


Abbildung 145: Entwicklung des B2-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Mn,Si}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

<sup>232</sup> M. Z. Obaida, PhD thesis, Ruhr-Universität Bochum, 2011

<sup>233</sup> Infolge der schwachen Temperaturabhängigkeit von  $\rho_{\text{OHE}}$  wird in diesem Abschnitt lediglich das Verhalten von  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  explizit in Augenschein genommen.

<sup>234</sup> N. W. Ashcroft et al., Science: Physics, Saunders College, 1976



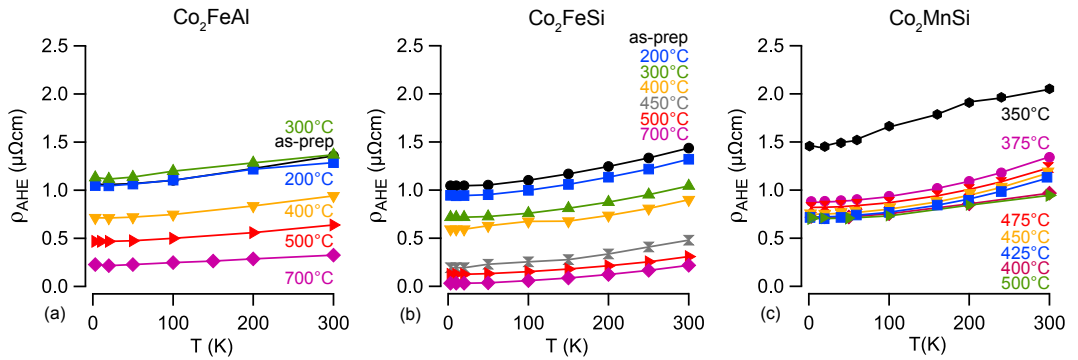


Abbildung 146: Anomaler Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  in Abhängigkeit der Temperatur für die unterschiedlich hoch ausgelagerten (a)  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -, (b)  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - und (c)  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.

Aus Abbildung 146 wird ferner ersichtlich, dass der temperaturabhängige, anomale Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE},T}(T)$  auf dieselbe, signifikante Weise durch das nachträgliche Auslagern gesteuert werden kann wie  $\rho_{\text{AHE},0}$  (vgl. Abb. 147).

Die Temperaturabhängigkeit von  $\rho_{\text{AHE},T}(T)$  kann desweiteren auch mittels nachfolgender Gleichung

$$\rho_{\text{AHE},T}(T) = \rho_{\text{AHE},T}(T_0)(1 + \alpha_{\text{AHE}}(T - T_0)) \quad (38)$$

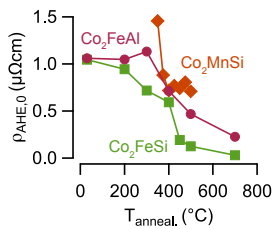


Abbildung 147: Anomaler Restwiderstand  $\rho_{\text{AHE},0}$  in Abhängigkeit von der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.

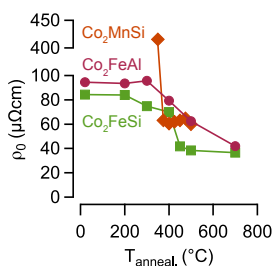


Abbildung 148: Elektrischer Restwiderstand  $\rho_0$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

charakterisiert werden, wobei der *anomale Temperaturkoeffizient*  $\alpha_{\text{AHE}}$  gerade die relative Änderung von  $\rho_{\text{AHE},T}(T)$  pro 1 K Temperaturunterschied zur Bezugstemperatur  $T_0$  beschreibt. Da  $\rho_{\text{AHE},T}(T)$  im Temperaturbereich  $50 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$  als annähernd linear betrachtet werden kann, wird der Bezugstemperatur  $T_0$  der Wert von 50 K zugeordnet. Die aus der theoretischen Anpassung von Gleichung 38 an die gemessenen  $\rho_{\text{AHE}}(T)$ -Kurven resultierenden  $\alpha_{\text{AHE}}$ -Werte sind mit einem Fehler in der Größenordnung von  $10^{-6} \text{ K}^{-1}$  behaftet und in Abbildung 149 in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die drei präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch dargestellt.

In den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filmen reduziert sich  $\alpha_{\text{AHE}}$  zuerst mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  von  $1.14 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  im unausgelagerten auf  $0.71 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  im 300°C-ausgelagerten Zustand. Weiteres Erhöhen von  $T_{\text{anneal.}}$  bewirkt einen stetigen Anstieg von  $\alpha_{\text{AHE}}$  auf einen Wert von  $1.54 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  im höchsten Auslagerungszustand (700°C).

Währenddessen kann in den  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filmen ein kontinuierlicher Anstieg von  $\alpha_{\text{AHE}}$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal.}}$  bereits im Zustand direkt nach der Herstellung beobachtet werden, welcher jedoch erst oberhalb von 400°C deutlich an Größe gewinnt. Die Werte von  $\alpha_{\text{AHE}}$  erstrecken sich dabei von  $1.56 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  im unausgelagerten bis  $11.29 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  im 700°C-ausgelagerten

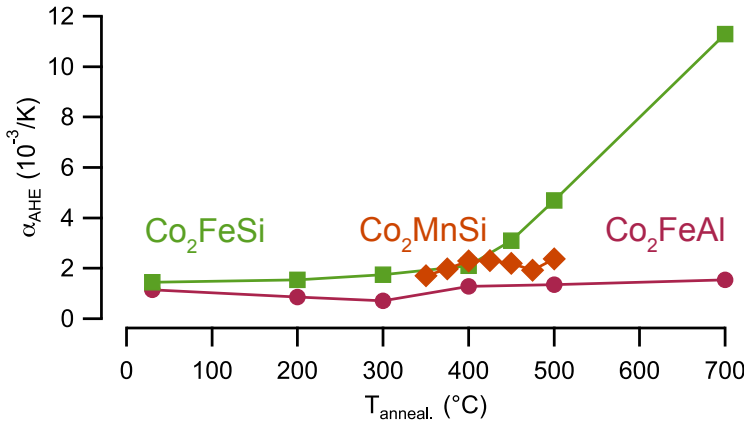


Abbildung 149: Entwicklung des anomalen Temperaturkoeffizient  $\alpha_{\text{AHE}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die drei prä-sentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.

Zustand.

In den  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen steigt  $\alpha_{\text{AHE}}$  ebenfalls mit wachsendem  $T_{\text{anneal}}$  von  $1,71 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  im  $350^{\circ}\text{C}$ - auf  $2,31 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  im  $400^{\circ}\text{C}$ -ausgelagerten Zustand an. Oberhalb von  $400^{\circ}\text{C}$  übt das nachträgliche Auslagern nur noch einen geringen Einfluss auf den anomalen Temperaturkoeffizienten  $\alpha_{\text{AHE}}$  aus, so dass  $\alpha_{\text{AHE}}$  für Auslagerungstemperaturen  $400^{\circ}\text{C} \leq T_{\text{anneal}} \leq 500^{\circ}\text{C}$  als annähernd konstant aufgefasst werden kann.

Die Entwicklung von  $\alpha_{\text{AHE}}(T_{\text{anneal}})$  in den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen steht im Einklang mit den jeweiligen XRD- sowie elektrischen Restwiderstandsmessungen hinsichtlich einer Kristallstruktur verbessernden Wirkung des nachträglichen Auslagerns (vgl. Abb. 148 und 150). Der Anstieg von  $\alpha_{\text{AHE}}$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal}}$  kann dementsprechend als indirektes Indiz für die Reduzierung von statischen Störstellen durch das nachträgliche Auslagern interpretiert werden, in dessen Folge dynamische Störstellen vermehrt in Erscheinung treten können.

Eine zu  $\alpha_{\text{AHE}}(T_{\text{anneal}})$  identische Entwicklung konnte darüber hinaus bereits bei der Untersuchung des elektrischen Temperaturkoeffizienten  $\alpha$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal}}$  beobachtet werden, wobei  $\alpha_{\text{AHE}}$  und  $\alpha$  sich lediglich hinsichtlich ihres Wertebereiches unterscheiden (vgl. Abb. 151). Die Parallelen zwischen  $\alpha_{\text{AHE}}(T_{\text{anneal}})$  und  $\alpha(T_{\text{anneal}})$  können somit als Anzeichen dafür interpretiert werden, dass die Kristallqualität einen signifikanten Einfluss auf die dynamischen Streumechanismen, welche sowohl an der elektrischen als auch an der anomalen Hall-Widerstandsbildung beteiligt sind, ausübt.

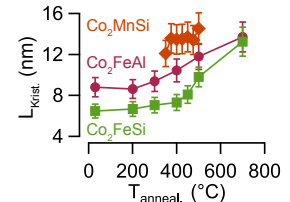


Abbildung 150: Kristallitgröße  $L_{\text{Krit.}}$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$ .

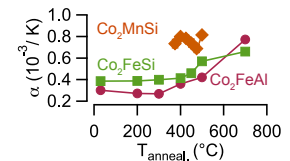


Abbildung 151: Elektrischer Temperaturkoeffizient  $\alpha$  in Abhängigkeit von  $T_{\text{anneal}}$ .

## Ursprung des anomalen Hall-Effektes in $\text{Co}_2\text{YZ}$

Das enorme wissenschaftliche Interesse an der experimentell bestimmten Abhängigkeit des anomalen Hall-Widerstandes  $\rho_{\text{AHE}}$  von dem elektrischen Widerstand  $\rho_{\text{xx}}$  ist in der Möglichkeit begründet, einen tiefen Einblick in die physikalischen Grundlagen elektromagnetischer Transportphänomene gewinnen zu können.<sup>235</sup>

In der Theorie existieren dazu drei physikalisch etablierte Transportmodelle, mit deren Hilfe einer beobachteten  $\rho_{\text{AHE}}(\rho_{\text{xx}})$ -Abhängigkeit ein bestimmter Streumechanismus zugewiesen werden kann:<sup>236</sup>

1. *intrinsischer Mechanismus (KL, Berry)* :  $\rho_{\text{int}}^{\text{AHE}} \propto \rho_{\text{xx}}^2$
2. *skew-scattering (extrinsischer Mechanismus)*:  $\rho_{\text{skew}}^{\text{AHE}} \propto \rho_{\text{xx}}$
3. *side-jump (extrinsischer Mechanismus)*:  $\rho_{\text{side}}^{\text{AHE}} \propto \rho_{\text{xx}}^2$

Unter der Voraussetzung, dass an der Widerstandsbildung von  $\rho_{\text{AHE}}$  und  $\rho_{\text{xx}}$  identische Störstellen (statischer und/oder dynamischer Natur) beteiligt sind, können die drei voneinander unabhängigen Streumechanismen gemäß der MATTHIESSEN-REGEL gleichermaßen zum anomalen Hall-Widerstand

$$\rho_{\text{AHE}} = \rho_{\text{int}} + \rho_{\text{skew}} + \rho_{\text{side}} \quad (39)$$

beitragen.<sup>237</sup>

Der intrinsische Mechanismus wird in diesem Zusammenhang durch den Widerstandsbeitrag  $\rho_{\text{int}}$  repräsentiert und basiert auf der Annahme eines perfekten Kristallgitters mit Spin-Bahngekoppelter Bandstruktur.<sup>238</sup>

Diese Annahme ist jedoch nur für Materialien zutreffend, in denen das Dotieren von Kristalldefekten keinen Einfluss auf die Topologie der Fermi-Oberfläche ausübt. In den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen können derartige Kristalldefekte hingegen an der Fermi-Kante zusätzliche Spin  $\downarrow$ -Zustände erzeugen, wodurch ihre Bandstruktur und damit verbunden ihre halbmetallischen Eigenschaften auf erhebliche Weise beeinträchtigt werden können (vgl. Abb. 11-13 auf den S. 20-21). In der nachfolgenden Analyse wird der Empfindlichkeit der Bandstruktur von Kristalldefekten dadurch Rechnung getragen, dass im Widerstandsbeitrag  $\rho_{\text{int}}$  der Index *intrinsisch (kurz:int)* durch *Bandstruktur (kurz:b)* ersetzt wird.<sup>239</sup>

Der Widerstandsbeitrag des skew-scattering Mechanismus wird

<sup>235</sup> Der elektrische Widerstand  $\rho(T)$  wird der Einfachheit halber in diesem Abschnitt durch  $\rho_{\text{xx}}(T)$  beschrieben.

<sup>236</sup> N. Nagaosa et al., Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 1539

<sup>237</sup> N. W. Ashcroft et al., Science: Physics, Saunders College, 1976

<sup>238</sup> R. Karplus et al., Phys. Rev. **95** (1954) 1154

<sup>239</sup> E. Vilanova Vidal et al., Physical Review B **83** (2011) 174410

dagegen durch  $\rho_{sk}$  repräsentiert und ergibt sich aus asymmetrischen Streuprozessen infolge der Spin-Bahn-Wechselwirkung, wohingegen der Widerstandsbeitrag des side-jump Mechanismus  $\rho_{sj}$  aus einer seitlichen Verschiebung der Bahnkurve nach dem Streuprozess resultiert.<sup>240</sup>

Da der Widerstandsbeitrag des side-jump Mechanismus  $\rho_{sj}$  auf dieselbe Weise mit dem elektrischen Widerstand  $\rho_{xx}$  skaliert wie der durch die Bandstruktur hervorgerufene Beitrag  $\rho_b$ , werden im weiteren Verlauf beide Mechanismen der Einfachheit halber in dem Widerstandsbeitrag  $\rho_{side-b}$  zusammengefasst, so dass sich Gleichung 39 vereinfacht zu

$$\rho_{AHE} = \rho_{skew} + \rho_{side-b} = a \cdot \rho_{xx} + b \cdot \rho_{xx}^2. \quad (40)$$

Während die Variable  $a$  als Maß für die Stärke des skew-scattering Mechanismus aufgefasst werden kann, sind in der Variablen  $b$  alle Informationen über den side-jump und den Bandstruktur-Mechanismus enthalten. Der theoretische Hintergrund dieser drei Streumechanismen wird im Anhang ausführlich diskutiert (siehe S. 18off).

NEBEN DEM SKALIERUNGSVERHALTEN  $\rho_{AHE}(\rho_{xx})$  wird in der Literatur auch oftmals die Abhängigkeit der *anormalen Hall-Leitfähigkeit*  $\sigma_{AHE}$  von der *elektrischen Leitfähigkeit*  $\sigma_{xx}$  im Hinblick auf die dem anomalen Hall-Effekt zugrunde liegenden Streumechanismen analysiert, wobei die beiden Leitfähigkeiten  $\sigma_{AHE}$  und  $\sigma_{xx}$  gemäß

$$\sigma_{AHE} = \frac{\rho_{AHE}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{AHE}^2} \quad \text{und} \quad \sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{AHE}^2} \quad (41)$$

definiert werden können.<sup>241</sup>

Im *Universal-Scaling Modell* wird dabei jedem der drei theoretisch etablierten Transportmodelle eine charakteristische Proportionalität der Form  $\sigma_{AHE} \propto \sigma_{xx}^n$  sowie ein spezifischer Wert der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma_{xx}$  zugewiesen:<sup>242</sup>

1. *super-clean regime*: Der *hoch-reine Bereich* zeichnet sich durch hohe Leitfähigkeiten  $\sigma_{xx} > 10^6$  S/cm aus und wird von dem skew-scattering Mechanismus dominiert, d.h.  $\sigma_{AHE} \propto \sigma_{xx}$  (z.B.  $\text{Fe}_x\text{C}_{1-x}$  ( $C = \text{Co}, \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Si}$ )).
2. *metallic regime*: Der *metallische Bereich* wird hingegen durch niedrige Leitfähigkeiten  $\sigma_{xx} = 10^4 - 10^6$  S/cm gekennzeichnet und beinhaltet den side-jump sowie den intrinsischen Mechanismus, d.h.  $\sigma_{AHE} \sim \text{const.}$  (z.B. Fe, Co, Ni).

<sup>240</sup> L. Berger, Physical Review B **2** (1970) 4559, J. Smit, Physica **24** (1958) 39

<sup>241</sup> D. Venkateshvaran et al., Physical Review B **78** (2008)

<sup>242</sup> N. Nagaosa et al., Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 1539, S. Onoda et al., Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 126602

3. *dirty regime*: Im dreckigen Bereich bewirken zahlreiche Verunreinigungen Leitfähigkeiten  $\sigma_{xx}$  unterhalb von  $10^4$  S/cm. Basierend auf experimentellen Untersuchungen sowie unabhängig von der Theorie wird dieser Bereich durch eine Proportionalität der Form  $\sigma_{\text{AHE}} \propto \sigma_{xx}^{1.6-1.8}$  charakterisiert (z.B.  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ).

In den hier präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen besitzt die Beziehung  $\rho_{\text{AHE}} \ll \rho_{xx}$  stets Gültigkeit, so dass die Definitionsgleichungen von  $\sigma_{\text{AHE}}$  und  $\rho_{\text{AHE}}$  in erster Näherung durch

$$\sigma_{\text{AHE}} = \frac{\rho_{\text{AHE}}}{\rho_{xx}^2} \quad \text{und} \quad \sigma_{xx} = \frac{1}{\rho_{xx}} \quad (42)$$

vereinfacht werden können (vgl. Gl. 41). Die entsprechenden Werte der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma_{xx}$  variieren abhängig von der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  zwischen  $1.059 \times 10^4$  S/cm und  $2.72 \times 10^4$  S/cm, so dass die hier verwendeten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme dem metallischen Bereich zugeordnet werden können.<sup>243</sup>

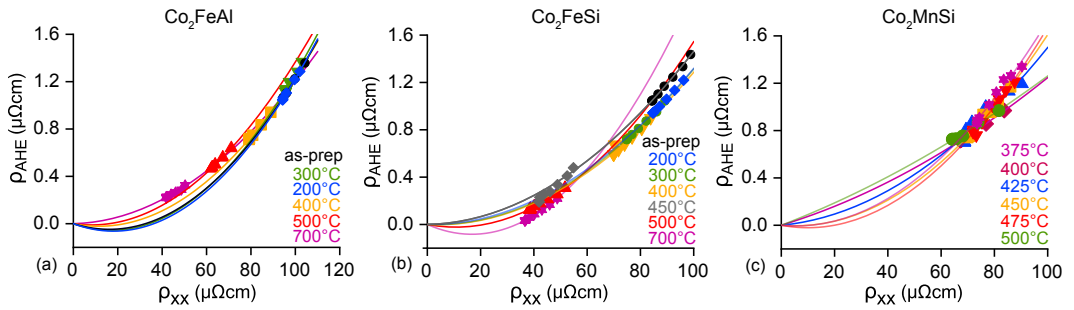
Da jedoch keine der postulierten Proportionalitäten ( $\sigma_{\text{AHE}} \propto \sigma_{xx}^n$ ) in den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen nachgewiesen werden konnten und die Anwendbarkeit des Universal-Scaling Modells auf Co-basierte Heusler-Verbindungen in der Literatur bisher noch nicht ausreichend genau diskutiert wurde, wird im weiteren Verlauf das Augenmerk allein auf die Analyse des Skalierungsverhaltens zwischen  $\rho_{\text{AHE}}$  und  $\rho_{xx}$  gelegt.

Die in den vorherigen Kapiteln nachgewiesenen Parallelen zwischen dem elektrischen Widerstand  $\rho_{xx}(T)$  und dem anomalen Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  können als Indiz für die Anwesenheit von Streuprozessen interpretiert werden, welche gleichermaßen an der Bildung von  $\rho_{xx}(T)$  und  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  beteiligt sind und auf signifikante Weise durch die Kristallqualität beeinflusst werden. Aus diesem Grund kann der Versuch unternommen werden, anhand des Skalierungsverhaltens zwischen  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  und  $\rho_{xx}(T)$  in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  den dominierenden Streumechanismus in den  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen zu identifizieren.

In Abbildung 152 ist dazu die Entwicklung des anomalen Hall-Widerstandes  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  mit dem elektrischen Widerstand  $\rho_{xx}(T)$  für alle drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  graphisch illustriert. Die Farbe einer jeden Messkurve repräsentiert hierbei ein bestimmtes  $T_{\text{anneal}}$ , während jeder Datenpunkt (Symbol) einer Messkurve einer ausgewählten Messtemperatur zugeordnet werden kann.

Die eingezeichneten Fitkurven (farbige Linien) erwecken den

<sup>243</sup> Die gebräuchliche SI-Einheit für die Leitfähigkeit  $\sigma$  ist *Siemens pro Meter* (S/m).



Eindruck, dass eine kombinierte  $\rho_{xx}$ -Abhängigkeit der Form  $a\rho_{xx} + b\rho_{xx}^2$  den Verlauf der gemessenen Datenpunkte auf exzellente Weise reproduzieren kann. In der Nähe des Widerstandsnullpunktes können jedoch Bereiche ausgemacht werden, in denen der theoretisch bestimmte anomale Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE}}^{\text{theo}}$  negative Werte aufweist und daher für die präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme ohne physikalische Bedeutung ist.<sup>244</sup>

Die Fitkurven in Abbildung 152 weisen darüber hinaus im Bereich niedriger  $\rho_{xx}$ -Werte ( $\leq 50 \mu\Omega\text{cm}$ ) eine signifikante Linkskrümmung auf, welche ein quadratisches Skalierungsverhalten zwischen  $\rho_{\text{AHE}}$  und  $\rho_{xx}$  signalisiert. In den rohen Datensätzen kann eine derartige Krümmung allerdings nicht beobachtet werden.

In Abbildung 153 ist die Entwicklung von  $\rho_{\text{AHE}}(\rho_{xx})$  für die  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme graphisch dargestellt. Da der elektrische Widerstand  $\rho_{xx}(T)$  in diesen Filmen mit abnehmender Messtemperatur  $T$  deutlich anwächst, stellt die zugehörige Fitkurve eine nach unten geöffnete Parabel mit einem Scheitelpunkt bei  $(230 \mu\Omega\text{cm}/3.15 \mu\Omega\text{cm})$  dar, welche die Datenpunkte qualitativ gut wiedergeben kann. Während die rohen Datenpunkte im Bereich hoher  $\rho_{xx}$ -Werte eine leichte Rechtskrümmung aufweisen, kann in der Fitkurve hingegen eine erhebliche Linkskrümmung in der Nähe des Scheitelpunktes beobachtet werden.

Aufgrund dieser unbefriedigenden Resultate erscheint eine kombinierte  $\rho_{xx}$ -Abhängigkeit der Form  $a\rho_{xx} + b\rho_{xx}^2$  ungeeignet für die Analyse des  $\rho_{\text{AHE}}(\rho_{xx})$ -Skalierungsverhaltens in den hier präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$ .

Eine vorstellbare Ursache für das Scheitern dieses Anpassungsmodells kann womöglich in der dominanten Rolle der anomalen ( $\rho_{\text{AHE},0}$ ) und elektrischen Restwiderstände  $\rho_{xx0}$  gefunden wer-

Abbildung 152: Anomaler Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE}}$  als Funktion des elektrischen Widerstandes  $\rho_{xx}$  für die (a)  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -, (b)  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - und (c)  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur inklusive der Fitkurven gemäß Gleichung 40.

<sup>244</sup> D. Bombor et al., Phys. Rev. Lett. **110** (2013) H. Pandey et al., arXiv.org (2013)

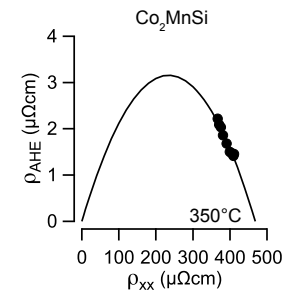


Abbildung 153:  $\rho_{\text{AHE}}(\rho_{xx})$  (Symbole) für die  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme inklusive der Fitkurve (Linie) gemäß Gleichung 40.

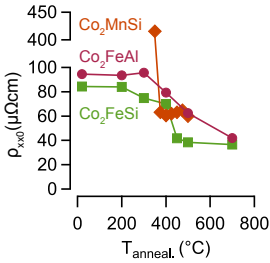


Abbildung 154: Elektrischer Restwiderstand  $\rho_{xx0}$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

245 Y. Tian et al., Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 087206, E. Vilanova Vidal et al., Physical Review B **83** (2011) 174410

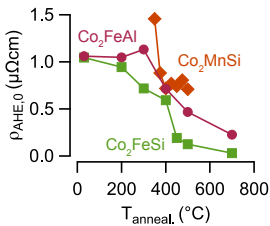


Abbildung 155: Anomaler Restwiderstand  $\rho_{\text{AHE},0}$  in Abhängigkeit von der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.

den, welche trotz nachträglichen Auslagerns stets einen nicht-verschwindenen Wert besitzen und im oben beschriebenen Anpassungsmodell vollkommen außer Acht gelassen werden (vgl. Abb. 154 und 155). Darüber hinaus basiert dieses Modell auf einer rein mathematischen Beziehung (vgl. Gl. 40), in welcher das Auftreten verschiedener Streumechanismen sowie deren unterschiedliche Wirkungsweisen keine explizite Berücksichtigung finden.

In einer Vielzahl von Veröffentlichungen konnten zwar einige Modifizierungsvorschläge für dieses Anpassungsmodell unterbreitet werden, welche jedoch stets zu denselben zweifelhaften Ergebnissen bzw. Kritikpunkten führten.<sup>245</sup>

Um dem signifikanten Einfluss statischer Kristalldefekte Rechnung tragen zu können, wird in der Analyse des Skalierungsverhalten zwischen  $\rho_{\text{AHE}}$  und  $\rho_{xx}$  auf die bekannte Temperaturabhängigkeit  $\rho_{xx}(T) = \rho_{xx0} + \rho_{xxT}(T)$  des elektrischen Widerstandes zurückgegriffen (vgl. Gl. 14 auf S. 61 sowie Gl. 37 auf S. 115).

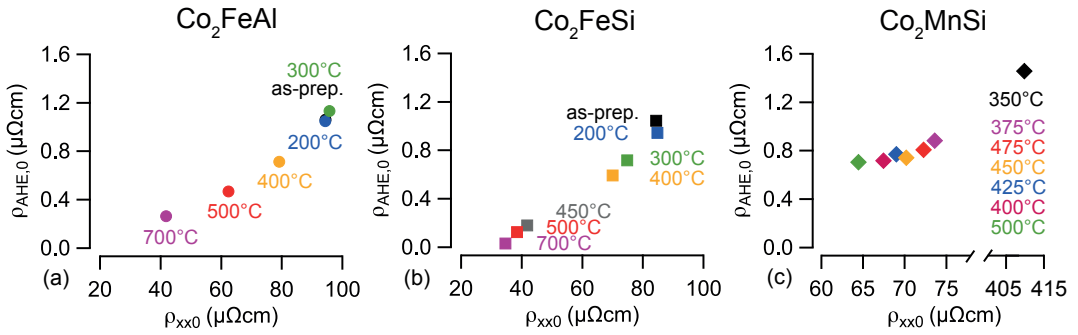
Für den anomalen Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  aus Gleichung 40 ergibt sich dementsprechend eine zu  $\rho_{xx}(T)$  analoge Temperaturabhängigkeit der Form

$$\begin{aligned} \rho_{\text{AHE}}(T) &= \rho_{\text{AHE},0} + \rho_{\text{AHE},T}(T) \\ &= [a\rho_{xx0} + b\rho_{xx0}^2] + \\ &\quad [(a + b\rho_{xx0})\rho_{xxT}(T) + b\rho_{xxT}(T)^2] \end{aligned} \quad (43)$$

wobei die Widerstände  $\rho_{xxT}$  und  $\rho_{\text{AHE},T}$  die temperaturabhängigen elektrischen und anomalen Hall-Widerstände repräsentieren (vgl. Abb. 76 auf S. 62, Abb. 146 auf S. 116 sowie Abb. 154 und 155). Diese temperaturbedingte Separation erlaubt somit eine gesonderte Analyse der Auswirkungen defektbedingter und dynamischer Streuprozesse auf die Entstehung des anomalen Hall-Effektes in den drei präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen.

Zur Untersuchung des temperaturunabhängigen (defektbedingten) Skalierungsverhaltens ist dazu in Abbildung 156 der anomale Restwiderstand  $\rho_{\text{AHE},0}$  als Funktion des elektrischen Restwiderstandes  $\rho_{xx0}$  für die unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme graphisch dargestellt. Da jede Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  lediglich einen Datenpunkt ( $\rho_{\text{AHE},0}/\rho_{xx0}$ ) hervorbringen kann und zur optimalen Anpassung von Gleichung 43 an die Datenpunkte allerdings zwei Fitparameter benötigt werden, können die Ausprägungen der einzelnen Streu-





mechanismen aus dieser Auftragung nicht extrahiert werden. Die  $\rho_{\text{AHE},0}(\rho_{\text{xx}0})$ -Entwicklung kann allerdings indirekt Informationen über den Einfluss der Defektkonzentration ( $\rho_{\text{xx}0}$ ) auf den anomalen Hall-Effekt ( $\rho_{\text{AHE},0}$ ) liefern.

In den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen geht der allgemeine Trend zu einer kontinuierlichen Reduzierung des anomalen Restwiderstandes  $\rho_{\text{AHE},0}$  mit zunehmender Kristallinität, d.h. mit sinkendem elektrischen Restwiderstand  $\rho_{\text{xx}0}$  (vgl. Abb. 157). Die Entwicklung von  $\rho_{\text{AHE},0}(\rho_{\text{xx}0})$  in den  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen ist darüber hinaus auch an den Grad der atomaren (B<sub>2</sub>-)Ordnung gekoppelt, so dass im Zustand hoher atomarer Ordnung stets ein niedriger  $\rho_{\text{AHE},0}(\rho_{\text{xx}0})$ -Wert nachgewiesen werden kann (vgl. Abb. 158).

Während die Bildung des anomalen Hall-Widerstandes  $\rho_{\text{AHE}}$  in den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen demzufolge vorwiegend von Kristalldefekten (z.B. Korngrenzen, Unreinheiten etc.) gesteuert wird, zeigen sich in den  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen neben Kristalldefekte auch atomare Unordnungen für die Formation von  $\rho_{\text{AHE}}$  verantwortlich.

NEBEN STATISCHEN STÖRUNGEN (Defekte, Verunreinigungen) können die drei theoretisch etablierten Transportmechanismen im Allgemeinen auch durch dynamische (Elektron-Magnon- oder Elektron-Phonon-) Streuprozesse hervorgerufen werden. Um den Einfluss dieser Streuprozesse auf die Entstehung des anomalen Hall-Effektes analysieren zu können, kann man sich das Skalierungsverhalten zwischen den temperaturabhängigen Widerständen  $\rho_{\text{AHE},T}$  und  $\rho_{\text{xx}T}$  zu Nutze machen.

Die Widerstände  $\rho_{\text{AHE},T}$  und  $\rho_{\text{xx}T}$  können dabei durch eine temperaturbedingte Reskalierung direkt aus den experimentell bestimmten Widerstandskurven  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  und  $\rho_{\text{xx}}(T)$  extrahiert werden, so dass in Anlehnung an Gleichung 43 der anomale Hall- Widerstand  $\rho_{\text{AHE},T}$  durch den *reskalierten anomalen Hall-*

Abbildung 156: Anomaler Restwiderstand  $\rho_{\text{AHE},0}$  als Funktion des elektrischen Restwiderstandes  $\rho_{\text{xx}0}$  für die (a)  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -, (b)  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - und (c)  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur.

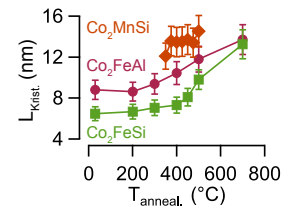


Abbildung 157: Kristallitgröße  $L_{\text{Krit.}}$  der drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

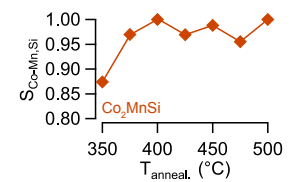


Abbildung 158: Entwicklung des B<sub>2</sub>-Ordnungsparameters  $S_{\text{Co-Mn,Si}}$  mit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme.



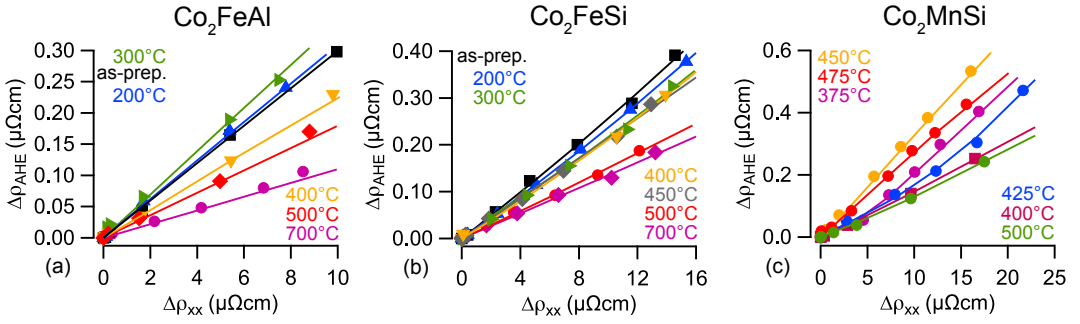


Abbildung 159: Reskalierter anomaler Hall-Widerstand  $\Delta\rho_{\text{AHE}}$  als Funktion des reskalierten elektrischen Widerstandes  $\Delta\rho_{xx}$  für die drei unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme inklusive der mittels Gleichung 44 angepassten Fitkurven (farbige Linien).

<sup>246</sup> Die Bezugstemperatur  $T_0$  kennzeichnet dabei den Bereich dominierender Defektstreuung.

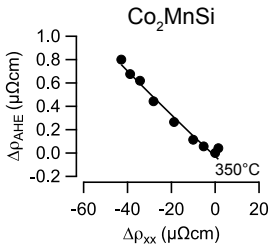


Abbildung 160:  $\Delta\rho_{\text{AHE}}(\Delta\rho_{xx})$  (Symbole) für die  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme inklusive der Fitkurve (Linie) gemäß Gleichung 44.

### Widerstand

$$\begin{aligned}\Delta\rho_{\text{AHE}} &= \rho_{\text{AHE}}(T) - \rho_{\text{AHE}}(T_0) = \rho_{\text{AHE},T} \\ &= (a + 2b\rho_{xx0}) [\rho_{xx}(T) - \rho_{xx}(T_0)] \\ &\quad + b [\rho_{xx}(T)^2 - \rho_{xx}(T_0)^2]\end{aligned}\quad (44)$$

ausgedrückt werden kann. Der nachfolgenden Analyse wurde dabei eine Messtemperatur von 20 K als Bezugstemperatur  $T_0$  zugrunde gelegt.<sup>246</sup>

In Abbildung 159 ist dazu der reskalierte anomale Hall-Widerstand  $\Delta\rho_{\text{AHE}}$  als Funktion des *reskalierten elektrischen Widerstandes*  $\Delta\rho_{xx} = \rho_{xx}T = \rho_{xx}(T) - \rho_{xx}(T_0)$  für die drei präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme zusammen mit den aus Gleichung 44 resultierenden Fitkurven (farbige Linien) graphisch illustriert. Aufgrund ihres halbleiter-ähnlichen elektrischen Widerstandsverhalten ist die reskalierte Widerstandskurve  $\Delta\rho_{\text{AHE}}(\Delta\rho_{xx})$  der  $350^\circ\text{C}$ -ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme in Abbildung 160 gesondert dargestellt (vgl. Abb. 81 aus S. 65).

Abhängig von dem dominierenden Streumechanismus wird für  $\Delta\rho_{\text{AHE}}$  entweder eine lineare oder eine quadratische Abhängigkeit von  $\Delta\rho_{xx}$  erwartet.

Die  $\Delta\rho_{\text{AHE}}(\Delta\rho_{xx})$ -Kurven der präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme demonstrieren unabhängig von der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  ein annähernd lineares Skalierungsverhalten zwischen  $\Delta\rho_{\text{AHE}}$  und  $\Delta\rho_{xx}$ , welches durch die Linearität der Fitkurven signalisiert wird und die Dominanz des skew-scattering Mechanismus vermuten lässt. Die Steigung der  $\Delta\rho_{\text{AHE}}(\Delta\rho_{xx})$ -Kurven  $\delta m$  variiert allerdings beträchtlich mit  $T_{\text{anneal}}$ , so dass in Anlehnung an die XRD- und elektrischen Transportmessungen die geringste Steigung dem jeweils kristallinsten Zustand der präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme zugeordnet werden kann (vgl. Abb.

161). In den 700°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>FeZ-Filmen sowie den 500°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen kann demzufolge die geringste Steigung von  $\Delta\rho_{\text{AHE}}(\Delta\rho_{\text{xx}})$  bezogen auf den gesamten Auslagerungstemperatur-Bereich beobachtet werden.

Aus den übereinstimmenden Entwicklungen von  $\Delta\rho_{\text{AHE}}(\Delta\rho_{\text{xx}})$  sowie der Kristallinität mit variierendem  $T_{\text{anneal.}}$  können neben der Magnetisierung auch Kristalldefekte sowie strukturelle und/oder atomare Unordnungen als wichtige Faktoren ausgemacht werden, welche einen signifikanten Einfluss auf die Streumechanismen in den präsentierten Co<sub>2</sub>YZ-Filmen ausüben können.<sup>247</sup>

AUS SICHTWEISE DER THEORETISCHEN ANPASSUNG wird die Entscheidung über die dominierenden Streumechanismen hingegen allein von den jeweiligen Fitparametern getroffen, da durch diese die Stärken der verschiedenen Streumechanismen quantitativ dokumentiert werden. In Abbildung 162 sind dazu die aus der theoretischen Anpassung von Gleichung 44 resultierenden Fitparameter  $a$  und  $b$  in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$  für die drei Co<sub>2</sub>YZ-Filme graphisch wiedergegeben.

In Anlehnung an diese Anpassungsgleichung kann der lineare Koeffizient  $(a + 2b\rho_{\text{xx}0})$  demzufolge Auskunft über den dominierenden Parameter liefern, durch welchen das lineare Skalierungsverhalten zwischen  $\Delta\rho_{\text{AHE}}$  und  $\Delta\rho_{\text{xx}}$  in Abbildung 159 generiert wird.

Die Werte der Fitparameter offenbaren in den präsentierten Co<sub>2</sub>YZ-Filmen ein Übergewicht des linearen Parameters  $a$ , so dass die Beziehung  $(a + 2b\rho_{\text{xx}0}) > b\rho_{\text{xx}0}$  über den gesamten Auslagerungstemperatur-Bereich stets Gültigkeit besitzt.

Die beobachtete Linearität der  $\Delta\rho_{\text{AHE}}(\Delta\rho_{\text{xx}})$ -Kurven in Abbildung 159 wird demzufolge vorwiegend durch den linearen Parameter  $a$  hervorgerufen und kann somit als Indiz für die Dominanz des skew-scattering Mechanismus in den präsentierten Co<sub>2</sub>YZ-Filmen interpretiert werden (vgl. Gl. 40).

Neben der Steigung  $\delta_m$  kann auch eine kontinuierliche Reduzierung des Verhältnisses  $\delta_{\text{Fit}} = \frac{a}{b\rho_{\text{xx}0}}$  mit zunehmender Kristallinität, d.h. mit variierendem  $T_{\text{anneal.}}$  beobachtet werden, wodurch eine starke Kopplung zwischen der Ausprägung der einzelnen Streumechanismen und der Co<sub>2</sub>YZ-Kristallqualität signalisiert wird (vgl. Abb. 159 und 162).

Das oben beschriebene Verfahren zur Analyse des temperaturbedingten Skalierungsverhaltens zwischen  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  und  $\rho_{\text{xx}}(T)$

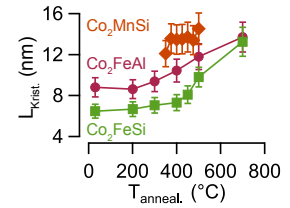


Abbildung 161: Kristallitgröße  $L_{\text{krist.}}$  der drei Co<sub>2</sub>YZ-Filme in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal.}}$ .

<sup>247</sup> H. Pandey et al., arXiv.org (2013)

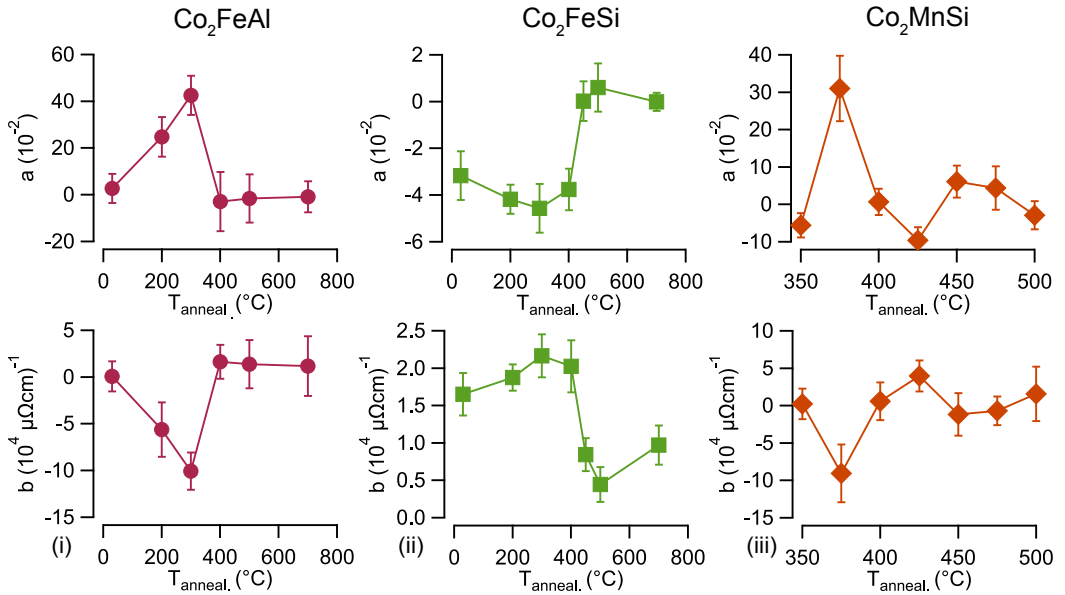


Abbildung 162: Fitparameter  $a$  und  $b$  gemäß Gleichung 44 in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  für die drei präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.

<sup>248</sup> E. Vilanova Vidal et al., Physical Review B **83** (2011) 174410

<sup>249</sup> H. Pandey et al., arXiv.org (2013)

wurde von Vilanova Vidal et al. für die quaternären Heusler-Verbindungen  $\text{Co}_2\text{FeSi}_{0.6}\text{Al}_{0.4}$  sowie  $\text{Co}_2\text{FeGa}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$  entwickelt und in diesen auf seine Gültigkeit hin überprüft.<sup>248</sup>

In Analogie zu den hier präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen konnten Vilanova Vidal et al. ebenfalls ein lineares Skalierungsverhalten zwischen  $\Delta\rho_{\text{AHE}}$  und  $\Delta\rho_{\text{xx}}$  infolge des skew-scattering Mechanismus in ihren Heusler-Verbindungen nachweisen.

Neben Vilanova Vidal et al. berichteten auch Pandey et al. in ihren 40 nm dicken, unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen von einem linearen  $\Delta\rho_{\text{AHE}}(\Delta\rho_{\text{xx}})$ -Skalierungsverhalten aufgrund des skew-scattering Mechanismus, wobei die verschiedenen  $\Delta\rho_{\text{AHE}}(\Delta\rho_{\text{xx}})$ -Kurven eine zu den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen identische Auslagerungstemperatur-Abhängigkeit vorweisen konnten.<sup>249</sup>

IN DEN PRÄSENTIERTEN  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -FILMEN kann der physikalische Ursprung des linearen  $\Delta\rho_{\text{AHE}}(\Delta\rho_{\text{xx}})$ -Skalierungsverhaltens nicht in Streuprozessen aufgrund von Kristalldefekten und/oder atomaren Unordnungen gefunden werden, da diese für gewöhnlich über keinerlei Temperaturabhängigkeiten verfügen. Vielmehr müssen dynamische Streuprozesse, wie beispielsweise Elektron-Magnon- oder Elektron-Phonon-Streuungen für das beobachtete  $\Delta\rho_{\text{AHE}}(\Delta\rho_{\text{xx}})$ -Skalierungsverhalten zur Rechenschaft gezogen

werden.

Bei der Ursachenforschung für das Auftreten dynamischer Streuprozesse muss allerdings berücksichtigt werden, dass die drei theoretisch etablierten Transportmodelle (skew-scattering, side-jump & Bandstruktur-Mechanismus) in ihren Grundzügen ausschließlich für itinerante Ferromagneten entwickelt wurden (vgl. Abb. 202).<sup>250</sup>

In Co-basierten Heusler-Verbindungen wird der Ferromagnetismus theoretischen Vorhersagen zufolge hingegen von lokalisierten magnetischen Momenten getragen, so dass auch Streuprozesse an magnetischen Streuzentren (z.B. Magnonen oder magnetischen Defekten) Berücksichtigung finden müssen (vgl. Abb. 203 und 204).<sup>251</sup>

Der skew-scattering Mechanismus kann somit in den präsentierten Co<sub>2</sub>YZ-Filmen, hingegen der klassischen Modellvorstellungen, sowohl durch phononische als auch magnonische Streuprozesse initiiert werden.

In den vorangegangenen Kapiteln wurden diese Streuprozesse bereits umfassend auf ihre Relevanz für die elektrischen sowie magnetischen Transporteigenschaften hin untersucht und basierend auf diesen Befunden wird nun nachfolgend der Versuch unternommen, den für die Existenz des anomalen Hall-Effektes in den präsentierten Co<sub>2</sub>YZ-Filmen verantwortlichen Streuprozess zu identifizieren.

Die Analyse des elektrischen Widerstandsverhaltens  $\rho_{xx}(T)$  konnte annähernd über den gesamten Mess- sowie Auslagerungstemperatur-Bereich keinen direkten Hinweis auf Elektron-Phonon-Streuprozesse liefern (vgl. Abb. 84 und 89 auf S. 68ff). Lediglich in den 700°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>FeAl- sowie 500°C-ausgelagerten Co<sub>2</sub>MnSi-Filmen konnte im Tieftemperatur-Bereich ( $T \leq 50$  K) anhand einer T<sup>3</sup>- bzw. T<sup>5</sup>-Abhängigkeit von  $\rho_{xx}(T)$  ein möglicher Anhaltspunkt für die Dominanz phononischer Streuprozesse gefunden werden. In den übrigen, unterschiedlich hoch ausgelagerten Co<sub>2</sub>YZ-Filmen zeigten sich für die elektrische Widerstandsbildung demgegenüber vorwiegend Elektron-Magnon- und/oder Spinunordnungsstreuprozesse verantwortlich (vgl. Tab. 7 auf S. 72).<sup>252</sup>

Neben dem elektrischen Widerstandsverhalten  $\rho_{xx}(T)$  konnten auch die Magnetotransportmessungen eine vielfältige Beteiligung magnonischer Streuprozesse an der elektrischen Widerstandsbildung unabhängig von der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  offenbaren. Während die temperaturbedingte Entwicklung des anisotropen Magnetwiderstandes (AMR) die Anwesen-

<sup>250</sup> L. Berger, Physical Review B 2 (1970) 4559, R. Karplus et al., Phys. Rev. 95 (1954) 1154, J. Smit, Physica 24 (1958) 39

<sup>251</sup> L. Pauling, Physical Review 54 (1938) 899, J. C. Slater, Journal of Applied Physics 8 (1937) 385

<sup>252</sup> A. H. Wilson, Cambridge University Press, 1965, J. M. Ziman, Philosophical Magazine 1 (1956) 191

253 T. Graf et al., Progress on Solid State Chemistry 39 (2011) 1, K. Inomata et al., Journal of Physics D: Applied Physics 39 (2006) 816

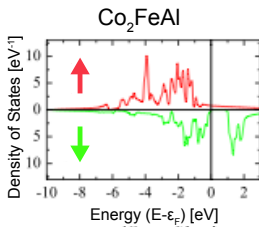


Abbildung 163: Zustandsdichte (DOS) von  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ .

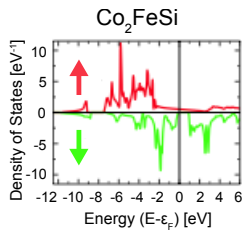


Abbildung 164: Zustandsdichte (DOS) von  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ .

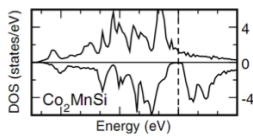


Abbildung 165: Zustandsdichte (DOS) von  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ .

254 B. Balke et al., Science and Technology of Advanced Materials 9 (2008) 1. Galanakis et al., Physical Review B 66 (2002) H. C. Kandpal et al., Journal of Applied Physics 40 (2007) 1507

heit dominierender Elektron-Magnon-Streuprozesse vermuten lässt, signalisiert die entsprechende Entwicklung des negativen Magnetwiderstandes (negativen MR) ferner die Existenz strukturell- sowie thermisch-induzierter Spinunordnungsstreu- prozesse (vgl. Abb. 102 und 106 auf S. 86ff).

Die physikalischen Gemeinsamkeiten des AMR- und anomalen Hall-Effektes sowie die übereinstimmenden Resultate der elek- trischen und magnetischen Transportmessungen lassen somit den Schluss zu, dass der skew-scattering Mechanismus in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen hauptsächlich durch magnonische Streuprozesse hervorgerufen wird.

Diese Streuprozesse sind von enormer Wichtigkeit für die Perfor- manz Co-basierter Heusler-Verbindungen, da diese eine Redu- zierung der theoretisch vorhergesagten, 100%igen Spin-Polarisa- tion nach sich ziehen können.<sup>253</sup>

Prinzipiell kann die Halbmetallizität in  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Verbindungen durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung, die atomare Unordnung und/oder durch temperaturbedingte Effekte herabgesetzt wer- den, welche allesamt die Erzeugung von Defektzuständen inner- halb der halbmetallischen Energielücke zur Folge haben. Diese Defektzustände gehen ferner mit einer Verkleinerung der Energielücke einher, wodurch die Fermi-Energie  $\epsilon_F$  in das Minori- tätsvalenzband bzw. -leitungsband verschoben und damit das Auftreten magnonischer Streuprozesse begünstigt werden kann. In den Heusler-Verbindungen  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  und  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  ist die Fermi-Energie  $\epsilon_F$  theoretischen Bandstrukturechnungen zufol- ge innerhalb der Energielücke an der oberen Kante des Minori- tätsvalenzbandes lokalisiert, wohingegen  $\epsilon_F$  in  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  inner- halb der halbmetallischen Energielücke zentriert ist (vgl. Abb. 163 - 165). Aufgrund der Position von  $\epsilon_F$  ist dementsprechend die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten magnonischer Streu- prozesse in den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Verbindungen gegenüber  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  deutlich erhöht.<sup>254</sup>

Im Experiment kann die Reduzierung der Halbmetallizität infol- ge magnonischer Streuprozesse durch die starke Temperaturab- hängigkeit des Tunnelmagnetwiderstandes (TMR) dokumentiert werden, da diese generell dem temperaturbedingten Anstieg von Elektron-Magnon-Streuprozessen sowie magnonischen An- regungseffekten zugeschrieben wird.

Drewello et al. untersuchten die Temperaturabhängigkeit des TMR-Effektes in  $\text{Co}_2\text{YZ}/\text{MgO}/\text{CoFe-MTJs}$  mittels *inelastischer Tunnelspektroskopie* (engl.: *inelastic electron tunneling spectroscopy (IETS)*) und konnten anhand der zugehörigen IET-Spektren

temperaturbedingte, magnonische Anregungseffekte in ihren  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen feststellen, wobei ähnlich zu dieser Arbeit präparierte  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -,  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filme als (untere) Elektrode Anwendung fanden.<sup>255</sup>

In Übereinstimmung mit Ebke et al. konnten Drewello et al. darüber hinaus in den  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen eine gegenüber den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen deutlich stärkere Ausprägung dieser magnonischen Anregungseffekte beobachten, obwohl theoretischen Bandstrukturrechnungen zufolge das Auftreten derartiger Effekte in  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  lediglich mit einer geringen Wahrscheinlichkeit verbunden ist.<sup>256</sup>

TROTZ DER KRISTALLSTRUKTUR VERBESSERNDEN WIRKUNG des nachträglichen Auslagerns kann auch die Auslagerungstemperatur-Abhängigkeit des linearen  $\Delta\rho_{\text{AHE}}$  ( $\Delta\rho_{xx}$ )-Skalierungsverhaltens nicht von Streuprozessen an Kristalldefekten und/oder atomaren Unordnungen herrühren.

Die Reduzierung von Kristalldefekten sowie die Erhöhung der strukturellen und/oder atomaren Ordnung durch das nachträgliche Auslagern kann allerdings das Auftreten dynamischer Streuprozesse begünstigen, wie es durch die Entwicklung des elektrischen ( $\alpha_{xx}$ ) bzw. anomalen Temperaturkoeffizienten  $\alpha_{\text{AHE}}$  mit zunehmender Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  veranschaulicht wird (vgl. Abb. 166 und 167).

Neben den Temperaturkoeffizienten  $\alpha_{xx}$  und  $\alpha_{\text{AHE}}$  signalisieren die entsprechenden Entwicklungen des anisotropen (AMR) sowie negativen Magnetwiderstandes (negativer MR) darüber hinaus eine Verbesserung der magnetischen Ordnung durch das nachträgliche Auslagern, welche auf eine starke Kopplung zwischen der magnetischen und atomaren ( $B_2$ -)Ordnung schließen lässt (vgl. Abb. 102 und 106).

Die Parallelen zwischen dem anisotropen und negativen Magnetwiderstand sowie dem  $\Delta\rho_{\text{AHE}}$  ( $\Delta\rho_{xx}$ )-Skalierungsverhalten hinsichtlich ihrer Auslagerungstemperatur-Abhängigkeit können somit als Indiz dafür interpretiert werden, dass der Ursprung des skew-scattering Mechanismus in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen womöglich eher in strukturell- als thermisch-induzierten Spinunordnungsstreuungprozessen zu finden ist.

Die Implementierung atomarer Unordnungen in eine perfekt-geordnete  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Heusler-Verbindung geht nicht nur mit der Erzeugung von Defektzuständen in der halbmetallischen Energielücke einher, sondern kann auch die Topologie der Fermi-Oberfläche und damit verbunden das magnonische Anregungs-

<sup>255</sup> V. Drewello et al., Journal of Applied Physics **111** (2012)

<sup>256</sup> D. Ebke, PhD thesis, Bielefeld University, 2010, I. Galanakis et al., Physical Review B **66** (2002)

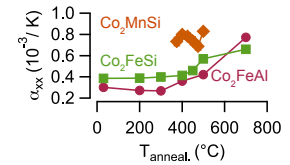


Abbildung 166: Elektrischer Temperaturkoeffizient  $\alpha_{xx}$  in Abhängigkeit von  $T_{\text{anneal}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.

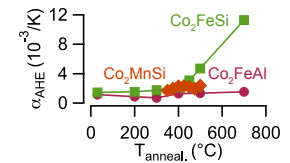


Abbildung 167: Anomaler Temperaturkoeffizient  $\alpha_{\text{AHE}}$  in Abhängigkeit von  $T_{\text{anneal}}$  für die drei  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme.

spektrum auf signifikante Weise modifizieren. Aufgrund dieser Modifikationen können die verschiedenen Steigungen der  $\Delta\rho_{\text{AHE}}(\Delta\rho_{\text{xx}})$ -Kurven in Abbildung 159 darüber hinaus als qualitatives Maß für die Stärke des skew-scattering Mechanismus in den präsentierten, unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen interpretiert werden.<sup>257</sup>

## Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der Hall-Effekt in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -,  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ - sowie  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen analysiert und mit der durch das nachträgliche Auslagern modifizierten Kristallstruktur sowie den elektrischen und magnetischen Transporteigenschaften in Beziehung gesetzt. In besonderem Maße wurde dabei das Augenmerk auf den anomalen Hall-Effekt (AHE) sowie die dem AHE zugrundeliegenden Streumechanismen gelegt.

Die  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme zeichnen sich unabhängig von der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  durch typisches Hall-Widerstandsverhalten konventioneller Ferromagneten aus, welches durch die Widerstandsbeiträge des anomalen ( $\rho_{\text{AHE}}$ ) und normalen Hall-Effektes  $\rho_{\text{OHE}}$  repräsentiert wird.

Aufgrund seines typisch-metallischen Widerstandsverhaltens kann  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  in einen anomalen Restwiderstand  $\rho_{\text{AHE},0}$  und einen temperaturabhängigen Widerstandsbeitrag  $\rho_{\text{AHE},T}$  separiert werden. Im Rahmen der Messungenauigkeiten sind die  $\rho_{\text{AHE}}$ -Werte unterhalb von 30 K nicht voneinander unterscheidbar, so dass die  $\rho_{\text{AHE}}(T)$ -Kurven der  $700^\circ\text{C}$  ( $500^\circ\text{C}$ )-ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{FeZ}$  ( $\text{Co}_2\text{MnSi}$ )-Filme keinerlei Auskunft über deren Halbmertallizität erteilen können.

Neben dem elektrischen Restwiderstand bewirkt das nachträgliche Auslagern auch eine kontinuierliche Reduzierung des anomalen Restwiderstandes  $\rho_{\text{AHE},0}$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal}}$ , wodurch eine enge Beziehung zwischen der Kristallinität und  $\rho_{\text{AHE},0}$  erkennbar wird. In den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen wird demzufolge sowohl die elektrische als auch die anomale Restwiderstandsbildung durch die gleichen, auf Defekt- bzw. Unordnungsstreuung basierenden Mechanismen gesteuert. In Analogie zum elektrischen Temperaturkoeffizienten kommt die Verbesserung der Kristallinität durch das nachträgliche Auslagern auch in einem kontinuierlichen Anstieg des anomalen Temperaturkoeffizienten  $\alpha_{\text{AHE}}$  mit wachsendem  $T_{\text{anneal}}$  zur Geltung. Die Kristallqualität übt dementsprechend nicht nur einen sig-



nifikanten Einfluss auf die statischen, sondern auch auf die dynamischen Streuprozesse aus, welche gleichermaßen an der elektrischen sowie anomalen Hall-Widerstandsbildung beteiligt sind.

Im Gegensatz zu  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  verfügt der normale Hall-Widerstand  $\rho_{\text{OHE}}$  erwartungsgemäß über keine signifikant ausgebildete Temperaturabhängigkeit. Der Ladungstransport in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen erfolgt unabhängig von der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  vorwiegend durch Elektronen, wie es durch das negative Vorzeichen des normalen Hall-Koeffizienten  $R_{\text{O}}$  signalisiert wird. In den  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ - und  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen sind die aus  $R_{\text{O}}$  gewonnenen Werte der Elektronendichte  $n_{\text{Elektron}}$  im Bereich typischer Übergangsmetalle angesiedelt, wohingegen die  $n_{\text{Elektron}}$ -Werte der  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme die für Übergangsmetalle typischen Werte um eine ganze Größenordnung überschreiten. Die Kristallinität verbessernde Wirkung des nachträglichen Auslagerns kommt auch in der Entwicklung von  $n_{\text{Elektron}}(T_{\text{anneal}})$  zum Ausdruck, wonach mit Ausnahme der  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ -Filme der höchste  $n_{\text{Elektron}}$ -Wert dem kristallinsten Zustand der  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme zugeschrieben werden kann. Die berechneten Werte der elastischen mittleren freien Weglänge sind darüber hinaus stets um eine Größenordnung kleiner als die (vertikale) Kristallitgröße sowie die Dicke der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme, infolgedessen Oberflächen- bzw. Grenzflächenstreuprozesse bei der Widerstandsbildung nur eine untergeordnete Rolle spielen.

Anhand des temperaturbedingten Skalierungsverhaltens zwischen dem elektrischen Widerstand  $\rho_{\text{xx}}(T)$  und  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  konnte der skew-scattering Mechanismus aufgrund von magnonischen Streuprozessen als dominierende Ursache für das Auftreten des anomalen Hall-Effektes in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen identifiziert werden. Die magnonischen Streuprozesse finden dabei ihren Ursprung hauptsächlich in der strukturell-induzierten Spinunordnung, welche durch das nachträgliche Auslagern reduziert wird und somit das Auftreten thermisch-induzierter Spinunordnungs- sowie Elektron-Magnon-Streuprozesse begünstigen kann.





# *Zusammenfassung & Ausblick*

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Auswirkungen des nachträglichen Auslagerns auf die Kristallstruktur dünner  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme analysiert, wobei die Ergründung des physikalischen Ursprungs für das Auftreten des anomalen Hall-Effektes im Vordergrund stand.

In Anlehnung an zahlreiche Veröffentlichungen konnte eine beträchtliche Modifizierung der Kristallstruktur in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur  $T_{\text{anneal}}$  ( $30^\circ\text{C} \leq T_{\text{anneal}} \leq 700^\circ\text{C}$ ) beobachtet werden. Allerdings konnte das nachträgliche Auslagern keinen Übergang von der  $B_2$ - zur  $L_{21}$ -Struktur generieren. Dennoch konnten sich Temperaturen in Höhe von  $500^\circ\text{C}$  ( $\text{Co}_2\text{FeAl}$ ),  $450^\circ\text{C}$  ( $\text{Co}_2\text{FeSi}$ ) und  $400^\circ\text{C}$  bzw.  $500^\circ\text{C}$  ( $\text{Co}_2\text{MnSi}$ ) als optimale Auslagerungstemperaturen herauskristallisieren, um die leistungsfähigsten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme im Hinblick auf die höchste atomare Ordnung sowie die geringste Spinunordnung herzustellen.

Die Auswirkungen des nachträglichen Auslagerns auf die Kristallstruktur konnten gleichermaßen durch die Röntgendiffraktometrie (XRD), die AGM-Magnetometrie sowie die elektrischen und Magnetotransportmessungen dokumentiert werden.

In den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen erstreckt sich die kontinuierliche Erhöhung der Kristallinität sowie die Reduzierung der Defektkonzentration über den gesamten Auslagerungstemperatur-Bereich. Während die  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filme bereits direkt nach der Herstellung in polykristalliner Form zur Verfügung stehen, sind Auslagerungstemperaturen oberhalb von  $330^\circ\text{C}$  notwendig, um den Kristallisationsprozess in den  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen zu initiieren.

Im Verlauf der Kristallisation ( $350^\circ\text{C}$ ) koexistieren laut XRD- und AGM-Messungen amorphe und polykristalline Areale nebeneinander, wohingegen die elektrischen und Magnetotransportmessungen eine amorphe Struktur in der für den elektrischen Transport relevanten Filmebene zum Vorschein bringen.

Bei einer Auslagerungstemperatur von 375°C ist der Kristallisationsprozess weitestgehend abgeschlossen und das nachträgliche Auslagern bei höheren Temperaturen übt nur noch einen geringen Einfluss auf die Kristallstruktur der Co<sub>2</sub>MnSi-Filme aus.

In den polykristallinen Co<sub>2</sub>YZ-Filmen manifestiert sich die strukturelle Unordnung auch in der Existenz von Widerstandsanomalien im Tieftemperatur-Bereich, welche sich im Auslagerungszustand höchster Kristallinität, d.h. bei einem T<sub>anneal.</sub> von 700°C (Co<sub>2</sub>FeZ) bzw. 500°C (Co<sub>2</sub>MnSi), auflösen und typischerweise in ungeordneten Systemen nachgewiesen werden können. Im Bild der schwachen Lokalisation kann das Verschwinden der Anomalie mit dem Überschreiten der Phasenkohärenzlänge durch die elastische mittlere freie Weglänge begründet werden, infolgedessen die Phaseninformation in den Co<sub>2</sub>YZ-Filmen auf einer Distanz von weniger als 14 nm erhalten bleibt.

Aufgrund der geringen B<sub>2</sub>-Ordnung weisen die niedertemperaturiert ausgelagerten Co<sub>2</sub>FeZ-Filme (T<sub>anneal.</sub> ≤ 200°C) eine Vielzahl von verkippten magnetischen Momenten auf. Auslagerungstemperaturen oberhalb von 200°C bewirken eine Erhöhung der atomaren Kristallordnung, in dessen Folge sich die strukturell induzierte Spinunordnung reduziert und sich die Werte des magnetischen Sättigungsmoments deutlich den theoretisch vorhergesagten Werten annähern. Die polykristallinen Co<sub>2</sub>MnSi-Filme verfügen gegenüber den Co<sub>2</sub>FeZ-Filmen aufgrund der hohen B<sub>2</sub>-Ordnung über eine starke ferromagnetische Kopplung, so dass die Werte des magnetischen Sättigungsmoments in enger Übereinstimmung mit den für L<sub>21</sub>-Struktur theoretisch vorhergesagten Werten liegen.

Die polykristallinen Co<sub>2</sub>YZ-Filme demonstrieren darüber hinaus unabhängig von der Auslagerungstemperatur typischmetallisches Widerstandsverhalten  $\rho_{xx}(T)$ . Im Tieftemperaturbereich ( $T \leq 50$  K) zeichnen sich bevorzugt Elektron-Magnon- und Spinunordnungsstreuprozesse für die Bildung von  $\rho_{xx}(T)$  in denjenigen Co<sub>2</sub>YZ-Filmen verantwortlich, welche eine Widerstands anomalie vorzuweisen haben. Währenddessen können in den 700°C (500°C)-ausgelagerten Co<sub>2</sub>FeZ (Co<sub>2</sub>MnSi)-Filmen für  $T \leq 50$  K überwiegend Elektron-Phonon-, Elektron-Elektron- und/oder Zwei-Magnonen-Streuprozesse vermutet werden. Im Temperaturbereich  $100 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$  kann das  $\rho_{xx}(T)$ -Verhalten hingegen abhängig von der vorliegenden Kristallqualität durch eine Proportionalität der Form  $T^\beta$  mit  $0.7 \leq \beta \leq 2.2$  charakterisiert werden, welche keinem der klassischen Streumechanismen direkt zugeordnet werden kann.

Der Magnetwiderstand  $\rho_{xx}(\mu_0H)$  setzt sich in den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen aus den Beiträgen des anisotropen (AMR) und negativen Magnetwiderstands-Effekts (negativer MR) zusammen. Im Gegensatz zu den  $\text{Co}_2\text{FeZ}$ -Filmen kann in den polykristallinen  $\text{Co}_2\text{MnSi}$ -Filmen anhand der negativen spontanen Widerstandsanisotropie ( $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$ ) der inverse AMR-Effekt identifiziert werden. Das vermehrte Auftreten von magnonischen Streuprozessen in den unterschiedlich hoch ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen wird neben der schwachen temperaturbedingten Abnahme des AMR-Verhältnisses auch durch die temperaturbedingte Zunahme des negativen MR-Verhältnisses dokumentiert.

Die  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme zeichnen sich ferner durch typisches Hall-Widerstandsverhalten konventioneller Ferromagneten aus, welches durch die Widerstandsbeiträge des anomalen ( $\rho_{\text{AHE}}$ ) sowie des normalen Hall-Effektes  $\rho_{\text{OHE}}$  charakterisiert wird. Während  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  typisch metallisches Widerstandsverhalten demonstriert, verfügt  $\rho_{\text{OHE}}$  lediglich über eine schwache Temperaturabhängigkeit. Die gegenüber konventionellen Ferromagneten hohen anomalen Restwiderstände  $\rho_{\text{AHE}}(3\text{K})$  deuten darauf hin, dass sowohl die elektrische als auch die anomale Restwiderstandsbildung durch die gleichen, auf Unordnungs- bzw. Defektstreuung basierenden Mechanismen dominiert wird. Der kontinuierliche Anstieg des elektrischen sowie anomalen Temperaturkoeffizienten mit variierendem  $T_{\text{anneal}}$  lässt darüber hinaus den Schluss zu, dass die Kristallqualität der  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme nicht nur einen signifikanten Einfluss auf die statischen, sondern auch auf die dynamischen Streuprozesse ausübt, welche gleichermaßen an der elektrischen und anomalen Hall-Widerstandsbildung beteiligt sind.

In Anlehnung an die theoretisch etablierten Transportmodelle (skew-scattering, side-jump und intrinsischer Mechanismus) sollte der anomale Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE}}(T)$  entweder linear oder quadratisch mit dem elektrischen Widerstand  $\rho_{xx}(T)$  skalieren. Eine einfache Datenanalyse auf der Grundlage einer kombinierten  $\rho_{xx}$ -Abhängigkeit, welche in der Literatur oftmals in reinen Materialien zur Anwendung kommt und auf der Annahme eines einzelnen Beitrages des skew-scattering, side-jump und/oder intrinsischen Mechanismus beruht, wurde zur Analyse des Skalierungsverhaltens in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen in Anspruch genommen. Trotz des nachträglichen Auslagerns verfügen die präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme über relativ hohe Restwiderstände, weshalb der Versuch, das  $\rho_{\text{AHE}}(\rho_{xx})$ -Skalierungsverhalten mittels einer kombinierten  $\rho_{xx}$ -

Abhängigkeit zu ermitteln, vollständig missglückte. Die temperaturbedingte Reskalierung der elektrischen und anomalen Hall-Widerstände  $\Delta\rho_{\text{AHE,xx}} = \rho_{\text{AHE,xx}}(T) - \rho_{\text{AHE,xx}}(T_0)$  bietet allerdings die Möglichkeit, den signifikanten Einfluss von Kristalldefekten auf das  $\rho_{\text{AHE}}(\rho_{\text{xx}})$ -Skalierungsverhalten zu eliminieren und zusätzlich dessen Temperaturabhängigkeit zu analysieren. Anhand des linearen  $\Delta\rho_{\text{AHE}}(\Delta\rho_{\text{xx}})$ -Skalierungsverhaltens konnte der skew-scattering Mechanismus aufgrund von magnonischen Streuprozessen als dominierende Ursache für das Auftreten des anomalen Hall-Effektes in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen identifiziert werden.

IM AKTIVEN FORSCHUNGSGEBIET der Spintronik ist ein grundlegendes Verständnis der spinbezogenen Transportphänomene Co-basierter Heusler-Verbindungen sowie die Kenntnis sämtlicher Faktoren, welche die Halbmetallizität herabsetzen können, essentiell für die Realisierung leistungsstarker Bauteile.

In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, dass die Kristallqualität für das Leistungsvermögen dünner  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme ausschlaggebend ist. Das nachträgliche Auslagern stellt dementsprechend eine ausgezeichnete Methode zur Steuerung der elektrischen und magnetischen Transporteigenschaften dünner  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme dar.

Die hier präsentierten Befunde ebnet somit den Weg für eine Vielzahl von weiterführenden Untersuchungen bzw. industriellen Einsatzmöglichkeiten dünner Co-basierter Heusler-Filme. Im folgenden sollen nun einige Impulse dazu gegeben werden.

Im Hinblick auf einen möglichen Nachweis für die Halbmetallizität der optimal ausgelagerten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme wäre die Untersuchung des Magnetwiderstandsverhalten im Hochfeld-Bereich ( $\mu_0 H \gg 4 \text{ T}$ ) bei unterschiedlichen Messtemperaturen von enormen Interesse. Dieser Ansatz wurde bereits von Watts et al. in  $\text{CrO}_2$  sowie Bombor et al. in  $L_{21}$ -geordneten  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Bulkmaterialien erfolgreich verfolgt.<sup>258</sup>

Bei einer Temperatur  $T_{\text{mag}}$  von 80 K ( $\text{CrO}_2$ ) bzw. 100 K ( $\text{Co}_2\text{FeSi}$ ) konnte ein Übergang von positiven zu negativen Magnetwiderstandsverhalten beobachtet werden. Diesen Übergang interpretierten Watts et al. sowie Bombor et al. übereinstimmend als Indiz für eine 100%ige Spinpolarisation im Temperaturbereich  $T \leq T_{\text{mag}}$  sowie die Existenz theoretisch vorhergesagter Nicht-Quasi-Teilchenzustände in der Minoritätszustandsdichte.

<sup>258</sup> D. Bombor et al., Phys. Rev. Lett. **110** (2013) S. M. Watts et al., Phys. Rev. B **61** (2000)

Theoretischen Bandstrukturrechnungen zufolge bewirkt die Substitution von Si(Al)- durch Al(Si)-Atome in der Heusler-Verbindung  $\text{Co}_2\text{FeSi}_x\text{Al}_{1-x}$  eine Veränderung der effektiven Position der Fermi-Energie  $\epsilon_F$  innerhalb der halbmetallischen Energielücke und damit verbunden eine Modifizierung der elektronischen Bandstruktur. Schneider et al. konnten darüber hinaus in  $\text{Co}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Si}$ -Filmen eine systematische Verschiebung der  $\rho_{\text{AHE}}(\rho_{xx})$ -Steigungen von positiven zu negativen Werten in Abhängigkeit des Fe-Gehaltes beobachten, welche sie auf die Verschiebung der  $\epsilon_F$ -Position zurückführten.<sup>259</sup>

Aus diesem Grund wären auch die Untersuchungen off-stöchiometrischer  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filme im Hinblick auf die dem anomalen Hall-Effekt zugrundeliegenden Streumechanismen von besonderem Interesse.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte lediglich ein grobes Bild von dem skew-scattering Mechanismus als dominierende Ursache für das Auftreten des anomalen Hall-Effektes in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen gezeichnet werden. Die Kenntnis über die Entwicklung der Spinpolarisation sowie der magnonischen Anregungsspektren mit zunehmender Kristallinität, d.h. mit variierender Auslagerungstemperatur wäre äußerst interessant, um das erhaltene Interpretationsbild zu verfeinern und auch die Hypothese dominierender magnonischer Streuprozesse in den präsentierten  $\text{Co}_2\text{YZ}$ -Filmen zu bekräftigen.

Auf dem Gebiet der Spintronik stellt die Erzeugung reiner Spinströme, d.h. ohne begleitende Netto-Ladungsströme, eine neue Generation spintronischer Bauteile mit ultra-niedrigem elektrischen Leistungsverbrauch dar und erlaubt gleichzeitig die Grundlagenforschung ausschließlich spinbezogener Transportphänomene.

Kimura et al. sowie Bridoux et al. untersuchten die Erzeugung und Detektion von reinen Spinströmen anhand von lateralen  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  ( $\text{Co}_2\text{FeAl}$ )/Cu-Spiventilen und konnten in diesen gegenüber NiFe/Cu-Strukturen eine um das Zehnfache höhere Injektionseffizienz beobachten.<sup>260</sup> Auf der Grundlage des 1D-Spindiffusionsmodells konnten darüber hinaus Hamaya et al. anhand ihrer nicht-lokalen  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ /Cu-Spiventil-Messungen eine Korrelation zwischen der Spinpolarisation und dem elektrischen Widerstand ihrer  $\text{Co}_2\text{FeSi}$ -Filme herstellen.<sup>261</sup>

Neben den immensen technologischen Einsatzmöglichkeiten zur Erzeugung von reinen Spinströmen, bietet die Korrelation zwi-

<sup>259</sup> B. Balke et al., *Science and Technology of Advanced Materials* **9** (2008) H. Schneider et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **322** (2010) 579, E. Vilanova Vidal et al., *Physical Review B* **83** (2011) 174410

<sup>260</sup> G. Bridoux et al., *Appl. Phys. Lett.* **99** (2011) T. Kimura et al., *NPG Asia Materials* **4** (2012)

<sup>261</sup> K. Hamaya et al., *arxiv.org* (2012)

schen der Spinpolarisation und dem elektrischen Widerstand eine ausgezeichnete Möglichkeit, die Reduzierung der Defektkonzentration sowie die Erhöhung dynamischer Streuprozesse mit der Spinpolarisation der hier präsentierten und unterschiedlich hoch ausgelagerten Co<sub>2</sub>YZ-Filme in Beziehung zu setzen und somit das grobe Interpretationsbild des skew-scattering Mechanismus auf signifikante Weise zu verfeinern.

Das neuerlich entfachte Interesse an dem Forschungsgebiet der Spincalorik, welche die Kopplung zwischen Ladungs-, Spin- und Wärmestrom reflektiert, ist einer Vielzahl von neuentdeckten, physikalischen Effekten (z.B. spinabhängiger Peltier- oder Seebeck-Effekt sowie thermisch-induzierter Spin- oder anomaler Hall-Effekt) zur Verbesserung existierender thermoelektrischer Bauteile geschuldet. Der thermisch-induzierte anomale Hall-Effekt, besser bekannt als anomaler (Ettingshausen-)Nernst-Effekt (ANE) tritt vorwiegend in ferromagnetischen Materialien in Erscheinung und spiegelt demzufolge das thermodynamische Pendant zum anomalen Hall-Effekt (AHE) wider. Theoretischen Überlegungen zufolge liegen sowohl dem AHE als auch dem ANE die gleichen, auf Unordnungs- bzw. Elektron-Phonon- und/oder Elektron-Magnon-Streuung basierenden Transportmechanismen zugrunde.<sup>262</sup>

Die Untersuchung des ANE in den hier präsentierten und unterschiedlich hoch ausgelagerten Co<sub>2</sub>YZ-Filmen wäre gleich in mehrererlei Hinsicht von enormen Interesse. Die experimentellen Befunde könnten Aufschluss über die Einsatzmöglichkeiten von Co-basierten Heusler-Verbindungen in spincalorischen Bauteilen geben. Auch die Auswirkungen der Kristallstruktur auf die thermischen Transporteigenschaften dünner Co<sub>2</sub>YZ-Filmen wurden bisher nur unzureichend analysiert. Darüber hinaus könnte anhand einer zu dieser Arbeit analogen Untersuchung des ANE die Gültigkeit des skew-scattering Mechanismus als dominierende Ursache für das Auftreten des AHE überprüft werden.

ABSCHLIESSEND bilden die hier präsentierten Ergebnisse die Grundlage für eine Vielzahl von experimentellen und theoretischen Studien auf dem Gebiet der Integration von Co-basierten Heusler-Verbindungen in neuartige spincalorische und/oder spintronische Bauteile.

<sup>262</sup> S. S. Abelskii, Phys. Met. Metallogr. **18** (1964)  
L. Berger, Phys. Rev. B **5**  
(1972) E. I. Kondorskii et al.,  
Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.  
**45** (1963) A. W. Smit, Phys.  
Rev. B **32** (1911) D. Xiao  
et al., Phys. Rev. Lett. **97**  
(2006)

# Literaturverzeichnis

- Abelskii, S. S., *Physics of Metals and Metallography*, 18 (1964).
- Ambrose, T., J. J. Krebs, and G. A. Prinz, *Applied Physics Letters*, 76 (2000).
- Ampère, A. M., *Chez Mèquignon-Mavis*, 1822.
- Anisimov, V. I., F. Aryasetiawan, and A. I. Lichtenstein, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 9 (1997).
- Antonov, V. N., H. A. Dürr, Y. Kucherenko, L. V. Bekenov, and A. N. Yaresko, *Physical Review B*, 72 (2005).
- Arago, D. F., *Œuvres complètes*, Baudry/Gide, Paris, 1854-1862.
- Argyle, B. E., S. H. Charap, and E. W. Pugh, *Physical Review*, 132 (1963).
- Ashburn, S.P., M.C. Ozturk, G. Harris, and D.M. Maher, *Journal of Applied Physics*, 74 (1993).
- Ashcroft, N. W. and N. D. Mermin, *Solid state physics*, Science: Physics, Saunders College, 1976.
- Attema, J., R. deWijs, and R. deGroot, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 19 (2007).
- Balke, B., S. Wurmehl, G. H. Fecher, C. Felser, and J. Kübler, *Science and Technology of Advanced Materials*, 9 (2008).
- Beenakker, C. W. J. and H. van Houten, *Solid state physics*, 44 (1991).
- Berger, L., *Physica*, 30 (1964).
- *Physical Review B*, 2 (1970).
- *Physical Review B*, 5 (1972).
- Berry, M. V., *Proceedings of the Royal Society London*, 45 (1984).
- Blaha, P., K. Schwarz, G. K. H. Madsen, D. Kvasnicka, and J. Luitz, Technische Universität Wien, 2001.
- Bloch, F., *Z. Physik*, 61 (1930).
- Blügel, S., T. Brückel, C. M. Schneider, and R. Waser, 36. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 2005.



- Blügel, S., D. Bürgler, M. Morgenstern, C. M. Schneider, and R. Waser, 40. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 2009.
- Blügel, S., M. Giesen, B. Hillebrands, H. Hillmer, H. Ibach, R. Kassing, H. von Löhneysen, P. Luger, J. Salbeck, U. Scherz, W. Schilling, L. K. Thomas, Walter de Gruyter Berlin, 2005.
- Bombor, D., C. G. F. Blum, O. Volkonoskiy, S. Rodan, S. Wurmehl, C. Hess, and B. Büchner, *Physical Review Letters*, 110 (2013).
- Bridoux, G., M. V. Costache, J. Van de Vondel, I. Neumann, and S. O. Valenzuela, *Applied Physics Letters*, 99 (2011).
- Brown, P. J., K. U. Neumann, P. J. Webster, and K. R. A. Ziebeck, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 12 (2000).
- Buschow, K. H. J., P. G. van Engen, and R. Jongebreur, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 38 (2005).
- Butler, E. H. and E. M. Pugh, *Physical Review*, 57 (1940).
- Büttiker, M., *Physical Review Letters*, 57 (1986).
- Campell, I. A., A. Fert, and O. Jaoul, *Journal of Physics C, Metal Physics Supplement*, 1 (1970).
- Campell, I. A., A. Fert, and R Pomeroy, *Philosophical Magazine*, 15 (1967).
- Chakravarty, S. and A. Schmidt, *Physics Reports*, 140 (1986).
- Cheng, S. F., B. Nadgomy, K. Bussmann, E. E. Carpenter, B. N. Das, G. Trotter, M. P. Raphael, and V. G. Harris, *Institute of Electrical and Electronics Engineers Transaction on Magnetics*, 37 (2001).
- Chioncel, L., E. Arrigoni, M. I. Katsnelson, and A. I. Lichtenstein, *Physical Review Letters*, 96 (2006).
- Ciureanu, P and S Middelhoek, *Magnetoresistive Sensors*, Institute of Physics Publishing, 1992.
- Cullity, B. D., *Addison-Wesley, Reading, MA* (1956).
- Cummings, J., L.S. Moore, H.T. Chou, K.C. Ku, G. Xiang, S.A. Crooker, N. Samarth, and D. Goldhaber-Gordon, *Physical Review Letters*, 96 (2006).
- Czeschka, Franz Dominik, Diplomarbeit, 2007.
- Czycholl, G., *Theoretische Festkörperphysik*, Springer-Verlag, 2008.
- Dai, N. V., M. S. Seo, T. W. Eom, Y. P. Lee, and S. J. Lee, *Journal of Korean Physical Society*, 55 (2009).
- deHaas, W. J., G. J. van den Berg, and H. B. G. Casimir, *Physica*, 1 (1934).
- *Physica*, 5 (1938).
- Dowben, P. A. and R. Skomski, *Journal of Applied Physics*, 93 (2003).

- Drewello, V., D. Ebke, M. Schäfers, Z. Kugler, G. Reiss, and A. Thomas, *Journal of Applied Physics*, 111 (2012).
- Du, J., S. Gnanarajan, and A. Bendavid, *Superconducting Science and Technology*, 18 (2005).
- Dyakonov, M. I. and V. I. Perel, *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 13 (1971).
- *Physical Letters A*, 35 (1971).
- Ebke, D., PhD thesis, Bielefeld University, 2010.
- Elmers, H. J., G. H. Fecher, D. Valdaitsev, S. A. Nepijko, A. Gloskovskii, G. Jakob, G. Schönense, S. Wurmehl, T. Block, C. Felser, P. C. Hsu, W. L. Tsai, S. Cramm, *Physical Review B*, 67 (2003).
- Fang, Z., N. Nagaosa, S. Tahakashi, A. Asamitsu, R. Mathieu, T. Ogasawara, H. Yamada, M. Kawasaki, Y. Tokura, and K. Terkura, *Science*, 302 (2003).
- Faraday, M., *Experimental Researches in Electricity*, R. Taylor & W. Francis, London, 1839-1855.
- Fawcett, E, *Advances in Physics*, 13 (1964).
- Fecher, G. H., H. C. Kandpal, S. Wurmehl, C. Felser, and G. Schönense, *Journal of Applied Physics*, 99 (2006).
- Fert, A. and I. A. Campell, *Physical Review Letters*, 21 (1968).
- *Journal of Physics F: Metal Physics*, 6 (1976).
- Fert, A. and A. Friederich, *Physical Review B*, 13 (1976).
- Fert, A. and O. Jaoul, *Physical Review Letters*, 28 (1972).
- Fivaz, R.C., *Physical Review*, 183 (1969).
- Franck, J. P., F. D. Manchester, and D. L. Martin, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 263 (1961).
- Furukawa, N., *Journal of the Physical Society of Japan.*, 69 (2000).
- Gabor, M. S., T. Petrison, C. Tiusan, M. Hehn, and T. Petrison, *Physical Review B*, 84 (2011).
- Gaier, O., J. Hamrle, B. Hillebrands, M. Kallmayer, P. Pörsch, G. Schönense, H. J. Elmers, J. Fassbender, A. Gloskovskii, C. A. Jenkins, G. H. Fecher, C. Felser, E. Ikenaga, Y. Sakuraba, S. Tsunegi, M. Oogane, Y. Ando, *arXiv.org*, cond-mat.other (2008).
- Galanakis, I., *Journal of Physics: Condensed Matter*, 14 (2002).
- *Physical Review. B*, 71 (2005).
- Galanakis, I., P. H. Dederichs, and N. Papanikolaous, *Physical Review B*, 66 (2002).
- Galanakis, I., P. Mavropoulos, and P. H. Dederichs, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 39 (2006).

- Galanakis, I., K. Ozdogan, B. Aktas, and E. Sasandoglu, *Applied Physics Letters*, 89 (2006).
- Geiersbach, U., A. Bergmann, and K. Westerholt, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 240 (2002).
- Gerber, A., A. Milner, L. Goldshmit, M. Karpovski, B. Lemke, H. U. Habermeier, and A. Sulpice, *Physical Review B*, 65 (2002).
- Gercsi, Z. and K. Hono, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 19 (2007).
- Gercsi, Z., A. Rajanikanth, Y. K. Takahashi, K. Hono, M. Kikuchi, N. Tezuka, and K. Inomata, *Applied Physics Letter*, 89 (2006).
- Gijsman, J. M. and J. P. Jan, *Physica*, 18 (1952).
- Gil, Woosik, PhD thesis, Universität Hamburg, 2004.
- Goodings, D. A., *Physical Review*, 132 (1963).
- Graf, T., C. Felser, and S. Parkin, *Progress on Solid State Chemistry*, 39 (2011).
- Groot, R. A. de, F. M. Mueller, P. G. van Engen, and K. H. J. Buschow, *Physical Review Letters*, 50 (1983).
- Gross, R. and A. Marx, Walther-Meissner-Institut.
- Güntherodt, G., H. J. Elmers, D. Stoeffler, H. Zabel, R. Schäfer, U. Hartmann, P. Bruno, D. Bürgler, B. Hillebrands, R. Koch, R. Allenspach, S. Quandt, H. Eber, R. Volmer, 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 1999.
- Guo, G.Y. and H. Ebert, *Physical Review B*, 51 (1995).
- Halilov, S. V., H. Eschrig, A. Y. Perlov, and P. M. Oppeneer, *Physical Review B*, 58 (1998).
- Hall, E. H., *American Journal of Mathematics*, 2 (1879).  
 — PhD thesis, The Johns Hopkins University, 1880.  
 — *Philosophical Magazine*, 10 (1880).
- Hamaya, K., N. Hashimoto, S. Oki, M. Miyao, and T. Kimura, *arXiv.org* (2012).
- Heeger, A. J., *Solid State Physics*, 23 (1959).
- Hertz, H., *Annalen der Physik*, Johann Ambrosius Barth, Leipzig, 1887.
- Heusler, F., *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 5 (1903).
- Hirsch, J. E., *Physical Review Letters*, 83 (1999).
- Hordequin, C., D. Risouiu, L. Ranna, and J. Pierre, *European Physical Journal B*, 16 (2000).
- Horsell, D. W., F. V. Tikhonenko, R. V. Gorbachev, and A. K. Savchenko, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 366 (2008).

Hurd, C.M., *Plenum New York* (1972).

Husmann, A. and L. J. Singh, *Physical Review B*, 73 (2006).

Hwang, H. Y., S. W. Cheong, P. N. Ong, and B. Batlogg, *Physical Review Letter*, 77 (1996).

Ibach, H. and H. Lüth, *Festkörperphysik*, Springer-Verlag, 2009.

Inomata, K., S. Okamura, A. Miyazaki, M. Kikuchi, N. Tezuka, M. Wojcik, and E. Jedryka, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 39 (2006).

Irkhin, V. Y., M. I. Katsnelson, and A. I. Lichtenstein, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 19 (2007).

Isenberg, I., B. R. Russel, and R. F. Greene, *The Review of Scientific Instruments*, 19 (1948).

Ishida, S., T. Masaki, S. Fujii, and S. Asano, *Physica B*, 245 (1998).

Isshiki, M. and K. Igaki, *Materials Transaction the Japan Institute of Metals*, 19 (1978).

Jakob, G., *Physical Review B* (1998).

Jakob, G., F. Casper, V. Beaumont, S. Falk, N. Auth, H. J. Elmers, C. Felser, and H. Adrian, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 290-291 (2005).

Jan, J. P., *Helvetica Physics Acta*, 25 (1952).

Jullière, M., *Physical Letters*, 54A (1975).

Jungwirth, T., Q. Niu, and A. H. MacDonald, *Physical Review Letters*, 88 (2002).

Jungwirth, T., J. Wunderlich, and K. Olejnik, *Nature Materials*, 11 (2012).

Kämmerer, S., A. Thomas, A. Hütten, and G. Reiss, *Applied Physics Letters*, 85 (2004).

Kämmerer, Sven, PhD thesis, Bielefeld University, 2004.

Kandpal, H. C., G. H. Fecher, and C. Felser, *Journal of Applied Physics*, 40 (2007).

Kandpal, H. C., G. H. Fecher, C. Felser, and G. Schönhense, *Physical Review B*, 73 (2006).

Karplus, R. and J. M. Luttinger, *Physical Review*, 95 (1954).

Kato, Y. K., R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Science*, 306 (2004).

Katsnelson, M. I., V. Y. Irkhin, L. Chioncel, A. I. Lichtenstein, and R. A. deGroot, *Review of Modern Physics*, 80 (2008).

Kelekar, R. and B. M. Clemens, *Journal of Applied Physics*, 96 (2004).

Kim, K., S. J. Lwon, and T. W. Kim, *Physical Status Solidi B Basic Research*, 241 (2004).

Kimura, T., N. Hashimoto, S. Yamada, M. Miyao, and K. Hamaya, *NPG Asia Materials*, 4 (2012).

- Kimura, T., T. Sato, and Y. Otani, *Physical Review Letters*, 100 (2008).
- Kittel, Ch., *Einführung in die Festkörperphysik*, Rudolf Oldenbourg Verlag München, 1999.
- Kobayashi, K., R. Umetsu, A. Fujita, K. Oikawa, K. Kainuma, and K. Ishida, *Journal of Alloys Compounds*, 399 (2005).
- Kobayashi, K., R. Umetsu, K. Ishikawa, K. Kainuma, and K. Ishida, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 310 (2007).
- Kohler, *Annalen der Physik*, 32 (1938).
- Kokado, S., M. Tsunoda, K. Harigaya, and A. Sakuma, *Physical Society of Japan*, 81 (2012).
- Kondo, J, *Progress of Theoretical Physics*, 27 (1962).
- Kondo, J., *Progress of Theoretical Physics*, 32 (1964).
- Kondorskii, E. I. and R. P. Vasileva, *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.*, 45 (1963).
- Ksenofontov, V., C. Herbort, M. Jourdan, and C. Felser, *Applied Physics Letters*, 92 (2008).
- Kübler, J., *Clarendon Press Oxford* (2000).
- Kubo, K. and N. A. Ohata, *Journal of the Physical Society of Japan*, 33 (1972).
- Kudryavtsev, Y., V. Uvarov, V. Oksenenko, Y. Lee, J. Kim, Y. Hyun, K. Kim, J. Rhee, and J. Dubowik, *Physical Review B*, 77 (2008).
- Kudryavtsev, Y. V., V. N. Uvarov, V. A. Oksenenko, Y. P. Lee, J. B. Kim, Y. H. Hyun, K. W. Kim, J. Y. Rhee, and J. Dubowik, *Physical Review B*, 77 (2008).
- Lavine, J. M., *Physical Review*, 123 (1961).
- Lee, P.A., N. Nagaosa, and X.G. Wen, *Reviews of Modern Physics*, 57 (2006).
- Ležaić, M., P. Mavropoulos, J. Enkovaara, G. Bihlmayer, and S. Blügel, *Physical Review Letters*, 97 (2006).
- Loram, J., T. E. Whall, and P. J. Ford, *Physical Review B*, 2 (1970).
- Lund, S. M., J. W. Dong, J. Lu, X. Y. Dong, C. J. Palmstrom, and C. Leighton, *Applied Physics Letters*, 80 (2002).
- Luttinger, J. M. and W. Kohn, *Physical Review*, 97 (1955).
- Lyanda-Geller, Y., Y. S. Chun, M. Salamon, P. Goldbart, P. Han, Y. Tomioka, A. Asamitsu, and Y. Tokura, *Physical Review B*, 63 (2001).
- MacDonald, A.H. and Q. Niu, *Physics World*, 17 (2004).
- Mainkar, N., D. A. Brown, and J. Callaway, *Physical Review B*, 53 (2004).
- Majumdar, A. and L. Berger, *Physical Review B*, 7 (1973).
- Marazana, F.E., *Physical Review*, 160 (1967).

Mathon, J. and E. P. Wolfarth, *Proceedings of the Royal Society A*, 302 (1969).

Matl, P., N. P. Ong, Y. F. Yan, Y. Q. Li, D. Studebaker, T. Baum, and G. Doubinina, *Physical Review B*, 57 (1998).

Mavropoulos, P., I. Galanakis, V. Popescu, and P. H. Dederichs, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 16 (2004).

Mavropoulos, P., K. Sato, R. Zeller, and P. H. Dederichs, *Physical Review B*, 69 (2004).

Maxwell, J. C., *Treatise of Electricity and Magnetism*, Oxford, 1873.

Meissner, W. and B. Voigt, *Annalen der Physik*, 7 (1930).

Meservey, R. and P. M. Tedrow, *Journal of Applied Physics*, 42 (1971).

Miura, Y., K. Nagao, and M. Shirai, *Physical Review B*, 69 (2004).

Miura, Y., M. Shirai, and K. Nagao, *Journal of Applied Physics*, 99 (2006).

Miyasato, T., N. Abe, T. Fujii, A. Asamitsu, S. Onoda, Y. Onose, N. Nagaosa, and Y. Tokura, *Physical Review Letters*, 99 (2007).

Mott, N. F., *Advances in Physics*, 13 (1964).

Nagaosa, N., J. Sinova, A.H. Onoda S. and MacDonald, and N. P. Ong, *Review of Modern Physics*, 82 (2010).

Nakane, R., M. Tanaka, and S. Sugahara, *Applied Physics Letters*, 89 (2006).

Niculescu, V., T. J. Burch, K. Raj, and J. I. Budnick, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 5 (2006).

Nozieres, P. and C. Lewiner, *Journal of Physics (Paris)*, 34 (1973).

Obaida, M. Z., Ruhr-Universität Bochum, 2011.

Oersted, H. C., *Annalen der Physik und physikalischen Chemie*, Johann Ambrosius Barth, Leipzig, 1820.

Okamura, S., A. Miyazaki, S. Sugimoto, N. Tezuka, and K. Inomata, *Applied Physics Letters*, 86 (2005).

Onoda, S., N. Sugimoto, and N. Nagaosa, *Physical Review Letters*, 97 (2006).

Oogane, M., Y. Sakuraba, J. Nakata, H. Kubota, Y. Ando, A. Sakuma, and T. Miyazaki, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 39 (2006).

Otto, M. J., H. Feihl, R. A. M. van Woerden, J. Wijngaard, P. J. van der Valk, C. F. van Bruggen, and C. Haas, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 70 (1987).

Pandey, H. and R. C. Budhani, *arXiv.org* (2013).

Pauling, L. ., *Physical Review*, 54 (1938).

Pearson, W. B., *Philosophical Magazine*, 46 (1955).

- Perdew, J. P., J. A. Chevary, S. H. Vosko, K. A. Jackson, M. R. Pederson, D. J. Singh, and C. Fiolhais, *Physical Review B*, 46 (1992).
- Piccozi, A., A. Continenza, and A. J. Freeman, *Physical Review B*, 66 (2002).
- Picozzi, S., A. Continenza, and A. J. Freeman, *Physical Review B*, 69 (2004).
- Pippard, A. B., Cambridge University Press, Cambridge, England, 1989.
- Pugh, E.M., *Physical Review*, 36 (1930).
- Pugh, E.M. and T.W. Lippert, *Physical Review*, 42 (1932).
- Raphael, M. P., B. Ravel, Q. Huang, M. A. Willard, S. F. Cheng, B. N. Das, R. M. Stroud, K. M. Bussmann, J. H. Claassen, and V. G. Harris, *Physical Review B*, 66 (2002).
- Raquet, B., M. Viret, E. Sondergard, O. Cespedes, and R. Mamy, *Physical Review B*, 66 (2002).
- *Journal of Applied Physics*, 91 (2002).
- Rata, A. D., H. Braak, D. E. Bürgler, S. Cramm, and C. M. Schneider, *European Physical Journal B*, 52 (2006).
- Raychaudhuri, R., A. K. Nath, and R. Pinto, *Journal of Applied Physics*, 84 (1998).
- Ritchie, L., *Physical Review B*, 68 (2003).
- Sagar, J., H. Sukegawa, L. Lari, V. K. Lazarov, S. Mitani, K. O'Grady, and A. Hirohata, *Applied Physics Letters*, 101 (2012).
- Sakuraba, Y., *Journal of Applied Physics*, 44 (2005).
- Sargolzaei, M., M. Richter, K. Koepernik, I. Opahle, H. Eschrig, and I. Chaplygin, *Physical Review B*, 74 (2006).
- Schad, R., P. Belien, G. Verbanck, V.V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 10 (1998).
- Schebaum, O., D. Ebke, A. Niemeyer, G. Reiss, J. S. Moodera, and A. Thomas, *Journal of Applied Physics*, 107 (2010).
- Schmalhorst, J., S. Kämmerer, G. Reiss, and A. Hütten, *Applied Physics Letters*, 86 (2005).
- Schneider, H., Ch. Herbort, G. Jakob, H. Adrian, S. Wurmehl, and C. Felser, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40 (2007).
- Schneider, H., E. Vidal, G. Jakob, S. Chadov, G. Fecher, and C. Felser, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 322 (2010).
- Shiomi, Y., Y. Onose, and Y. Tokura, *Physical Review B*, 79 (2009).
- Singh, L. J., Z. H. Barber, Y. Miyoshi, W. R. Branford, and L. F. Cohen, *Journal of Applied Physics*, 95 (2004).
- Sinitzyn, N. A., *Journal of Physics: Condensed Matter*, 20 (2008).
- Skomski, R. and P. A. Dowben, *Europhysical Letters*, 58 (2002).

Slater, J. C., *Journal of Applied Physics*, 8 (1937).

Smit, A. W., *Physical Review B*, 32 (1911).

Smit, J., *Physica*, 21 (1955).

— *Physica*, 24 (1958).

— *Physica*, 24 (1958).

Spieß, L., G. Teichert, R. Schwarzer, H. Behnken, and C. Genzel, Vieweg+Teubner, 2005.

Stringfellow, M. W., *Proceedings of the Physical Society*, 1 (1968).

Suzuki, K. and P. M. Tedrow, *Physical Review B*, 58 (1998).

Takamura, Y., R. Nakane, and D Sugahara, *Journal of Applied Physics*, 107 (2010).

Taylor, G., A. Isin, and R. V. Coleman, *Physical Review*, 165 (1968).

Thomas, A., *Journal of Applied Physics*, 103 (2008).

Thomson, D.A., L.T. Romankiw, and A.F. Mayasas, *Institute of Electrical and Electronics Engineers Transaction on Magnetics*, 11 (1975).

Thomson, W., *Proceedings of the Royal Society London A*, 8 (1857).

Thornton, J. A., *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 4 (1986).

Tian, Y., L. Ye, and X. Jin, *Physical Review Letters*, 103 (2009).

Trudel, S., O. Gaier, J. Hamrle, and B. Hillebrands, *Journal of Applied Physics*, 43 (2010).

— *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43 (2010).

Ueda, K. and T. Moriya, *Journal of the Physical Society of Japan*, 39 (1975).

Valenzuela, S. O. and M. Tinkham, *Nature*, 442 (2006).

Venkateshvaran, D., W. Kaiser, A. Boger, M. Althammer, M. S. Ramachandra Rao, S. T. B. Goennenwein, M. Opel, and R. Gross, *Physical Review B*, 78 (2008).

Vilanova Vidal, E., H. Schneider, and G. Jakob, *Physical Review B*, 83 (2011).

Volkenshtein, N V, V P Dyakina, and V E Startsev, *Physica Status Solidi B*, 57 (1973).

Wang, W., E. Liu, Y. Du, J. Chen, and G. Wu, *arXiv.org* (2013).

Wang, X., J. R. Yates, I. Souza, and D. Vanderbilt, *Physical Review B*, 74 (2006).

Watts, S. M., S. Wirth, and S. von Molnar, *Physical Review B*, 61 (2000).

Webster, D. S. and M. J. R. Hoch, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 32 (2009).

Webster, P. J., *Contemporary Physics*, 10 (1969).

— *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 32 (1971).

Webster, P. J. and K. R. A. Ziebeck, Springer Berlin, 1988.



- White, G. K. and S. B. Woods, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 251 (1959).
- Wilson, A. H., *The theory of metals*, Cambridge University Press, 1965.
- Wulfmeier, H., Diplomarbeit, Universität Bielefeld, 2010.
- Wurmehl, S., G. H. Fecher, H. C. Kandpal, V. Ksenofontov, and C. Felser, *Applied Physics Letters*, 88 (2006).
- Wurmehl, S., G. H. Fecher, K. Kroth, F. Kronast, H. A. Dürr, Y. Takeda, Y. Saitoh, K. Kobayashi, H.-J. Lin, G. Schönhense, C. Felser, *Journal of Physics D:Applied Physics*, 39 (2006).
- Xiao, D., Y. Yao, Z. Fang, and Q. Niu, *Physical Review Letters*, 97 (2006).
- Yang, F. J., Y. Sakuraba, S. Kokado, A. Sakuma, and K. Takahashi, *Physical Review B*, 86 (2012).
- Yao, Y., L. Kleinmann, H. MacDonald, J. Sinova, T. Jungwirth, D.S. Wang, E. Wang, and Q Niu, *Physical Review Letters*, 92 (1984).
- Yet, J., Y.B. Kim, A.J. Millis, B.I. Shraimann, P. Majumdar, and Z. Tesanovic, *Physical Review Letters*, 83 (1999).
- Zhang, M., E. Brück, F. R. deBoer, Z. Li, and G. Wu, *Journal of Physics D:Applied Physics*, 37 (2004).
- Ziman, John M., *Philosophical Magazine*, 1 (1956).
- *Electrons and phonons: the theory of transport phenomena in solids*, OUP Oxford, 2001.

# Publikationen

## Erstautorpublikation

Inga-Mareen Imort, Patrick Thomas, Günter Reiss and Andy Thomas, *Anomalous Hall effect in the Co-based Heusler compounds  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  and  $\text{Co}_2\text{FeAl}$* , Journal of Applied Physics **111** 7 (2012).

Die Erstautorpublikation befindet sich am Ende dieses Kapitels.

## Koautorenpublikation

Manuel Glas, Daniel Ebke, Inga-Mareen Imort, Patrick Thomas and Günter Reiss, *Anomalous Hall effect in perpendicularly magnetized  $\text{Mn}_{3-x}\text{Ga}$  thin films*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **333** (2013).

Savio Fabretti, Patrick Thomas, Markus Meinert, Inga-Mareen Imort and Andy Thomas, *Fabrication of superconducting  $\text{MgB}_2$  thin films by magnetron co-sputtering on (001) $\text{MgO}$ -substrates*, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism **26** 5 (2013).

Mathias Weiler, Matthias Althammer, Franz D. Czeschka, Hans Huebl, Martin S. Wagner, Matthias Opel, Inga-Mareen Imort, Günter Reiss, Andy Thomas, Rudolf Gross and Sebastian T. B. Goennenwein, *Local Charge and Spin Currents in Magnetothermal Landscapes*, Physical Review Letters **108** (2012).

Franz Czeschka, Lukas Dreher, Martin S. Brandt, Mathias Weiler, Matthias Althammer, Inga-Mareen Imort, Günter Reiss, Andy Thomas, Wladimir Schoch, Wolfgang Limmer, Hans Huebl, Rudolf Gross and Sebastian T.B. Goennenwein, *Scaling behavior of the spin pumping effect in ferromagnet-platinum bilayers*, Physical

Review Letters **107** 4 (2011).

Mathias Weiler, Franz D. Czeschka, Andreas Brandlmaier, Inga-Mareen Imort, Günter Reiss, Andy Thomas, Georg Woltersdorf, Rudolf Gross and Sebastian T.B. Goennenwein, *Magnetic microstructures and magnetotransport in  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  Heusler compound thin films*, Applied Physics Letters **98** 4 (2011).

## *Konferenzbeiträge*

*Post-annealing effects in the Heusler compound  $\text{Co}_2\text{MnSi}$  revealed by magnetoresistance and anomalous Hall effect measurements* (Poster), DPG Frühjahrstagung 2013, Regensburg.

*Transport measurements in superconductor/Heusler bilayers* (Vortrag), DPG Frühjahrstagung 2012, Berlin.

*Anomalous Hall effect in the Co-based Heusler compounds  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  and  $\text{Co}_2\text{FeAl}$*  (Poster), MMM conference 2011, Arizona.

*Proper Scaling of the anomalous Hall effect in Heusler compounds* (Poster), DPG Frühjahrstagung 2011, Dresden.

*Anomalous Hall effect in Heusler compounds* (Poster), DPG Frühjahrstagung 2010, Regensburg.

## Anomalous Hall effect in the Co-based Heusler compounds $\text{Co}_2\text{FeSi}$ and $\text{Co}_2\text{FeAl}$

I.-M. Imort,<sup>a)</sup> P. Thomas, G. Reiss, and A. Thomas

*Thin Films and Physics of Nanostructures, Bielefeld University, Universitätsstrasse 25, Bielefeld, Nordrhein-Westfalen D-33615 Germany*

(Presented 3 November 2011; received 23 September 2011; accepted 28 November 2011; published online 12 March 2012)

The anomalous Hall effect (AHE) in the Heusler compounds  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  and  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  is studied in dependence of the annealing temperature to achieve a general comprehension of its origin. We have demonstrated that the crystal quality affected by annealing processes is a significant control parameter to tune the electrical resistivity  $\rho_{xx}$  as well as the anomalous Hall resistivity  $\rho_{ahe}$ . Analyzing the scaling behavior of  $\rho_{ahe}$  in terms of  $\rho_{xx}$  points to a temperature-dependent skew scattering as the dominant mechanism in both Heusler compounds. © 2012 American Institute of Physics. [doi:10.1063/1.3678323]

The Hall resistivity in ferromagnetic materials,  $\rho_{xy}$  receives an extra contribution from the spontaneous magnetization  $M$ , which empirically results in the general formula  $\rho_{xy} = R_o\mu_0H + R_s\mu_0M$ , where  $\mu_0H$  is the applied magnetic field. The coefficients  $R_o$  and  $R_s$  are characterized by the strength of the ordinary and anomalous Hall resistivity  $\rho_{ohe}$  and  $\rho_{ahe}$ . While the ordinary Hall effect<sup>1</sup> (OHE) is classically explained by the Lorentz force deflecting the moving charge carriers, the anomalous Hall effect<sup>2</sup> (AHE) has been a fundamental but controversially discussed aspect in solid-state physics since the 1950s. In several theories, both extrinsic and intrinsic mechanisms<sup>3</sup> have been proposed to be responsible for the AHE. The extrinsic origin of the AHE based on the skew scattering<sup>4,5</sup> and side jump mechanisms<sup>6</sup> has been ascribed to the asymmetric scattering of spin-polarized charge carriers in the presence of spin-orbit interaction whereas the intrinsic origin is closely associated with Berry phase effects of Bloch electrons.<sup>3-7</sup> In ferromagnetic materials a correlation between the anomalous Hall resistivity  $\rho_{ahe}$  and the electrical resistivity  $\rho_{xx}$  of the form  $\rho_{ahe} \propto \rho_{xx}^n$  has been established, where  $n$  depends on the dominant origin of the AHE in a given material:  $n = 2$  for an intrinsic mechanism<sup>3</sup> whereas  $n = 1$  or  $n = 2$  for the skew scattering<sup>4,5</sup> or the side jump mechanisms,<sup>6</sup> respectively. This correlation makes it possible to identify the predominant scattering mechanism. The superposition of all three contributions results in

$$\rho_{ahe} = a\rho_{xx} + b\rho_{xx}^2. \quad (1)$$

The coefficient  $a$  gains information about the skew scattering, while the coefficient  $b$  corresponds to both the side-jump and the intrinsic mechanisms. Due to the importance of the spin-degree of freedom in spintronic devices such as magnetic sensors or magnetic memories, the capability of the AHE to elucidate the impact of the spin-degree of freedom on the electrical charge transport has led to intense

research on the AHE in new materials. Prominent candidates to be integrated in spintronic devices are Co-based Heusler compounds<sup>8</sup> due to their predicted half-metallic behavior, i.e., 100% spin-polarization at the Fermi level, and the high Curie temperatures. In the present work, the influence of crystallographic defects and atomic disorder on the AHE in the compounds  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  and  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  is studied.

For the preparation of all layer stacks conventional dc/rf magnetron sputtering at room-temperature is used in a high vacuum system with a base pressure of  $1.0 \times 10^{-7}$  mbar and with a process pressure of  $1.5 \times 10^{-3}$  mbar of Ar as sputtering gas. All films were deposited on a 5 nm thick MgO film which was deposited on the MgO (001) substrate to improve the surface quality. Epitaxial thin films of  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  (CFS) and  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  (CFA) with a thickness of 20 nm were deposited from pure (99.95%) stoichiometric composition targets (Co 50%, Fe 25%, Si(Al) 25%). Finally, they were protected from ambient oxidation by a 1.8 nm thick MgO cover layer. After deposition, several layer stacks of both Heusler compounds were ex-situ annealed at temperatures in the range from 27 °C (as-prepared) up to 700 °C in order to initiate ordering and to manipulate the amount of defects. Their crystalline structure has been determined by x-ray diffraction ( $\theta - 2\theta$ ) scans. Using photolithographic techniques and Ar-ion beam etching the layer stacks were patterned into 80- $\mu\text{m}$ -wide and 200- $\mu\text{m}$ -long Hall bar structures in order to measure the electrical and transverse Hall resistivity simultaneously. Magnetotransport measurements were performed in the temperature range from 300 K down to 3 K and in a magnetic field of up to 4 T.

In Fig. 1(a) the XRD patterns of the layer stacks are presented for different annealing temperatures. The appearance of the (002) and (004) diffraction peaks in the patterns reveals the B2-type structure in  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  as well as in  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ . Providing information about the degree of atomic disorder, the intensity ratio  $I_{(002)}/I_{(004)}$  of the (002) and (004) diffraction peaks increases with rising annealing temperature in both Heusler compounds [see Fig. 1(b)]. This observation corresponds to a monotonous increase in crystallographic order on the Co-site of  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  or  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  in the

<sup>a)</sup>Author to whom correspondence should be addressed. Electronic mail: imort@physik.uni-bielefeld.de; www.spinelectronics.de.

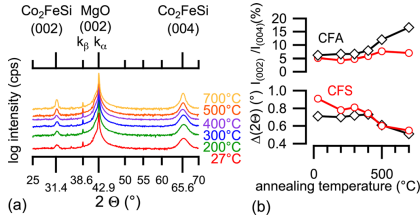


FIG. 1. (Color online) (a) XRD ( $\theta - 2\theta$ ) scans of CFS at different annealing temperatures. (b) Intensity ratio  $I_{(002)}/I_{(004)}$  and width of the (002) diffraction peak  $\Delta(2\theta_{(002)})$  as a function of annealing temperature for both CFS (red circle) and CFA (black square).

temperature range from 300 °C to 700 °C. The structural refinement is additionally proven by the width of the (002) diffraction peak  $\Delta(2\theta_{(002)})$  that becomes narrower with increasing annealing temperature and reaches a value of 0.55° for Co<sub>2</sub>FeSi and 0.51° for Co<sub>2</sub>FeAl at 700 °C.<sup>9</sup>

According to Matthiessen’s rule, the electrical resistivity  $\rho_{xx}(T)$  displayed in Fig. 2(a) can be separated into a temperature-independent resistivity  $\rho_{xx0}$  below 20 K and a temperature-dependent resistivity  $\rho_{xxT}(T)$ , defined by

$$\rho_{xx}(T) = \rho_{xx0} + \rho_{xxT}(T). \quad (2)$$

The residual resistivity  $\rho_{xx0}$  is caused by the scattering at impurities and atomic disorder, while the scattering on lattice vibrations (phonons) and spin disorder (magnons) dominate  $\rho_{xxT}(T)$  at higher temperatures. Above 100 K the resistivity curves show the characteristic weak and linear temperature dependence of Co-based Heusler compounds.<sup>10</sup> With increasing annealing temperature a strong decrease of the resistivity can be observed except for the 200 °C annealed layer stack. For Co<sub>2</sub>FeAl the values of the resistivity show a similar tendency. As it can be seen in Fig. 2(b) an increase of defect concentration can be directly derived from the enhancement of the residual resistivity  $\rho_{xx0}$  for layer stacks annealed at temperatures smaller than 500 °C (Co<sub>2</sub>FeSi) or 700 °C (Co<sub>2</sub>FeAl). The residual resistivity ratio RRR = ( $\rho_{xx}(300K)/\rho_{xx}(3K)$ ) as a qualitative tool to identify the degree of atomic disorder and lattice defect is displayed in Fig. 2 as function of the annealing temperature for both Co<sub>2</sub>FeSi and Co<sub>2</sub>FeAl. The RRR starts to increase above an

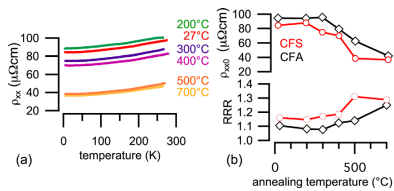


FIG. 2. (Color online) (a) Electrical resistivity  $\rho_{xx}(T)$  for CFS films annealed at different temperatures. (b) Residual resistivity  $\rho_{xx0}$  and RRR values as function of annealing temperature for CFS (red circle) and CFA (black squares).

annealing temperature of 200 °C (Co<sub>2</sub>FeSi) or 300 °C (Co<sub>2</sub>FeAl). For Co<sub>2</sub>FeSi the RRR reaches a maximum of 1.3 at 500 °C and decreases again for larger annealing temperature. The values of RRR for both compounds are comparable to literature values in the range of 1.2 to 1.4 for sputtered Heusler compounds.<sup>11,12</sup> The enhancement of RRR with the annealing temperature can be explained by an improvement of crystallographic order and, hence, a reduction of defect concentration in the Heusler lattice. The differences in the RRR of both compounds [Fig. 2(b)] hints to a larger defect concentration in Co<sub>2</sub>FeAl as compared with Co<sub>2</sub>FeSi.

In Fig. 3(a) the magnetic field dependence of the Hall resistivity  $\rho_{xy}(\mu_0H)$  is shown for the as-prepared (27 °C) layer stack at several temperatures. The values of  $\rho_{ahe}$  corresponding to each temperature can be extracted by extrapolation of the  $\rho_{xy}(\mu_0H)$  data curves taken from the high back to zero field. As it is shown in Fig. 3 the values of  $\rho_{ahe}$  reveal only a weak temperature dependence. Conversely,  $\rho_{ahe}$  measured at room-temperature strongly changes with the annealing temperature from 1.436  $\mu\Omega\text{cm}$  at 27 °C down to 0.219  $\mu\Omega\text{cm}$  at 700 °C. Figure 4 represents  $\rho_{ahe}(T)$  versus  $\rho_{xx}(T)$  for different annealing temperatures in the range from 27 °C up to 700 °C. Each point corresponds to one measuring temperature for Co<sub>2</sub>FeSi (Fig. 4(a)) and Co<sub>2</sub>FeAl (Fig. 4(b)).

The obvious correlation between the crystal quality characterized by  $\rho_{xx}(T)$  and  $\rho_{ahe}(T)$  suggests the presence of scattering mechanisms in both resistivities caused by defect concentration and atomic disorder. Therefore, the scaling behavior between  $\rho_{ahe}(T)$  and  $\rho_{xx}(T)$  can be investigated in order to provide information about the dominant scattering mechanism responsible for the appearance of the underlying anomalous Hall effect.<sup>13</sup>

The following discussion is based on the data analysis by Vidal *et al.*<sup>14–16</sup> Taking into account the scaling behavior of both resistivities (see Fig. 4), the effect of different scattering mechanisms is analyzed. The anomalous Hall resistivity  $\rho_{ahe}(T)$  reveals an almost identical temperature dependence as the electrical resistivity  $\rho_{xx}(T)$ . According to the temperature-dependent separation of  $\rho_{xx}(T)$  [see Eq. (2)], the anomalous Hall resistivity  $\rho_{ahe}(T)$  defined in Eq. (1) can be divided in an analogous way

$$\rho_{ahe} = \rho_{ahe,0} + (a + 2b\rho_{xx0})\rho_{xxT} + b\rho_{xxT}^2, \quad (3)$$

where  $\rho_{ahe,0} = (a\rho_{xx0} + b\rho_{xx0}^2)$  describes the residual anomalous Hall resistivity. Below 20 K both  $\rho_{xx}$  and  $\rho_{ahe}$  are approximately constant, while above both increase. This observation enables a detailed analysis of the temperature dependence by subtraction of the temperature-dependent ( $T_h$ ) and temperature-independent ( $T_0$ ) data, where the  $T_0$  data

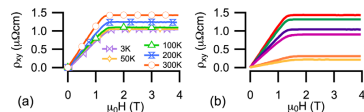


FIG. 3. (Color online) (a)  $\rho_{xy}(\mu_0H)$  at selected temperatures is shown for the as-prepared (27 °C) CFS layer stack. (b) Annealing temperature dependence of the room-temperature  $\rho_{xy}(\mu_0H)$  of CFS layer stacks.

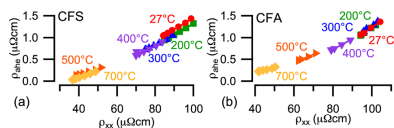


FIG. 4. (Color online)  $\rho_{ahc}(T)$  vs  $\rho_{xx}(T)$  for different annealing temperatures for (a) CFS and (b) CFA.

corresponds to the data at 20 K. This involves the following expression

$$\Delta\rho_{ahc} = (a + 2b\rho_{xx0})\Delta\rho_{xxT} + b\Delta\rho_{xxT}^2. \quad (4)$$

To simplify Eq. (4), the rescaled electrical and anomalous Hall resistivity are defined by  $\Delta\rho_{xxT} = \rho_{xxT}(T_h) - \rho_{xxT}(T_0)$  and  $\Delta\rho_{ahc} = \rho_{ahc}(T_h) - \rho_{ahc}(T_0)$ . In Fig. 5 the rescaled quantities are plotted for various annealing temperatures. Within the experimental errors, all rescaled data curves for  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  have the same slope except the data curves for 500 °C and 700 °C annealing temperature. The common slope of these two data curves is marginally smaller compared to those of the other annealing temperatures. For  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  both parameters  $a$  and  $b$  obtained by fitting of Eq. (4) to the data monotonously decrease with increasing annealing temperature. In contrast to this, for  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  the data for annealing temperatures of 27 °C, 200 °C and 300 °C coincide, while the slope of the curves for larger annealing temperatures decreases. Above 300 °C the scattering parameter  $a$  increases with annealing temperature whereas the parameter  $b$  decreases. The rescaled data curves for both  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  and  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  exhibit an approximately linear relation between  $\Delta\rho_{ahc}$  and  $\Delta\rho_{xx}$ . As a result, the skew scattering mechanism can be supposed to be dominant in both Heusler compounds. Below an annealing temperature of 300 °C in  $\text{Co}_2\text{FeAl}$  or 400 °C in  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  the skew scattering mechanism appears to be weakly affected by the temperature [see Figs. 5(b) and 5(d)]. From the fitting procedure, it is clearly visible that the values of the scattering parameter  $b$  are of the order of  $10^{-4}(\mu\Omega\text{cm})^{-1}$ . Taking into account the residual resistivity  $\rho_{xx0}$  of the order  $10^1(\mu\Omega\text{cm})$ , the linear coefficient in Eq. (4) ( $a + 2b\rho_{xx0}$ )  $\approx 10^{-2}$  is dominated by the skew scattering parameter  $a$ . The temperature dependence of the skew scattering, however, indicates that the scattering centers are not mainly crystal defects, because this would lead to a temperature independent contribution. In contrast, scattering at phonons and magnons is strongly temperature dependent. We thus conclude, that as magnetic scattering phenomenon, the scattering at magnons is more likely to be responsible for the observed temperature dependent  $\rho_{ahc}(T)$  than phonon scattering.<sup>17</sup>

In conclusion, we have performed a systematic study of the AHE in the Co-based Heusler compounds  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  and

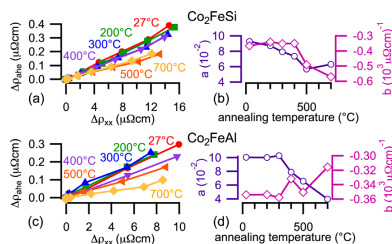


FIG. 5. (Color online) (left)  $\Delta\rho_{ahc}$  vs  $\Delta\rho_{xx}$  for (a) CFS and (c) CFA. (right) Linear parameter  $a$  (purple squares) and quadratic parameter  $b$  (pink circles) against annealing temperature for (b) CFS and (d) CFA.

$\text{Co}_2\text{FeAl}$ . The crystallographic quality varied by the annealing temperature reveals to be a convenient control parameter tuning the electrical as well as the anomalous Hall resistivity  $\rho_{xx}(T)$  and  $\rho_{ahc}(T)$  in both Heusler compounds. Based on this idea, skew scattering at magnons could be identified as main reason for the temperature dependent anomalous Hall effect in  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  and  $\text{Co}_2\text{FeAl}$ .

A.T. and I.-M.I. are supported by the NRW MIWF. G.R. and I.-M.I. were supported by the DFG priority program SpinCat.

<sup>1</sup>E. H. Hall, *Am. J. Math.* **2**, 287 (1879).

<sup>2</sup>E. H. Hall, "On the new action of magnetism on a permanent electric current," Ph.D. thesis, (Johns Hopkins University, 1880).

<sup>3</sup>R. Karplus and J. M. Luttinger, *Phys. Rev.* **95**, 1154 (1954).

<sup>4</sup>J. M. Luttinger and W. Kohn, *Phys. Rev.* **97**, 869 (1955).

<sup>5</sup>J. Smit, *Physica* **24**, 39 (1958).

<sup>6</sup>L. Berger, *Phys. Rev. B* **2**, 4559 (1970).

<sup>7</sup>M. V. Berry, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **392** (1984).

<sup>8</sup>B. Balke, S. Wurmehl, G. Fecher, C. Felser, and J. Kübler, *Sci. Technol. Adv. Mater.* **9**, 014102 (2008).

<sup>9</sup>V. Ksenofontov, C. Herbolt, M. Jourdan, and C. Felser, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 262501 (2008).

<sup>10</sup>G. Jakob, F. Casper, V. Beaumont, S. Falk, N. Auth, H.-J. Elmers, C. Felser, and H. Adrian, *J. Magn. Magn. Mater.* **290-291**, 1104 (2005).

<sup>11</sup>M. P. Raphael, B. Ravel, Q. Huang, M. A. Willard, S. F. Cheng, B. N. Das, R. M. Stroud, K. M. Bussmann, J. H. Claassen, and V. G. Harris, *Phys. Rev. B* **66**, 104429 (2002).

<sup>12</sup>U. Geiersbach, A. Bergmann, and K. Westerholt, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 546 (2002).

<sup>13</sup>Y. Tian, L. Ye, and X. Jin, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 087206 (2009).

<sup>14</sup>E. Vilanova Vidal, H. Schneider, and G. Jakob, *Phys. Rev. B* **83**, 174410 (2011).

<sup>15</sup>A. Gerber, A. Milner, A. Finkler, M. Karpovskii, L. Goldsmith, J. Tuailon-Combes, O. Boisson, P. Melinon, and A. Perez, *Phys. Rev. B* **69**, 224403 (2004).

<sup>16</sup>A. Gerber, A. Milner, M. Karpovskii, B. Lemke, H. U. Habermeier, J. Tuailon-Combes, M. Négrier, O. Boisson, P. Melinon, and A. Perez, *J. Magn. Magn. Mater.* **242-245**, 90 (2002).

<sup>17</sup>D. Ebke, V. Drewello, M. Schäfers, G. Reiss, and A. Thomas, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 232510 (2009).



# Anhang

## Röntgenbeugung (XRD)

Die Röntgenbeugung (engl.: X-Ray Diffraction (XRD)) gehört zu den Standardmethoden in der Strukturanalyse dünner Filme und ermöglicht neben der Bestimmung von Dicke, Orientierung und Textur der deponierten Filme auch qualitative Aussagen über die atomare Ordnung innerhalb der Kristallgitter.

Bei der XRD-Messung werden die Röntgenstrahlen an benachbarten Kristallebenen reflektiert und die daraus resultierenden Reflexe interferieren miteinander im Detektor.

Die Bedingung für konstruktive Interferenz zweier monochromatischer Röntgenstrahlen mit der Wellenlänge  $\lambda$ , die an aufeinander folgenden Gitterebenen mit dem Abstand  $d_{hkl}$  in Richtung von  $(hkl)$  unter einem Winkel  $\theta_{hkl}$  reflektiert werden, wird durch die BRAGG-GLEICHUNG<sup>263</sup>

$$n\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta_{hkl} \quad (45)$$

beschrieben, wobei  $n$  eine ganze Zahl darstellt (vgl. Abb. 168).<sup>264</sup> Aufgrund von lokalen Unordnungen und Kristalldefekten sind auch destruktive Interferenzen im nach BRAGG idealisierten Interferenzmuster möglich. Diese destruktiven Interferenzerscheinungen werden in dem *Strukturfaktor*  $F_{hkl}$  berücksichtigt, welcher durch die resultierenden Reflexe in  $(hkl)$ -Richtung charakterisiert wird und über die Beziehung

$$|F_{hkl}|^2 \propto I_{hkl} \quad (46)$$

mit der gemessenen Intensität  $I_{hkl}$  verknüpft ist. Die erhaltenen Reflexintensitäten spiegeln damit in grober Näherung den Grad der Textur der untersuchten Filme wieder.

Um die in den XRD-Diffraktogrammen erlaubten Reflexe berechnen zu können, muss die exakte Verteilung der Atome innerhalb der Einheitszelle in die Bestimmung von  $F_{hkl}$  mit einbezogen

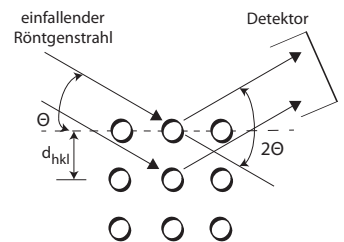


Abbildung 168: Schematische Darstellung der Röntgenbeugung.

<sup>263</sup> N. W. Ashcroft et al., Science: Physics, Saunders College, 1976

<sup>264</sup> Millerschen Indizes  $(hkl)$  repräsentieren die Lage einer Ebenenschar im reziproken Gitter.



werden, so dass  $F_{hkl}$  schließlich in der allgemeinen Form von

$$F_{hkl} = \sum_{m=1}^N f_m \exp(2\pi i (hu_m + kv_m + lw_m)) \quad (47)$$

resultiert. Dabei beschreiben  $u_m$ ,  $v_m$  und  $w_m$  die Positionen des  $m$ -ten Atoms innerhalb der Einheitszelle.  $f_m$  wird als *atomarer Streufaktor* bezeichnet und  $N$  gibt die Anzahl der Atome pro Einheitszelle wieder.<sup>265</sup>

<sup>265</sup> B. D. Cullity, Addison-Wesley, Reading, MA (1956)

## Elektrischer Transport in einem Festkörper

In einem perfekt periodischen Kristallgitter können sich die Elektronen unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes störungsfrei ausbreiten. Dieser Zustand ist jedoch in der Natur nicht zu realisieren, so dass bereits kleine Abweichungen von der strengen Periodizität des Kristallgitters den Elektronentransport durch dieses Gefüge erheblich stören können.

Zur Beschreibung des Elektronentransportes existieren drei charakteristische Längen, die *mittlere freie Weglänge*  $\ell$ , die *Fermi-Wellenlänge*  $\lambda_F$  und die *Phasenkohärenzlänge*  $\ell_\phi$ .<sup>266</sup>

<sup>266</sup> Die mittleren freien Weglängen sind hier identisch mit den Streulängen.

Während  $\ell$  die mittlere Entfernung zwischen zwei (elastischen oder inelastischen) Stößen beschreibt, kennzeichnet  $\ell_\phi$  - quantenmechanisch betrachtet - die mittlere Distanz, auf der eine Elektronenwelle ihre Phaseninformation verloren hat und  $\lambda_F$  definiert die Wellenlänge der Strom tragenden Elektronen.

Gemäß der quasi-klassischen Betrachtung nach BOLTZMANN kann der *spezifische Widerstand* wie folgt definiert werden:<sup>267</sup>

$$\rho(T) = \frac{m_e^* v_F}{n e^2 \ell(T)} \quad (48)$$

<sup>267</sup> J. M. Ziman, OUP Oxford, 2001

Dabei beschreibt  $m_e^*$  die effektive Masse,  $n$  die Ladungsträgerdichte,  $e$  die Elementarladung und  $v_F$  die Fermi-Geschwindigkeit der Elektronen beschreibt.

Bei tiefen Temperaturen stimmt die mittlere freie Weglänge  $\ell(T \approx 0\text{K})$  näherungsweise mit der elastischen Streulänge  $\ell_{el}$  überein, die von der Störstellenkonzentration im Material abhängt. Für polykristalline Materialien kann  $\ell_{el}$  mit der mittleren Kristallitgröße  $L_{Kрист.}$  abgeschätzt werden.

Die quasi-klassische Betrachtungsweise des Elektronentransportes verliert für  $\lambda_F \sim \ell_{inel}$  ihre Gültigkeit und der Wellencharakter der Elektronen muss berücksichtigt werden, der insbesondere in mesoskopischen Systemen und bei tiefen Temperaturen

eine wesentliche Rolle für den elektronischen Transport spielt.<sup>268</sup> Bei tiefen Temperaturen dominieren phasenerhaltende, d.h. elastische Streuprozesse, in dessen Folge die Elektronenwellen vor dem Eintritt einer Phasenbrechung vielfach elastisch gestreut werden können, d.h.  $\ell_{el.} \ll \ell_{\phi}$ . Der Elektronentransport, in welchem die Elektronen ausschließlich an elastischen, phasenerhaltenden Streuprozessen teilnehmen, wird als *phasenkohärent* bezeichnet (vgl. Abb. 169). In diesen Transportregimen können *Quanteninterferenzeffekte* auftreten, die den elektronischen Transport beträchtlich beeinflussen können.<sup>269</sup>

Kristallographische Unordnung innerhalb des Festkörpers kann aufgrund der damit verbundenen kleinen mittleren freien Weglänge  $\ell$  ein mögliches Auftreten von Quanteninterferenzphänomenen, wie beispielsweise der *schwachen Lokalisation* begünstigen, welche noch zu einem späteren Zeitpunkt ausgiebig thematisiert wird.

In der Realität treten eine Fülle von physikalischen Phänomenen in Erscheinung, die Kollisionen der Elektronen mit dem gestörten Kristallgitter und damit verbunden, eine endliche *elektrische Leitfähigkeit*  $\sigma$  bewirken können. Diese Störungen können darüber hinaus in statische und dynamische Störungen klassifiziert werden:

- *statische Störungen* aufgrund struktureller Defekte im Kristallgitter (Fremdatome, Leerstellen, Versetzungen, Korngrenzen etc.).
- *dynamische Störungen* aufgrund thermischer Anregung (Gitterschwingung, Phononen), Spinunordnung (Magnonen), Wechselwirkungen zwischen den Elektronen oder Quanteninterferenzeffekten.

Die aus den Störungen resultierenden Elektronen-Streuprozesse führen mit einer ihr eigenen, charakteristischen Temperaturabhängigkeit zu unterschiedlichen *Widerstandsbeiträgen*, die gemäß der MATTHIESEN REGEL im *spezifischen Widerstand*  $\rho$

$$\rho = \rho_{stat.} + \rho_{dyn.} = \rho_0 + \rho_{phon.}(T) + \rho_{magn.}(T) + \rho_e(T) + \dots \quad (49)$$

zusammengefasst werden können.<sup>270</sup>

Der statische Widerstand  $\rho_{stat.}$  dominiert lediglich bei sehr tiefen Temperaturen, weshalb sich für ihn auch die Bezeichnung *Restwiderstand*  $\rho_0 = \rho(T \approx 0 \text{ K})$  eingebürgert hat.<sup>271</sup>

<sup>268</sup> Mesoskopische Systeme sind Systeme, die den Übergang von klassischen zu quantenmechanischen Systemen beschreiben.

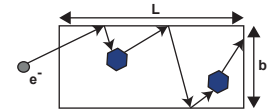


Abbildung 169: Schematische Darstellung des phasenkohärenten Transportes. Die blauen Sechsecke symbolisieren elastische Streuzentren.

<sup>269</sup> H. Ibach et al., Springer-Verlag, 2009

<sup>270</sup> Der *elektrische Widerstand*  $R$  gibt an, welche Spannung notwendig ist, um einen elektrischer Strom durch einen Leiter zu transportieren, während  $\rho(T)$  eine Eigenschaft des Leiters darstellt. Im Folgenden wird  $\rho(T)$  der Einfachheit halber als (elektrischer) Widerstand bezeichnet.

<sup>271</sup> N. W. Ashcroft et al., Science: Physics, Saunders College, 1976

## Phononen-Streuung

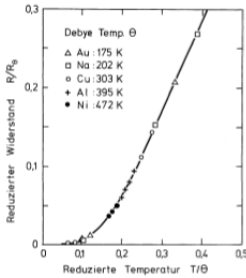


Abbildung 170: Auftragung des reduzierten Widerstandes ( $R/R_{\Theta_D}$ ) als Funktion der reduzierten Temperatur  $T/\Theta_D$  für verschiedene Metalle. Die durchgezogene Linie spiegelt die Resultate exakter Berechnungen wieder.

<sup>272</sup> J. M. Ziman, *Philosophical Magazine* **1** (1956) J. M. Ziman, OUP Oxford, 2001

<sup>273</sup> G. Czycholl, Springer-Verlag, 2008

Die Wechselwirkung der Leitungselektronen mit den thermischen Fluktuationen des Kristallgitters, sogenannten *Phononen*, ruft *Elektron-Phonon-Streuprozesse* hervor. Die spezielle Dynamik der Phononen wird durch die charakteristische **DEBYE-TEMPERATUR**  $\Theta_D$  bestimmt.

Der *phononische* Beitrag der Streuprozesse zum Widerstand von normalen Metallen kann mittels der **BLOCH-GRÜNEISEN-THEORIE** durch

$$\rho_{\text{phonon}}(T) = A \left( \frac{T}{\Theta_D} \right)^5 \int_0^{\Theta_D/T} \frac{x^5}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})} dx \quad (50)$$

berechnet werden, wobei die Konstante  $A$  ein Maß für die Stärke der Elektron-Phonon-Streuung darstellt.<sup>272</sup>

Die Wahrscheinlichkeit für derartige Streuprozesse wird maßgeblich durch die Anzahl der Phononen charakterisiert.

Oberhalb von  $\Theta_D$  wächst die Anzahl der Phononen und damit verbunden die Elektron-Phonon-Streuprozesse linear mit der Temperatur an. Unterhalb von  $\Theta_D$  skalieren die Elektron-Phonon-Streuprozesse mit  $T^3$  und bei tiefen Temperaturen können diese Streuprozesse schließlich gemäß des **BLOCH-GESETZES** durch eine  $T^5$ -Proportionalität charakterisiert werden:<sup>273</sup>

$$\rho_{\text{Phonon}}(T) \propto \begin{cases} \text{const.} & \text{für } T \approx 0 \text{ K} \\ T^5 & \text{für } T \ll \Theta_D \\ T^3 & \text{für } T < \Theta_D \\ T & \text{für } T > \Theta_D \end{cases} \quad (51)$$

Diese Gesetzmäßigkeit ist, wie in *Abbildung 170* zu erkennen, für eine Reihe von Metallen gut erfüllt. Darüber hinaus kann der lineare Anstieg des Widerstandes  $R(T)$  für höhere Temperaturen gut beobachtet werden.<sup>274</sup>

Die Herleitung der **BLOCH-GRÜNEISEN FORMEL** basiert auf der Einzelband-Bloch-Theorie, wonach lediglich phononische Streuprozesse innerhalb eines Energiebandes (*Intraband-Übergänge*) berücksichtigt werden. Für die Beschreibung von Streuprozessen zwischen verschiedenen Energiebändern (*Interband-Übergänge*) oder Effekten von Phonon-Umklapp-Prozessen ist die **BLOCH-GRÜNEISEN-THEORIE** stets ungeeignet.

Im Gegensatz zu normalen Metallen besitzen 3d-Übergangsmetalle und deren Legierungen überlappende s- und d-Energiebänder an der Fermi-Kante, so dass neben Streuprozessen innerhalb

<sup>274</sup> H. Ibach et al., Springer-Verlag, 2009

des s-Bandes (s-s-Übergänge) auch Prozesse durch s-d Übergänge einen phononischen Widerstandsbeitrag liefern können, so dass besonders bei diesen Materialien teilweise beträchtliche Abweichungen von der BLOCH-GRÜNEISEN FORMEL gefunden werden können (vgl. Gl. 51).<sup>275</sup>

Die Phononenstreuung durch s-d-Übergänge wurde zuerst von Sir N.F. MOTT als Hauptquelle des elektrischen Widerstandes für nicht-magnetische Materialien vorgeschlagen, wonach die aus s-d Übergängen resultierenden Streubeiträge die aus den s-s-Übergängen deutlich dominieren sollten.<sup>276</sup>

Wilson konnte im Jahre 1938 in den Übergangsmetallen Mn, Pt und Pd bei tiefen Temperaturen ein  $T^3$ -Verhalten beobachten, welches über einen breiten Temperaturbereich unverändert blieb. Oberhalb der Debye-Temperatur  $\Theta_D$  zeigten diese Materialien hingegen lineare Temperaturabhängigkeiten, die mit der Einzelband-Bloch-Theorie vergleichbar waren (vgl. Gl. 52).<sup>282</sup>

$$\rho_{\text{Phonon},3d}(T) \propto \begin{cases} \text{const.} & \text{für } T \approx 0 \text{ K} \\ T^3 & \text{für } T \ll \Theta_D \\ T & \text{für } T > \Theta_D \end{cases} \quad (52)$$

Basierend auf seinen Beobachtungen modifizierte Wilson die BLOCH-GRÜNEISEN-FORMEL für phononische s-d-Streuungen von 3d-Übergangsmetallen, indem er in Gleichung 50 anstatt des Wertes 5 für den Exponenten den Wert 3 verwendete. Die daraus resultierende Formel wird als BLOCH-WILSON-FORMEL bezeichnet. In Tabelle 8 werden die  $\Theta_D$ -Werte der 3d-Ferromagneten Co und Fe mit dem  $\Theta_D$ -Wert von  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  verglichen.<sup>277</sup>

### Magnonen-Streuung

In einem konventionellen Ferromagneten bilden die perfekt parallel zueinander ausgerichteten, lokalen magnetischen Momente in der Nähe des absoluten Temperatur-Nullpunktes ein streng periodisches Spingitter aus, durch das sich die Elektronen störungsfrei bewegen können.

Mit zunehmender Temperatur wird die strenge Periodizität des Spingitters erheblich durch thermisch angeregte Fluktuationen der Spins, sogenannten *Spinwellen*, gestört.

Diese Spinwellen stellen niederenergetische, elementare Anregungszustände von gekoppelten Spins in einem ferromagnetischen System dar.

<sup>275</sup> A. H. Wilson, Cambridge University Press, 1965

<sup>276</sup> N. F. Mott, *Advances in Physics* **13** (1964)

Material	$\Theta_D$ (K)
Fe	470
Co	385
$\text{Co}_2\text{FeSi}$	332

Tabelle 8: Vergleich von  $\Theta_D$  für drei ferromagnetische Materialien.

<sup>277</sup> N. W. Ashcroft et al., *Science: Physics*, Saunders College, 1976, D. Bombor et al., *Physical Review Letters* **110** (2013)

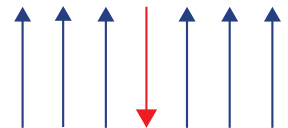


Abbildung 171: Schematische Darstellung eines Ein-Spin-Umklapp-Prozesses.

In einer naiven Betrachtungsweise würde das Umklappen eines einzelnen Spins aus einem  $z+1$ -Spinsystem als energetisch niedrigste Anregungsform interpretiert werden können (vgl. Abb. 171). Für diesen Umklapp-Prozess ist aufgrund der starken Spin-Kopplung jedoch eine Austauschwechselwirkungsenergie  $\Delta E = zJS^2$  notwendig, die im Tieftemperaturbereich durch thermische Energien  $E = k_B T$  schwer aufgebracht werden kann.<sup>278</sup>

Im Jahre 1930 entdeckte BLOCH die Existenz *kollektiver Spin-Anregungszustände* in ferromagnetischen Systemen, die man sich anschaulich als auf Kegelmänteln präzedierende, mit einem konstanten Phasenverschiebungswinkel ausgestattete Spinvektoren vorstellen kann und deren Anregungsenergien um ein Vielfaches geringer waren als die zum Umklappen eines einzelnen Spins notwendigen Energien (vgl. Abb. 172).<sup>279</sup>

Diese kollektiven Spinwellen können als *Magnonen* bezeichnet werden - in Analogie zu den Phononen als quantisierte Gitterschwingungen. Im Tieftemperaturbereich sind lediglich Magnonen mit geringen Anregungsenergien vorhanden, die mit zunehmender Anzahl  $n_{\text{mag}}$  aufgrund der Präzessionsbewegung der einzelnen Spins den effektiven Gesamtspin  $S$  und damit verbunden die *spontane Magnetisierung*  $M_S$  reduzieren.

Gemäß des BLOCHSCHEN  $T^{3/2}$ -GESETZES kann der Temperaturverlauf der Magnetisierung  $M_S$  eines Ferromagneten durch

$$M_S(T) \propto n_{\text{mag}}(T) \propto \left( \frac{k_B T}{2JS} \right)^{3/2} \quad (53)$$

charakterisiert werden, wobei  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $J$  das *Austauschintegral* repräsentieren.

Dieser theoretisch vorhergesagte Temperaturverlauf der Magnetisierung  $M_S$  liegt im Temperaturbereich  $T \leq 60 \text{ K}$  in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen.<sup>280</sup> Auf dem Weg durch das gestörte Spingitter werden die Leitungselektronen vielfach an diesen Magnonen infolge der Austauschwechselwirkung inelastisch gestreut. Diese inelastischen Streuprozesse gehen mit einem Spin-Flip der Leitungselektronen einher, an die eine gleichzeitige Änderung der Spinorientierung der Magnonen gekoppelt ist, infolgedessen ständig neue Magnonen vernichtet oder erzeugt werden.

Eine antiparallele Ausrichtung der Leitungselektronen- und Magnonen-Spins zueinander ist allerdings notwendig um Spin-Flip-Prozesse aufgrund der Spinerhaltung realisieren zu können. Da die Energien der streuenden Magnonen und damit auch der Betrag des Wellenvektors  $\vec{q}$  von der Temperatur abhängen, muss

<sup>278</sup> Die Austausch-Energie  $\Delta E \approx k_B T_C$  bestimmt gerade die Curie-Temperatur  $T_C$ .

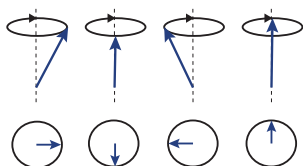


Abbildung 172: Schematische Darstellung einer kollektiven Spinanregung.

<sup>279</sup> F. Bloch, Z. Physik **61** (1930)

<sup>280</sup> B. E. Argyle et al., Physical Review **132** (1963)  
F. Bloch, Z. Physik **61** (1930)

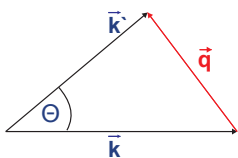


Abbildung 173: Schematische Darstellung der Streuung um Winkel  $\Theta$  zwischen Wellenvektoren  $\vec{k}$  und  $\vec{k}'$  vor und nach dem Stoß.

auch der Streuwinkel  $\Theta$  mit der Temperatur veränderlich sein. Für Temperaturen nahe 60 K erfolgt die Elektron-Magnon-Streuung um große Winkel, so dass sich der zugehörige *magnonische Widerstandsbeitrag*  $\rho_{\text{mag}}$  direkt proportional zur Anzahl der angeregten Magnonen  $n_{\text{mag}}$  gemäß

$$\rho_{\text{mag}}(T) \propto n_{\text{mag}}(T) \propto T^{3/2} \quad (54)$$

verhält.<sup>281</sup>

Bei Temperaturen nahe des absoluten Temperatur-Nullpunktes kann sich die Streuung hingegen nur noch um kleine Winkel aufgrund der kleineren Magnonen-Impulse abspielen, so dass der Widerstandsbeitrag  $\rho_{\text{mag}}$  in Gleichung 54 zusätzlich mit einem Gewichtungsfaktor  $(1 - \cos \Theta)$  versehen werden muss (vgl. Abb. 173). Dieser Gewichtungsfaktor ist für die Elektron-Magnon-Streuung gerade proportional zu  $T^{1/2}$ , wodurch die zugehörige Temperaturabhängigkeit von  $\rho_{\text{mag}}$  mittels

$$\rho_{\text{mag}}(T) \propto n_{\text{mag}}(T) \propto T^{3/2} \cdot T^{1/2} = T^2 \quad (55)$$

abgeschätzt werden kann.<sup>282</sup>

In der Literatur wurde dem magnonischen Widerstandsbeitrag in Fe, Co und Ni für Temperaturen unterhalb von 20 K eine  $T^2$ -Proportionalität zugeordnet, welche im Jahre 1978 von Isshiki und Igaki bis auf den Raumtemperatur-Bereich ausgeweitet werden konnte.<sup>283</sup>

### Elektron-Elektron-Streuung

In einem Festkörper sollte die Wahrscheinlichkeit für Elektron-Elektron-Streuprozesse aufgrund der starken Coloumb-Wechselwirkung und der hohen Elektronendichte in der Größenordnung eines Elektrons pro Elementarzelle sehr hoch sein.

Das Pauli-Ausschlussprinzip spielt jedoch bei derartigen Streuprozessen eine dominierende Rolle, welche in einer Reduzierung der zugehörigen Streuraten zum Ausdruck kommt.

Zur Illustration dieses Sachverhaltes betrachtet man die Streuung zwischen einem angeregten Elektron (1), dessen Energie  $\epsilon_1$  oberhalb der Fermi-Energie  $\epsilon_F$  liegt, und einem Elektron (2) innerhalb der Fermi-Kugel mit  $\epsilon_2 < \epsilon_F$ . Die beiden Elektronen (1) und (2) können nach dem Pauli-Prinzip nur in unbesetzte Zustände (3) und (4) gestreut werden (vgl. Abb. 174).

Da ausschließlich elektronische Zustände mit Energien kleiner als die Fermi-Energie  $\epsilon_F$  besetzt sind, folgt für die Energien  $\epsilon_3$

<sup>281</sup> Für  $T \leq 60\text{K}$  beschreibt das Blochsche  $T^{3/2}$ -Gesetz exakt die experimentellen  $M_s(T)$ -Daten.<sup>281</sup>

<sup>282</sup> R. Gross et al., Walther-Meissner-Institut

<sup>283</sup> D. A. Goodings, Physical Review **132** (1963) M. Isshiki et al., Materials Transaction the Japan Institute of Metals **19** (1978) G. K. White et al., Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences **251** (1959)

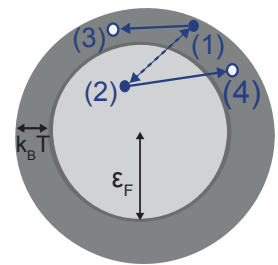


Abbildung 174: Schematische Darstellung der Elektron-Elektron-Streuung.

und  $\epsilon_4$  der beiden Zustände (3) und (4)

$$\epsilon_3 > \epsilon_F \quad \text{und} \quad \epsilon_4 > \epsilon_F. \quad (56)$$

Gemäß der Fermi-Dirac-Statistik können nur innerhalb einer Energie-Schale der Dicke  $k_B T$  um  $\epsilon_F$  sowohl unbesetzte als auch besetzte Zustände mit gleicher Energie angetroffen werden. Demzufolge können sowohl die Ausgangszustände (1) und (2) sowie die Endzustände (3) und (4) nur innerhalb dieser Energieschale um die Fermi-Energie  $\epsilon_F$  positioniert sein. Die geforderte Bedingung für die Energieerhaltung für einen Elektron-Elektron-Streuprozess lautet demzufolge

$$\epsilon_1 + \epsilon_2 = \epsilon_3 + \epsilon_4 \geq 2\epsilon_F - 2k_B T. \quad (57)$$

Der Anteil der an den Elektron-Elektron-Streuprozessen uneingeschränkt teilnehmenden Elektronen beträgt gerade  $k_B T / \epsilon_F$ . In Abhängigkeit der Temperatur kann die Reduzierung der Streurrate für Elektron-Elektron-Streuprozesse infolge des Pauli-Prinzips und damit verbunden der zugehörige Widerstandsbeitrag folgendermaßen durch

$$\rho_{e-e} \propto \frac{1}{\tau_{e-e}} \propto \frac{(k_B T)^2}{\epsilon_F} \cdot \frac{1}{\tau_0} \quad (58)$$

abgeschätzt werden, wobei  $\tau_{e-e}$  die zugehörige *Elektron-Elektron-Relaxationszeit* charakterisiert.

In diesem Zusammenhang beschreibt  $1/\tau_0$  die Streurrate für den Fall eines kinetischen Gases von abgeschirmten Punktladungen unter Vernachlässigung des Pauli-Prinzips.<sup>284</sup>

Bei Raumtemperatur liegt der Wert von  $k_B T$  in der Größenordnung von  $10^{-2}$  eV, während die Fermi-Energie  $\epsilon_F$  ungefähr 1 eV beträgt. Gemäß Gleichung 58 ergibt sich ein Vorfaktor in der Größenordnung von  $10^{-4}$  eV, welches einer Lebensdauer von ungefähr  $10^{-10}$  s entspricht.

In Metallen findet man typischerweise bei Raumtemperatur Werte für die Relaxationszeiten von  $10^{-14}$  s, so dass Elektron-Elektron-Streuprozesse um einen Faktor  $10^4$  langsamer verlaufen, als die im Metall dominierenden phononischen Streuprozesse.<sup>285</sup>

Da jedoch für  $T \rightarrow 0$  der Widerstandsbeitrag durch die Elektron-Phonon-Streuung mit  $T^5$  reduziert wird, kann die Elektron-Elektron-Streuung bei tiefen Temperaturen einen dominierenden Beitrag zum Widerstand leisten.<sup>286</sup>

<sup>284</sup> N. W. Ashcroft et al., Science: Physics, Saunders College, 1976, H. Ibach et al., Springer-Verlag, 2009

<sup>285</sup> Ashcroft, H. Ibach et al., Springer-Verlag, 2009

<sup>286</sup> N. V. Volkenshtein et al., Physica Status Solidi B 57 (1973)

## Kondo-Effekt

Seit der Entdeckung eines Widerstandsminimums in Gold durch deHaas et al. im Jahre 1934 konnte in zahlreichen Metallen ebenfalls kein konstanter Restwiderstand aufgrund von Defektstreuungen bei tiefen Temperaturen beobachtet werden.<sup>287</sup> Insbesondere einfache nicht-magnetische Metalle, wie Cu oder Ag, die mit einer bestimmten Konzentration von magnetischen Verunreinigungen wie Fe oder Cr versetzt sind, weisen ein charakteristisches Widerstandsminimum bei tiefen Temperaturen in der Größenordnung von 10 K–20 K auf.<sup>288</sup>

Fast dreißig Jahre mussten vergehen bis J. Kondo im Jahre 1964 basierend auf der zweifachen Spin-Flip-Streuung von Leitungselektronen an magnetischen Verunreinigungen eine Erklärung für dieses Phänomen postulieren konnte. Dieses Phänomen wird nach seinem Entdecker auch als *Kondo-Effekt* bezeichnet.<sup>289</sup>

In einem mit magnetischen Verunreinigungen versetzten Metall können bei tiefen Temperaturen die Leitungselektronen des nicht-magnetischen Wirtsmetalls infolge der Austauschwechselwirkung an den lokalisierten magnetischen Momenten der Verunreinigungen gestreut werden, wobei beide Streupartner die Richtung ihrer Spins umkehren. Dieser erste Spin-Flip-Streuprozess verursacht einen zusätzlichen Beitrag zum elektrischen Widerstand, der mit sinkender Temperatur abnimmt (vgl. Abb. 175).

Der erneute Anstieg des Widerstandes mit sinkender Temperatur wird durch den zweiten Spin-Flip-Streuprozess an den gleichen magnetischen Momenten hervorgerufen, wobei die Spins der beiden Streupartner wieder in die ursprüngliche Lage zurückklappen. An der Spin-Flip-Streuung können ausschließlich Leitungselektronen teilnehmen, deren Spins umgekehrte Ausrichtung zu denen der magnetischen Verunreinigungen aufweisen. Durch diese antiparallele Spin-Ausrichtung kann die Wechselwirkungsenergie der Leitungselektronen reduziert werden, wodurch sich diese bevorzugt um die magnetischen Verunreinigungen anordnen.

Durch die Anhäufung von Leitungselektronen bildet sich um die magnetischen Verunreinigungen abschirmende *Polarisationswolken* aus, deren Durchmesser sich mit sinkender Temperatur aufgrund von abnehmender thermischer Unordnung vergrößern (vgl. Abb. 176).<sup>290</sup>

Während des Ladungstransportes erleiden die Transportelektronen kohärente Streuungen an den gesamten Polarisations-

<sup>287</sup> W. J. deHaas et al., *Physica* 1 (1934)

<sup>288</sup> W. Meissner et al., *Annalen der Physik* 7 (1930)

<sup>289</sup> J. Kondo, *Progress of Theoretical Physics* 32 (1964)

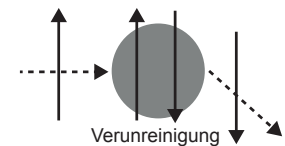


Abbildung 175: Spin-Flip-Streuung an einer magnetischen Verunreinigung.

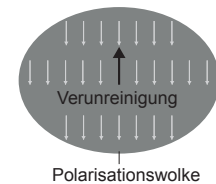


Abbildung 176: Leitungselektronen bilden eine Polarisationswolke um die magnetische Verunreinigung.

<sup>290</sup> R. Gross et al., Walther-Meissner-Institut



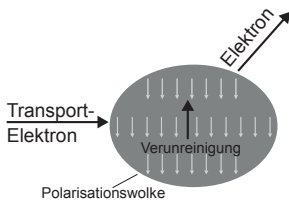


Abbildung 177: Streuung von Elektronen an der Polarisationswolke.

wolken. Der entsprechende Streuquerschnitt und der damit verbundene elektrische Widerstand steigen proportional zur Größe der Polarisationswolke an (vgl. Abb. 177).

Für die Temperaturabhängigkeit des gesamten Widerstandes ergibt sich nach J. Kondo unter Berücksichtigung der Widerstandsbeiträgen durch Phononen-Streuung  $\rho_{\text{phonon}} \propto AT^5$  sowie des Restwiderstand  $\rho_0$

$$\rho(T) = \rho_0 + b\rho_{\text{Kondo}} \ln \frac{\epsilon}{k_B T} + AT^5 \quad (59)$$

wobei  $\rho_{\text{Kondo}}$  und  $\epsilon$  für den *Kondo-Effekt* charakteristische Konstanten beschreiben und  $b$  durch die Konzentration an magnetischen Verunreinigungen charakterisiert wird.

Für den Widerstand  $\rho(T)$  ergibt sich bei einer Temperatur

$$T_{\text{min}} = \left( \frac{b\rho_{\text{Kondo}}}{5A} \right)^{1/5} \quad (60)$$

das charakteristische Widerstandsminimum, wonach die Position des Minimums nur sehr schwach von der Konzentration der magnetischen Verunreinigungen abhängt.<sup>291</sup>

Typischerweise nimmt  $T_{\text{min}}$  Werte zwischen 10 K und 20 K an, welche Energien viel kleiner als die Austauschwechselwirkungsenergie zwischen den lokalisierten Spins der magnetischen Verunreinigungen entsprechen.<sup>292</sup>

Darüber hinaus weisen experimentelle Daten darauf hin, dass die relative Tiefe des Widerstandsminimums, d.h.  $\frac{\rho(T=0) - \rho(T_{\text{min}})}{\rho(T=0)}$ , von der Konzentration der magnetischen Verunreinigungen ebenfalls unabhängig ist.<sup>293</sup>

<sup>291</sup> R. Gross et al., Walther-Meissner-Institut

<sup>292</sup> W. J. deHaas et al., Physica 5 (1938)

<sup>293</sup> W. J. deHaas et al., Physica 1 (1934)

### Schwache Lokalisation

Das Quanteninterferenzphänomen der *schwachen Lokalisation* kann bei genügend tiefen Temperaturen im phasenkohärenten Transportregime, d.h. Phasenkohärenzlänge  $\ell_\phi >$  elastische mittlere freie Weglänge  $\ell_{el}$ , in Erscheinung treten und basiert auf der Selbstinterferenz von Elektronenwellen, die aufgrund von Vielfachstreuungen an Störstellen auf geschlossenen Trajektorien propagieren.

Wenn sich ein Elektron in Form einer unendlich ausgedehnten, ebenen Welle auf dem Weg vom Punkt A zum Punkt C befindet, dann stehen zahlreiche Wege zwischen den verschiedenen Streuzentren zur Verfügung (vgl. Abb. 178).

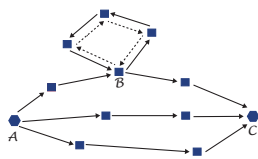


Abbildung 178: Schematische Darstellung des phasenkohärenten Transportes. Die blauen Sechsecke symbolisieren elastische Streuzentren.

Die Trajektorie am Punkt  $\mathcal{B}$  beschreibt gerade eine geschlossene Schleife, die von der Elektronenwelle entweder im Uhrzeigersinn oder entgegengesetzt durchlaufen werden kann. Die Phasendifferenz  $\Delta\Phi$  der beiden Teilwellen ist unabhängig von der Umlaufrichtung der Trajektorie, d.h. die Phaseninformation bleibt erhalten, so dass am Ausgangspunkt  $\mathcal{B}$  der geschlossenen Trajektorie die links- und rechtsherum laufenden Elektronenwellen konstruktiv miteinander interferieren.

Durch diese konstruktive Interferenz erhöht sich die Rückstreuungswahrscheinlichkeit zum Ausgangspunkt  $\mathcal{B}$ , welche eine Erhöhung des elektrischen Widerstandes zur Folge hat.<sup>294</sup>

Zu der Widerstandserhöhung tragen eine Reihe von gleichartigen Prozessen bei, wobei sich die verschiedenen, geschlossenen Trajektorien jedoch statistisch voneinander unterscheiden. Aus diesem Grund wird eine statistische, mittlere Erhöhung des Widerstandes, verglichen mit dem klassischen Wert ohne Quanteninterferenzen, beobachtet werden.<sup>295</sup>

Der Effekt der schwachen Lokalisation variiert natürlich stark mit der Temperatur, da mit zunehmender Temperatur auch die inelastischen Streuprozesse zunehmen und sich dadurch die Phasenkohärenzlänge  $\ell_\phi$  deutlich reduziert.

Eine Reduzierung von  $\ell_\phi$  hat den Verlust der Phaseninformation der Elektronenwelle längs ihres geschlossenen Weges zur Folge, wodurch die konstruktive Interferenz am Ausgangspunkt zerstört wird.

Neben der Temperatur kann auch ein angelegtes Magnetfeld den durch schwache Lokalisation erhöhten Widerstand vollständig unterdrücken.<sup>296</sup>

Das angelegte Magnetfeld verursacht eine Phasenverschiebung der im Uhrzeigersinn und entgegengesetzt laufenden Elektronenwellen in der Form

$$\Delta\Phi = \frac{2e}{\hbar}\Phi = 4\pi\frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (61)$$

wobei  $\Phi$  den von der Trajektorie eingeschlossenen magnetischen Fluss und  $\Phi_0$  das magnetische Flussquantum beschreibt.

Da sich die Flächen der geschlossenen Trajektorien deutlich voneinander unterscheiden und somit der von ihnen eingeschlossene magnetische Fluss  $\Phi$  auch von Trajektorie zu Trajektorie variiert, können manche Elektronenwellen konstruktiv und andere destruktiv miteinander interferieren, wodurch im Mittel eine Widerstandserhöhung infolge der schwachen Lokalisation mit wachsender Magnetfeldstärke unterdrückt wird (vgl. Abb. 179).<sup>297</sup>

<sup>294</sup> M. Büttiker, *Physical Review Letters* 57 (1986)

<sup>295</sup> S. Chakravarty et al., *Physics Reports* 140 (1986)

<sup>296</sup> C. W. J. Beenakker et al., *Solid state physics* 44 (1991) D. W. Horsell et al., *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 366 (2008)

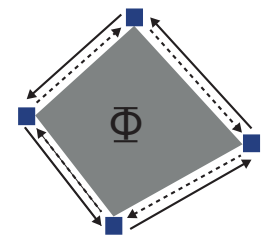


Abbildung 179: Der magnetische Fluss  $\Phi$  durch die Schleife verursacht eine Phasenverschiebung der rechts und links herum laufenden Elektronenwellen.

<sup>297</sup> H. Ibach et al., Springer-Verlag, 2009

Neben äußeren Magnetfeldern muss auch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung, insbesondere bei tiefen Temperaturen, als dominierender, kohärenzbrechender Mechanismus für die Quanteninterferenzbeiträge berücksichtigt werden.

## Magnetische Transportphänomene

Bei der nachfolgenden Präsentation der magnetoresistiven Effekte wird das Augenmerk aufgrund seiner Nähe zum anomalen Hall-Effekt lediglich auf den anisotropen Magnetwiderstand (AMR) gelegt, welcher zusammen mit dem negativen bzw. positiven Magnetwiderstand (MR) in ferromagnetischen Einzelschichten infolge der spontanen Magnetisierung hauptsächlich beobachtet werden kann.

### Anisotroper Magnetowiderstand (AMR)

Der *Anisotrope Magnetwiderstand* (engl. *anisotropic magnetoresistance (AMR)*) charakterisiert die Abhängigkeit des Magnetwiderstandes  $\Delta\rho$  von der relativen Orientierung der spontanen Magnetisierung  $\vec{M}$  bezogen auf die Richtung der elektrischen Stromdichte  $\vec{J}$  und kann sowohl in para- als auch in ferromagnetischen Materialien beobachtet werden.<sup>298</sup>

Diese *spontane Widerstandsanisotropie* tritt für gewöhnlich dadurch in Erscheinung, dass der Magnetwiderstand in paralleler Konfiguration  $\Delta\rho_{\parallel}$ , d.h. wenn  $\vec{M}$  und  $\vec{J}$  parallel zueinander orientiert sind, prinzipiell größer ist als der Magnetwiderstand  $\Delta\rho_{\perp}$  in senkrechter Konfiguration ( $\vec{M} \perp \vec{J}$ ), so dass die Beziehung  $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$  für den AMR stets Gültigkeit besitzt (vgl. Abb. 180).<sup>299</sup> Quantitativ kann das entsprechende AMR-Verhältnis durch

$$\text{AMR} = \frac{\Delta\rho_{\text{anis}}}{\rho_0} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_0} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\Delta\rho_{\text{anis}}}{\rho_{\text{av}}} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\frac{1}{3}\rho_{\parallel} + \frac{2}{3}\rho_{\perp}} \quad (62)$$

definiert werden, wobei  $\Delta\rho_{\text{anis}} = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$  die *spontane Widerstandsanisotropie* und  $\rho_{\parallel}$  und  $\rho_{\perp}$  die *longitudinalen* und *transversalen Sättigungswiderstände* repräsentiert.<sup>300</sup>

Bei der Definition des konventionellen AMR-Verhältnisses (linke Seite von Gl. 62) wurden jegliche Formen von Demagnetisierungseffekten vollkommen außer Acht gelassen.

Zur Berücksichtigung dieser Effekte kann  $\Delta\rho_{\text{anis}}$  deshalb auch auf den *gemittelten Widerstand*  $\rho_{\text{av}} = \frac{1}{3}\rho_{\parallel} + \frac{2}{3}\rho_{\perp}$  normiert werden, welcher im Allgemeinen nicht mit dem feldfreien Widerstand  $\rho_0$  übereinstimmt. Das zugehörige AMR-Verhältnis (rechte Seite

<sup>298</sup> J. Cumings et al., *Physical Review Letters* **96** (2006)  
R. Gross et al., *Walther-Meissner-Institut*

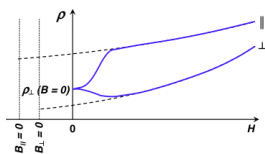


Abbildung 180: Schematische Darstellung des Widerstandes  $\rho$  in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes  $H$ . Im Niederfeld dominiert der AMR, während der PMR im Hochfeld überwiegt.<sup>299</sup>

<sup>299</sup> Die Magnetwiderstände für beide Konfigurationen sind definiert durch  $\Delta\rho_{\parallel,\perp} = \rho_{\parallel,\perp} - \rho_0$ .

<sup>300</sup> Die Widerstände  $\rho_{\parallel}$  und  $\rho_{\perp}$  können aus den zugehörigen Messkurven durch Extrapolation auf  $\vec{B} = 0$  bestimmt werden (vgl. Abb. 180).

von Gl. 62) spiegelt dann gerade die Änderung des elektrischen Widerstandes zwischen dem magnetisierten und dem vollständig demagnetisierten Zustand wieder.<sup>301</sup>

Wenn die spontane Magnetisierung  $\vec{M}$  und die Stromdichte  $\vec{J}$  einen Winkel  $\theta$  bezogen auf die Richtung von  $\vec{J}$  einschließen, so kann die winkelabhängige Widerstandsänderung  $\rho(\theta)$  über

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + \Delta\rho_{\text{anis}} \cos^2 \theta = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \theta \quad (63)$$

mittels der spontanen Widerstandsanisotropie  $\Delta\rho_{\text{anis}}$  definiert werden.<sup>302</sup>

Aufgrund der Abhängigkeit des Magnetwiderstandes  $\Delta\rho$  von der relativen Orientierung der spontanen Magnetisierung  $\vec{M}$  bezogen auf die Richtung der elektrischen Stromdichte  $\vec{J}$  kann der AMR auch als *magnetische Anisotropie bezüglich des elektrischen Widerstandes* aufgefasst werden, wobei die spontane Magnetisierung  $\vec{M}$  dieselbe symmetriebrechende Wirkung wie das externe Magnetfeld erzielt.<sup>303</sup>

Das Phänomen der magnetischen Anisotropie in ferromagnetischen Systemen wird nun nachfolgenden im Hinblick auf die physikalischen Ursachen der spontanen Widerstandsanisotropie  $\Delta\rho_{\text{anis}}$  präsentiert.

IN EINEM FESTKÖRPER wird die magnetische Fernordnung durch die Austauschwechselwirkung zwischen den Elektronenspins benachbarter Gitteratome gewährleistet, welche quantenmechanisch am einfachsten durch das HEISENBERG-MODELL beschrieben werden kann. Für eine perfekt isotrope Wechselwirkung besitzt die zugehörige Wechselwirkungsenergie

$$\mathcal{E} = -2 \sum_{i \neq j} J_{ij} S_i S_j \quad (64)$$

im Grundzustand ein Minimum, wenn alle Spins ferromagnetisch, d.h. parallel zueinander orientiert sind ( $J_{ij} > 0$ ).<sup>304</sup>

Die Orientierungsrichtung der aus der ferromagnetischen Kopplung der Spins resultierende Magnetisierung  $\vec{M}$  kann demzufolge nach Belieben frei ausgewählt werden.<sup>305</sup>

Das Vorzeichen und der Betrag des *Austauschintegrals*  $J_{ij}$  werden prinzipiell durch den Überlapp der Ladungsverteilungen benachbarter Atome sowie durch die Wechselwirkung der Elektronenspins definiert, wodurch eine antiparallele Orientierung benachbarter Spins einen negativen  $J_{ij}$ -Wert bedingt.

<sup>301</sup> S. Blügel et al., 40. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 2009

<sup>302</sup> R. Gross et al., Walther-Meissner-Institut

<sup>303</sup> Der Einfachheit halber wird  $\vec{M}$  ab hier nur noch als *Magnetisierung* bezeichnet.

<sup>304</sup> S. Blügel et al., 40. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 2009

<sup>305</sup> Diese Isotropie kann mit einer vollständigen Vernachlässigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung gerechtfertigt werden.

<sup>306</sup> G. Güntherodt et al.,  
30. Ferienkurs des Instituts  
für Festkörperforschung,  
Forschungszentrum Jülich,  
1999

<sup>307</sup> Die Formel für die  
*Zeeman-Energie* lautet  
 $\mathcal{E}_{Zee} = \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}$ .

<sup>308</sup> Die Größe  $\vec{B}$  wird im  
Allgemeinen als *magneti-  
sche Flussdichte* bezeichnet  
und kann für einen qua-  
dratischen Film durch  $\mu_0 \vec{H}$   
ersetzt werden, wobei  $\vec{H}$   
die *magnetische Feldstärke*  
repräsentiert.

<sup>309</sup> *Leitungselektronen* sind  
frei bewegliche Elektronen,  
welche den elektrischen  
Strom transportieren kön-  
nen.

In real existierenden Ferromagneten kann hingegen eine Magnetisierung  $\vec{M}$  beobachtet werden, welche im Kristallgitter aus Gründen der Energieminimierung entlang einer bevorzugten Richtung (oder auch Achse) orientiert ist.<sup>306</sup>

Die aus energetischer Sicht bevorzugte Richtung von  $\vec{M}$  wird auch als *leichte Richtung* bezeichnet, wohingegen sich für alle von dieser Achse abweichenden Richtungen aufgrund des damit verbundenen hohen Energieniveaus die Bezeichnung *schwere Richtung* eingebürgert hat.

Die Existenz magnetisch leichter und schwerer Richtungen wird im allgemeinen als *magnetische Anisotropie* bezeichnet und tritt als Folge einer Symmetriebrechung des ferromagnetischen Systems in Erscheinung.

Eine symmetriebrechende Wirkung kann vor allem der *Kristall-, Form-, Verspannung- sowie Grenzflächenanisotropie* zugeschrieben werden, welche auf verschiedenste Art und Weise zur magnetischen Anisotropie beitragen können.

Um die Magnetisierung  $\vec{M}$  aus der leichten in eine schwere Richtung überführen zu können, muss dem System die *magnetische Anisotropieenergie*  $\mathcal{E}_{\text{Anis.}} = \mathcal{E}_{\text{Krist.}} + \mathcal{E}_{\text{Form}} + \mathcal{E}_{\text{Versp.}} + \mathcal{E}_{\text{Grenz}}$  zugeführt werden. Diese Energiezufuhr erfolgt für gewöhnlich allein durch das Anlegen eines externen Magnetfeldes  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ . Die von dem ferromagnetischen System aufgenommene externe Feldenergie wird als *Zeeman-Energie*  $\mathcal{E}_{Zee}$  bezeichnet.<sup>307</sup>

Ferner weist  $\mathcal{E}_{Zee}$  eine starke Abhängigkeit von der relativen Orientierung der Magnetisierung  $\vec{M}$  bezogen auf die externe Magnetfeldrichtung  $\vec{B}$  auf, in dessen Folge  $\mathcal{E}_{Zee}$  bei paralleler Orientierung zwischen  $\vec{B}$  und  $\vec{M}$  gerade ein Minimum besitzt.<sup>308</sup>

DIE SPONTANE WIDERSTANDSANISOTROPIE  $\Delta\rho_{\text{anis}}$  in ferromagnetischen Systemen findet ihren Ursprung in asymmetrischen Streuprozessen der Leitungselektronen infolge der magnetischen Kristallanisotropie.<sup>309</sup>

In einem kristallinen Festkörper verfügt der Kristall in der Regel über eine bestimmte Kristallstruktur hoher Symmetrie, welche durch kristallographisch ausgezeichnete Achsen, sogenannte *Symmetrieachsen*, charakterisiert wird. Durch die Existenz dieser Symmetrieachsen wird der Kristall räumlich anisotrop. Diese räumliche Anisotropie bildet dementsprechend die Grundlage der *magnetischen Kristallanisotropie*.

Durch die Relativbewegung der Elektronen um die an das Kristallgitter gekoppelten Ionenrümpfe wird ein effektives Magnetfeld erzeugt, welches als eine Art Bahnmoment fungiert.

Die Kristallstruktur gibt dem Bahnmoment somit eine Quantisierungsachse vor, welche die orbitale Verteilung der Elektronen bestimmt und über die Spin-Bahn-Wechselwirkung direkt auf den Spin der Elektronen übertragen wird.

Der Überlapp der Elektronenwellenfunktionen benachbarter Atome hängt demzufolge auch von den Symmetrieachsen des Kristalls ab, so dass die Ladungsverteilung ihre Kugelsymmetrie infolge der Spin-Bahn-Wechselwirkung aufgeben muss.

Wenn die austauschgekoppelten Spins der Elektronen aus der Symmetrieachse herausgedreht werden, so wird durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung auf das elektrische Bahnmoment ein Drehmoment ausgeübt, infolgedessen auch dieses eine Drehung erfährt. Durch die modifizierte Bahnbewegung ändert sich auch der Überlapp der Elektronenwellenfunktionen benachbarter Atome, wodurch die Gesamtenergie des Elektronensystems erhöht wird (vgl. Abb. 181).<sup>310</sup>

Aufgrund der durch die Kristallanisotropie hervorgerufenen, asymmetrischen Ladungsverteilung können die Leitungselektronen auf ihrem Weg durch das Material abhängig von der relativen Orientierung zwischen  $\vec{M}$  und  $\vec{j}$  demzufolge mit unterschiedlich großen Streuzentren eine Wechselwirkung eingehen.<sup>311</sup>

Wenn die Magnetisierung  $\vec{M}$  sowie das externe Magnetfeld  $\vec{B}$  senkrecht zur Stromdichte  $\vec{j}$  orientiert sind, dann liegt die Ladungsverteilung in der Ebene von  $\vec{j}$  und die Leitungselektronen sehen lediglich einen kleinen Streuquerschnitt. Aufgrund der geringen Streuwahrscheinlichkeit wird aus diesen Streuprozessen auch lediglich ein kleiner Widerstand  $\rho_{\perp}$  resultieren (vgl. Abb. 180, 182, 186).

In paralleler Konfiguration ( $\vec{M}, \vec{B} \parallel \vec{j}$ ) ist die Ladungsverteilung hingegen senkrecht zu  $\vec{j}$  orientiert und die Streuwahrscheinlichkeit ist aufgrund der größeren Streuquerschnitte dementsprechend höher als in der senkrechten Konfiguration, so dass schlussendlich der zugehörige Widerstand  $\rho_{\parallel}$  ebenfalls größer als  $\rho_{\perp}$  ausfallen wird (vgl. Abb. 180, 183, 186).

In einem dünnen, magnetischen Film mit einem großen Aspektverhältnis (Länge  $L \gg$  Breite  $B$ ) wird die Magnetisierung  $\vec{M}$  bevorzugt in die Filmebene parallel zur langen Achse orientiert sein, um die Streufeldenergie zu minimieren.<sup>312</sup>

Ein elektrischer Strom  $I$  parallel zur magnetisch leichten Achse werde in  $x$ -Richtung an diesen Film angelegt. Wenn dieser Film zusätzlich einem externen Magnetfeld in  $z$ -Richtung parallel zur

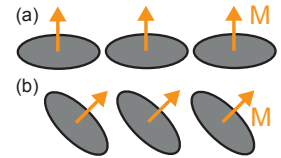


Abbildung 181: Schematische Darstellung der Änderung des Überlapps benachbarter Elektronenverteilungen bei einer Drehung der Magnetisierung  $\vec{M}$ .

<sup>310</sup> S. Blügel et al., Walter de Gruyter Berlin, 2005

<sup>311</sup> R. Gross et al., Walther-Meissner-Institut

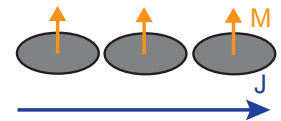


Abbildung 182: Schematische Darstellung der asymmetrischen Ladungsverteilung, wenn die Magnetisierung  $\vec{M}$  senkrecht zur Stromdichte  $\vec{j}$  verläuft.

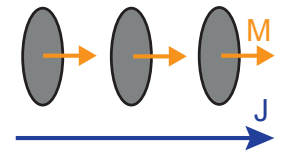


Abbildung 183: Schematische Darstellung der asymmetrischen Ladungsverteilung, wenn die Magnetisierung  $\vec{M}$  parallel zur Stromdichte  $\vec{j}$  orientiert ist.

<sup>312</sup> Dieses Phänomen spiegelt die *Formanisotropie* wieder.

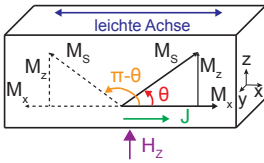


Abbildung 184: Schematische Darstellung der Rotationsbewegung magnetischer Momente, wenn ein Magnetfeld parallel zur magnetisch harten Achse des Filmes orientiert wird.

<sup>313</sup> Die Aufspaltung in magnetische Domänen kann ebenfalls die Streufeldenergie des Systems minimieren (vgl. Abb. 188).

magnetisch schweren Richtung ausgesetzt wird, so beginnen die magnetischen Momente um diese Achse zu rotieren.

Während dieses Rotationsprozesses spaltet sich der Film in längliche, *magnetische Domänen* auf, in denen die magnetischen Momente entweder parallel oder antiparallel zur magnetisch leichten Achse sowie der Stromrichtung orientiert sind.<sup>313</sup>

In dem externen Magnetfeld schließen die magnetischen Momente in den parallelen Domänen einen Winkel  $\theta$  mit der Stromrichtung ein, während die Momente in den antiparallelen Domänen um den Winkel  $\pi - \theta$  bezogen auf die Stromrichtung um die externe Magnetfeldachse rotieren (vgl. Abb. 184).

Unter der Vernachlässigung jeglicher Demagnetisierungseffekte kann die Magnetisierung  $\vec{M}$  sowie das externe Magnetfeld  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  mit dem von  $\vec{M}$  und  $I$  eingeschlossenen Winkel  $\theta$  über

$$\frac{M_z}{M_s} = \sin \theta = \frac{H_z}{H_K} \quad \text{für} \quad -H_K \leq H_z \leq H_K \quad (65)$$

in Beziehung gesetzt werden, wobei  $M_z$  die z-Komponente der Magnetisierung  $\vec{M}$ ,  $M_s$  die Sättigungsmagnetisierung und  $H_K$  das zu  $M_s$  gehörige Sättigungsfeld repräsentiert.

Da das externe Magnetfeld  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  senkrecht zur *globalen Magnetisierung*  $\vec{M}_{\text{glob}}$  orientiert ist, kann die winkelabhängige Widerstandsänderung  $\rho(\theta)$  aus Gleichung 63 in Form von

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \left( 1 - \left( \frac{H_z}{H_K} \right)^2 \right) \quad (66)$$

vereinfacht dargestellt werden.<sup>314</sup>

In Abbildung 185 ist  $\rho(\theta)$  eines dünnen Py-Films in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes  $H_z$  zusammen mit der aus Gleichung 66 resultierenden  $\rho(\theta)$ -Kurve (gestrichelte Linie) graphisch dargestellt.<sup>315</sup>

Beide Widerstandskurven zeichnen sich durch eine nach unten geöffnete Parabel mit einem Maximum im Nullfeld aus.

Bei einem Winkel  $\theta$  von  $90^\circ$  ist die globale Magnetisierung  $\vec{M}_{\text{glob}}$  vollständig parallel zu dem externen Magnetfeld  $H_z$  orientiert, so dass die winkelabhängige Widerstandsänderung  $\rho(\theta) = \rho(90^\circ)$  mit dem transversalen Sättigungswiderstand  $\rho_{\perp}$  vollkommen übereinstimmt. Der Zustand paralleler Ausrichtung zwischen  $\vec{M}_{\text{glob}}$  und  $H_z$  wird in der reduzierten Darstellung  $\rho(\theta) - \rho_{\perp}$  durch einen Widerstandswert von Null charakterisiert (vgl. Abb. 185).

Während die theoretisch bestimmte Widerstandskurve die Magnetfeldachse bei einem Wert von  $H_z = H_K$  schneidet, sinkt die

<sup>314</sup> Die *globale Magnetisierung* repräsentiert die Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  parallel zur magnetisch leichten Achse.

<sup>315</sup> P. Ciureanu et al., Institute of Physics Publishing, 1992, D. Thomson et al., Institute of Electrical and Electronics Engineers Transaction on Magnetics 11

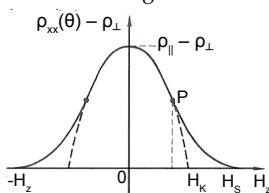


Abbildung 185: Reduzierte, winkelabhängige Widerstandsänderung  $(\rho(\theta) - \rho_{\perp})$  eines Py-Films in Abhängigkeit des senkrecht zur Filmebene orientierten Magnetfeldes  $H_z$ .



Widerstandskurve der Py-Filme erst bei einer Magnetfeldstärke von  $H_s$  auf Null ab.

Diese Diskrepanz zwischen der Theorie und dem Experiment kann den Demagnetisierungseffekten zugeschrieben werden, welche in den bisherigen Überlegungen vollends außer Acht gelassen wurden.

In den dünnen Py-Filmen kann die senkrechte Sättigung demzufolge anstatt bei  $H_K$  erst bei einem externen Magnetfeld von  $H_s = H_K + H_d$  erzielt werden, wobei  $H_d$  die Demagnetisierungsfelder repräsentiert.<sup>316</sup>

Wenn das externe Magnetfeld  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  parallel zur globalen Magnetisierung  $\vec{M}_{\text{glob}}$  angelegt wird, ergibt sich für die winkelabhängige Widerstandsänderung

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cdot \left( \frac{H_z}{H_K} \right)^2 \quad (67)$$

eine zu Gleichung 66 analoge Formulierung (vgl. Abb. 184).

Oberhalb des Sättigungsfeldes kann oftmals ein langsames Anwachsen bzw. Abfallen des elektrischen Widerstandes  $\rho(\vec{B})$  mit wachsendem Magnetfeld  $\vec{B}$  beobachtet werden, welches unabhängig von der relativen Orientierung zwischen der Magnetisierung  $\vec{M}$  und der elektrischen Stromdichte  $\vec{J}$  im Hochfeld-Bereich zum Vorschein kommt (vgl. Abb. 180 und 186).

Während das Anwachsen von  $\rho(\vec{B})$  dem positiven Magnetwiderstand (PMR) zugeschrieben werden kann, wird sein Abfall weitestgehend durch den negativen Magnetwiderstand (negativen MR) hervorgerufen.

Bevor sich jedoch den physikalischen Ursachen des negativen und positiven Magnetwiderstandes gewidmet werden kann, bedarf es der Vollständigkeit halber noch einer kurzen Präsentation der für die physikalische Erklärung des AMR weniger relevanten Phänomene der Form-, Verspannungs- und Grenzflächenanisotropie.

NEBEN DER KRISTALLSTRUKTUR kann auch die äußere Form des Filmes einen symmetriebrechenden Beitrag zur magnetischen Anisotropie leisten. Das Phänomen der *Formanisotropie* basiert auf der langreichweitigen, magnetischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung und tritt in Form eines anisotropen Streufeldes in Erscheinung.

Zur Veranschaulichung der Dipol-Dipol-Wechselwirkung können die magnetischen Momente als kleine magnetische Dipole

<sup>316</sup> G. Güntherodt et al., 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 1999

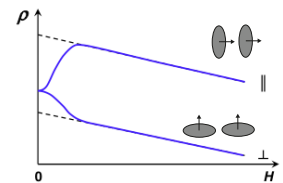


Abbildung 186: Schematische Darstellung des Widerstandes  $\rho$  in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes  $H$ . Während der AMR im Niederfeld dominiert, überwiegt im Hochfeld der negative MR.



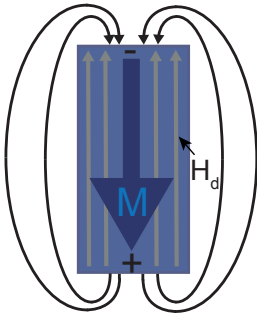


Abbildung 187: Schematische Darstellung des Demagnetisierungsfeldes  $H_d$  eines magnetischen Dipols.

<sup>317</sup> Oberflächenladungen stellen fiktive positive (Nordpol) und negative (Südpol) magnetische Ladungen dar, welche nicht isoliert voneinander auftreten können.

<sup>318</sup> Zu den *ellipsoid-förmigen Körpern* zählen Kugeln, Zylinder, Ellipsoide und unendlich ausgedehnte dünne Filme.

<sup>319</sup> C. Kittel, Rudolf Oldenbourg Verlag München, 1999

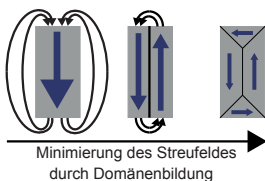


Abbildung 188: Schematische Darstellung einer Domänenbildung.

aufgefasst werden, welche sowohl mit den nächsten Nachbarn als auch mit den Momenten an der Oberfläche des Filmes in Wechselwirkung treten können.

Im Inneren des Filmes besitzen die magnetischen Dipole dieselbe Ausrichtung, so dass zu jedem Süd- bzw. Nordpol ein passendes Gegenstück zur Kompensation gefunden werden kann. An entgegengesetzten Oberflächen des Filmes bezogen auf die Magnetisierungsrichtung bilden aufgrund fehlender Kompensationspartner die magnetischen Dipole hingegen *unkompensierte Oberflächenladungen* aus, welche durch die Wechselwirkung mit magnetischen Dipolen entgegengesetzter Ladung innerhalb und außerhalb des Filmes ein langreichweitiges Magnetfeld erzeugen.<sup>317</sup>

Da dieses Dipolfeld der globalen Magnetisierung  $\vec{M}_{\text{glob}}$  entgegenwirkt, wird es auch als *Demagnetisierungs- oder Streufeld*  $H_d$  bezeichnet (vgl. Abb. 187).

Im Allgemeinen kann der energetisch günstigste Zustand, welcher mit einer Minimierung des Streufeldes einhergeht, nur durch eine inhomogene Magnetisierungsverteilung erzielt werden.

Die Stärke des Demagnetisierungsfeldes  $H_d$  variiert ferner beträchtlich mit der betrachteten Position innerhalb des Filmes. Lediglich in ellipsoid-förmigen Filmen kann sich ein homogenes Demagnetisierungsfeld  $H_d$  innerhalb des Körpers und damit verbunden eine ebenso homogene Magnetisierungsverteilung ausbilden.<sup>318</sup>

Aus energetischer Sicht legt die Formanisotropie die Magnetisierung  $\vec{M}$  bevorzugt in die Filmebene. In dieser Konstellation können die magnetischen Feldlinien den Film verlassen und die Erzeugung eines Streufeldes kann vermieden werden.

Wenn dagegen die Magnetisierung senkrecht zur Filmebene orientiert ist, treten an den Rändern des Filmes Divergenzen der Magnetisierung auf, welche ein Streufeld innerhalb des Filmes hervorrufen können.

DAS STREUFELD kann ferner auch durch die Bildung von *magnetischen Domänen* reduziert werden, welche im Allgemeinen Gebiete einheitlicher Magnetisierungsrichtung innerhalb eines Ferromagneten darstellen (vgl. Abb. 188).<sup>319</sup>

Während die Austauschwechselwirkung aus energetischer Sicht eine Parallelstellung aller magnetischer Momente bevorzugt, weist diese Orientierung im Hinblick auf die Streufeldenergie eine vollkommen energetisch ungünstige Konfiguration auf.

Da die Streufeldenergie in den meisten Fällen die Austauschwechselwirkungsenergie deutlich überschreitet, werden angrenzende Domänen aus energetischer Sicht stets antiparallel zueinander orientiert, während sie hinsichtlich des Betrages der Magnetisierung vollständig identisch sind.

Der Grenzbereich zwischen zwei magnetischen Domänen, in welchem die benachbarten magnetischen Momente gegeneinander rotiert werden, wird als *magnetische Domänenwand* bezeichnet, deren Ausbildung und Form durch das Zusammenspiel von Austauschwechselwirkungs-, Anisotropie- und Streufeldenergie bestimmt wird. Die verbreitetsten Wandtypen werden dabei durch die *Blochwand* sowie die *Néelwand* repräsentiert.

Die Blochwand beschreibt eine Domänenwand, in welcher die magnetischen Momente eine helikale Drehbewegung, d.h. entlang einer Achse senkrecht zur Wand vollziehen.

Infolge dieser Drehbewegung zeigen die magnetischen Momente an der Oberfläche aus der Filmebene heraus, wodurch starke Streufelder entstehen (vgl. Abb. 189).

Wenn die Filmdicke kleiner als die Domänenwandbreite ist, so bildet sich eine Néelwand aus, in welcher die magnetischen Momente in der Filmebene liegen und um eine Achse parallel zur Wand rotieren (vgl. Abb. 190). Die daraus entstehenden Streufelder weisen gegenüber der Bloch-Wand eine energetisch günstigere Konfiguration auf.<sup>320</sup>

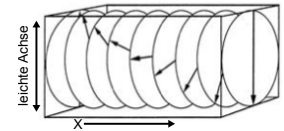


Abbildung 189: Schematische Darstellung einer Blochwand.

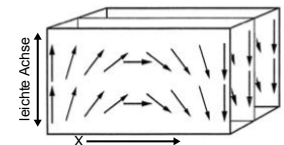


Abbildung 190: Schematische Darstellung einer Néelwand.

<sup>320</sup> S. Blügel et al., Walter de Gruyter Berlin, 2005

DIE SYMMETRIE FERROMAGNETISCHER SYSTEME kann auch durch die Anwesenheit von Verspannungen innerhalb des Kristallgitters gebrochen werden, in dessen Folge die ursprüngliche Orientierung der Magnetisierung  $\vec{M}$  aufgrund der Spin-Bahn Wechselwirkung in der direkten Umgebung der Verspannungen eine Neuausrichtung erfahren.

Das Phänomen der *Verspannungsanisotropie* kommt vorwiegend in dünnen Filmen zum Vorschein, welche entweder über eine Vielzahl von Kristalldefekten verfügen oder verspannt auf ein Substrat aufgewachsen sind (vgl. Abb. 17 auf S. 25, Abb. 37 und 42 auf S. 38ff).

Ferner können derartige Kristallverspannungen auch durch das nachträgliche Auslagern oder durch das Ausüben einer mechanischen Verspannung auf die Filme induziert werden.

In dünnen Filmen nehmen die an der Grenz- bzw. Oberfläche befindlichen Atome eine veränderte lokale Umgebung war und können mit Fremdatomen eine Wechselwirkung eingehen, wodurch die Symmetrie des Systems ebenfalls gebrochen werden

kann. Dieser symmetriebrechende Effekt wird als *Grenzflächenanisotropie* bezeichnet und wächst mit sinkender Filmdicke deutlich gegenüber der Formanisotropie an.

Aus energetischer Sicht favorisiert diese Anisotropie eine Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Grenz- bzw. Oberfläche, während die Formanisotropie das Filmvolumen bevorzugt in die Ebene magnetisiert.

### Negativer Magnetowiderstand (negativer MR)

Der *negative Magnetowiderstand* (engl.: *negative magnetoresistance* (*negative MR*)) tritt in Form einer elektrischen Widerstandsabnahme mit wachsendem Magnetfeld in Erscheinung und wird für gewöhnlich der Unterdrückung von Spinunordnungsstreuung durch ein externes Magnetfeld zugeschrieben.

Die Spinunordnungsstreuung rückte erstmals im Jahre 1965 in den Fokus des wissenschaftlichen Interesses, als Sir N.F. Mott zur Erklärung von anomalen Transportphänomenen in ferromagnetischen Materialien das *Zwei-Strom-Modell* postulierte.<sup>321</sup> Dieses Modell basiert auf der Idee, den elektrischen Gesamtstrom in Form zweier parallel und unabhängig voneinander fließender Teilströme mit Spin- $\uparrow$ - und Spin- $\downarrow$ -Elektronen darzustellen, wobei jeder Teilstrom seine eigenen Transporteigenschaften besitzt (vgl. Abb. 194).

Das Zwei-Strom-Modell wurde von Sir N.F. MOTT zuerst in den ferromagnetischen 3d-Übergangsmetallen auf seine Gültigkeit hin überprüft, mit dem Ziel eine Erklärung für die gegenüber nicht-magnetischen Metallen „anomale“ Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes unterhalb ihrer Curie-Temperatur  $T_C$  zu finden (vgl. Abb. 191).

In Übergangsmetallen können sich lediglich die an der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  befindlichen 4s- und 3d-Elektronen an dem elektrischen Transport beteiligen. Aufgrund der hohen effektiven Masse der 3d-Elektronen wird der elektrische Strom allein durch die beweglicheren 4s-Elektronen getragen.

Neben einer geringen Mobilität zeichnen sich die 3d-Elektronen ferner durch eine hohe Zustandsdichte an der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  aus, wodurch die elektrische Widerstandsbildung in den Übergangsmetallen weitestgehend durch die Streuung der 4s-Elektronen in freie 3d-Zustände dominiert wird (vgl. Abb. 192). In einem ferromagnetischen Übergangsmetall kann unterhalb der Curie-Temperatur  $T_C$  aufgrund der Austauschkopplung eine Aufspaltung der 3d-Subbänder für Spin- $\uparrow$ - und Spin- $\downarrow$ -

321 N. F. Mott, *Advances in Physics* 13 (1964)

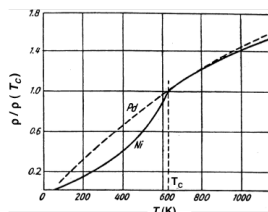


Abbildung 191: Temperaturabhängigkeit der relativen Widerstände  $\rho/\rho(T_C)$  von Ni und Pd, welche auf die Curie-Temperatur  $T_C$  von Ni (631 K) normiert sind.<sup>242</sup>

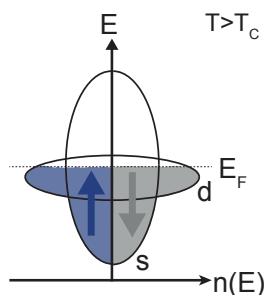


Abbildung 192: Schematische Darstellung der Bandstruktur von nicht-magnetischen 3d-Übergangsmetallen.

Elektronen beobachtet werden, in dessen Folge sich das d-Subband für die Majoritätsladungsträger, d.h. Spin parallel zur globalen Magnetisierung  $\vec{M}_{\text{glob}}$  unter die Fermi-Kante  $\epsilon_F$  absenkt (vgl. Abb. 193).<sup>322</sup>

Die Absenkung ist dabei umso stärker, je höher die Spinordnung in dem ferromagnetischen Material ist. Aus der Bandverschiebung resultieren unterschiedliche Zustandsdichten für die Spin- $\uparrow$ - und Spin- $\downarrow$ -Elektronen bei  $\epsilon_F$ , wodurch die 4s-Elektronen mit Majoritätsspin nicht mehr in das entsprechende d-Band gestreut werden können.

Da der elektrische Widerstand in diesem Fall weitestgehend durch die s-d-Streuung im Minoritätskanal hervorgerufen wird, steigt die Mobilität der 4s-Elektronen mit Majoritätsspin an und eine Reduzierung des Widerstandes kann beobachtet werden (vgl. Abb. 191 und 194).<sup>323</sup>

Nach den Überlegungen von Sir N.F. MOTT kann demzufolge die gegenüber nicht-magnetischen Metallen deutlich stärkere Abnahme des elektrischen Widerstandes ferromagnetischer Metalle im Temperaturbereich  $T < T_C$  als Folge einer Reduzierung von Spinunordnung aufgrund wachsender Austauschaufspaltung interpretiert werden.

Neben der Temperatur können auch externe Magnetfelder eine Reduzierung der Spinunordnung und damit verbunden eine elektrische Widerstandsabnahme bewirken, für welche sich die Bezeichnung *Negativer Magnetwiderstand (negativer MR)* eingebürgert hat.

Im Gegensatz zum AMR verhält sich der negative MR vollkommen isotrop, so dass er weder von der Richtung des Stromes relativ zur Magnetisierung und zur Magnetfeldrichtung noch von der relativen Orientierung der Kristallachsen abhängig ist. Die Grundvoraussetzung für die Anwendbarkeit des Mottschen Zwei-Strom-Modells beruht auf der vollständigen Vernachlässigung von Spin-Flip-Streuprozessen. Diese Annahme besitzt in der Praxis jedoch lediglich bei tiefen Temperaturen ( $T \ll T_C$ ) Gültigkeit, wo nur wenige Magnonen angeregt werden können. Ferner impliziert die Vernachlässigung der Spin-Flip-Streuung gleichzeitig die Abwesenheit der Spin-Bahn-Wechselwirkung, so dass inelastische Streuprozesse durch Spinfluktuationen in dem Mottschen Zweistrom-Modell ebenfalls keine Berücksichtigung finden können.

I.A. CAMPBELL und A. FERT entwickelten im Jahre 1969 auf der Grundlage der Mottschen Überlegungen ein Zwei-Strom-

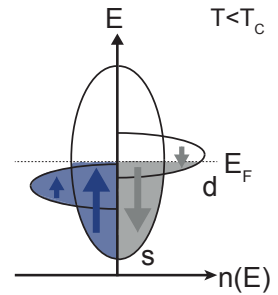


Abbildung 193: Schematische Darstellung der Bandaufspaltung eines ferromagnetischen 3d-Übergangsmetalls unterhalb der Curie-Temperatur  $T_C$ .

<sup>322</sup> Die entsprechende Aufspaltung des s-Bandes ist gegenüber der des d-Bandes vernachlässigbar gering.

<sup>323</sup> Im Allgemeinen verschwindet diese s-d-Streuung nur dann vollständig, wenn das entsprechende Band vollständig unter  $\epsilon_F$  abgesenkt wird, ansonsten wird die Streuung lediglich reduziert.

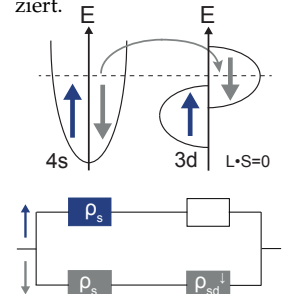


Abbildung 194: Schematische Darstellung der Zustandsdichte eines 3d-Ferromagneten inklusive eines Ersatzschaltbildes für die möglichen Streuprozesse in Abwesenheit der Spin-Bahn-Wechselwirkung.

324 I. A. Campell et al., Philosophical Magazine 15 (1967) I. A. Campell et al., Journal of Physics C, Metal Physics Supplement 1 (1970) A. Fert et al., Physical Review Letters 21 (1968) A. Fert et al., Journal of Physics F: Metal Physics 6 (1976)

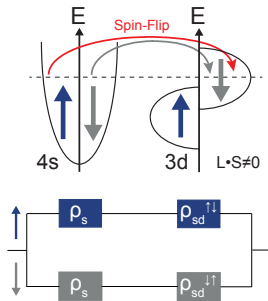


Abbildung 195: Schematische Darstellung der Zustandsdichte eines 3d-Ferromagneten inklusive eines Ersatzschaltbildes für die möglichen Streuprozesse in Anwesenheit der Spin-Bahn-Wechselwirkung.

Modell speziell für Ferromagneten, in welchem einer möglichen Durchmischung der Spin-↑- und Spin-↓-Kanäle ebenso wie der inelastischen Magnonenstreuung Rechnung getragen werden konnte (vgl. Abb. 195).<sup>324</sup>

Eine Durchmischung der einzelnen Spin-Kanäle wird im Allgemeinen durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung hervorgerufen, welche quantenmechanisch am einfachsten durch den zugehörigen Hamilton-Operator

$$\mathcal{H} = \lambda_{S\mathcal{L}} \cdot \vec{\mathcal{L}}\vec{S} = \lambda_{S\mathcal{L}} \cdot \left( \mathcal{L}_z S_z + \frac{\mathcal{L}^+ S^- + \mathcal{L}^- S^+}{2} \right) \quad (68)$$

beschrieben werden kann, wobei  $\lambda_{S\mathcal{L}}$  den Spin-Bahn-Kopplungsparameter repräsentiert.

Die Spin- und Bahndrehimpulsoperatoren senkrecht zur Quantisierungsachse können in diesem Zusammenhang durch die Leiteroperatoren  $\mathcal{B}^\pm = \mathcal{B}_x \pm i\mathcal{B}_y$  ausgedrückt werden, welche bei Anwendung auf eine Wellenfunktion  $\psi(m_B)$  die Orientierungsquantenzahl  $m_B$  um den Wert Eins erhöhen bzw. erniedrigen können, d.h.  $\mathcal{B}^\pm \psi(m_B) \rightarrow \psi(m_B \pm 1)$ .

Die Anwendung des Leiteroperators  $\mathcal{S} = \mathcal{L}^+ S^- + \mathcal{L}^- S^+$  auf einen Zustand  $\psi$  bewirkt somit eine Erniedrigung bzw. Erhöhung der Spin-Quantenzahl  $m_s$  bei gleichzeitiger Erhöhung bzw. Erniedrigung der Bahndrehimpuls-Quantenzahl  $m_l$  entlang der Quantisierungsachse, in dessen Folge  $\mathcal{S}$  Spin-Flip-Prozesse zwischen Zuständen mit unterschiedlichen  $m_l$ -Werten generieren kann.

Der Spin-Flip-Operator  $\mathcal{S}$  bewirkt eine Öffnung zusätzlicher s-d-Streukanäle, in dessen Folge neben konventionellen  $s^\uparrow$ -Elektronen- $d^\downarrow$ -Loch-Übergängen auch Übergänge der Form  $d^\uparrow$ - $s^\downarrow$  in Erscheinung treten können. Diese neuen  $d^\downarrow$ -Lochzustände schaffen die Voraussetzung für weitere Spin-Flip bzw. Nicht-Spin-Flip-Übergänge.

Durch die Generierung zusätzlicher s-d-Streukanäle kann der Majoritätskanal nun ebenfalls zur elektrischen Widerstandsbildung beitragen.

In Anwesenheit der Spin-Bahn-Wechselwirkung können neben Spinunordnungs- somit auch Spin-Flip-Streuprozesse einen signifikanten Beitrag zum negativen Magnetwiderstand leisten.

### Positiver Magnetwiderstand (PMR)

Der normale oder positive Magnetwiderstand (PMR) kann in allen leitenden Materialien in Form einer Zunahme des elektrischen

Widerstandes mit wachsendem Magnetfeld zum Ausdruck kommen und wird allein durch die *Lorentz-Kraft*  $F_L = e(\vec{v} \times \vec{B})$  hervorgerufen, welche durch ein externes Magnetfeld  $\vec{B}$  auf die sich mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  bewegendenden Ladungsträger ausgeübt wird.

Die Ladungsträger werden durch  $F_L$  von ihrer ursprünglichen Bahnkurve auf eine Kreisbahn abgelenkt, wodurch die von ihnen effektiv zurückgelegte Wegstrecke deutlich erhöht wird. Die Reduzierung der mittleren freien Weglänge geht ferner mit einer Erhöhung des elektrischen Widerstandes mit wachsender Magnetfeldstärke einher.

Der PMR gehorcht für gewöhnlich der allgemeinen KOHLER-REGEL

$$\text{PMR} = \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho(\vec{B}) - \rho_0}{\rho_0} = \mathcal{F}(\mathcal{B}) \quad \text{mit} \quad \mathcal{B} = \left( \frac{\vec{B}}{\rho_0} \right) \quad (69)$$

wobei  $\rho(\vec{B})$  und  $\rho_0$  die elektrischen Widerstände bei Anwesenheit und ohne externes Magnetfeld repräsentieren und  $\mathcal{F}$  eine materialspezifische Funktion darstellt.<sup>325</sup>

In einem Ferromagneten erhält das externe Magnetfeld  $\vec{B}$  zusätzliche Beiträge von dem Entmagnetisierungsfeld  $\mu_0\vec{H}_d$  sowie der Magnetisierung  $\vec{M}$ , in dessen Folge die Ladungsträger effektiv das Magnetfeld  $\vec{B} = \mu_0(\vec{H}_{\text{ex}} + \vec{H}_d + \vec{M})$  zu spüren bekommen. In vielen Materialien verhält sich der PMR im Niederfeldbereich proportional zum Quadrat des externen Magnetfeldes, wohingegen er im Hochfeldbereich monoton anwächst.<sup>326</sup>

Der PMR bewirkt ferner sowohl bei paralleler als auch bei senkrechter Orientierung des externen Magnetfeldes zur elektrischen Stromrichtung stets eine positive Widerstandsänderung  $\Delta\rho_{\parallel}$  bzw.  $\Delta\rho_{\perp}$ , wobei der *transversale Magnetwiderstand*  $\Delta\rho_{\perp}$  stets doppelt so groß wie der *longitudinale Magnetwiderstand* ist, so dass für den PMR stets die Beziehung  $\Delta\rho_{\perp} > \Delta\rho_{\parallel}$  gilt (vgl. Abb. 180).

Diese Anisotropie steht in eindeutigen Widerspruch zu der in ferromagnetischen Materialien beobachteten spontanen Widerstandsanisotropie und kann mittels der verschachtelten Natur der Fermi-Oberfläche erklärt werden.<sup>327</sup>

Die Lorentz-Kraft kann in hochreinen Materialien im Tieftemperatur-Bereich, wie beispielsweise in Cu oder Ag bei einem externen Magnetfeld von 10 T eine positive Widerstandsänderung von 5 % bewirken.<sup>328</sup>

Bei Raumtemperatur und in moderaten Magnetfeld-Bereichen hingegen können lediglich Widerstandsänderungen unterhalb

<sup>325</sup> Kohler, Annalen der Physik 32 (1938)

<sup>326</sup> R. Gross et al., Walther-Meissner-Institut

<sup>327</sup> G. Güntherodt et al., 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich, 1999

<sup>328</sup> E. Fawcett, Advances in Physics 13 (1964)

von 1% beobachtet werden, welche den PMR für technische Anwendungen vollkommen uninteressant machen.

## Theorie des anomalen Hall-Effektes (AHE)

<sup>329</sup> Asymmetrische Streuprozesse beschreiben die nicht gleichwahrscheinliche Streuung von Elektronen nach rechts und links und können unterschiedlichen, physikalischen Ursprungs sein.

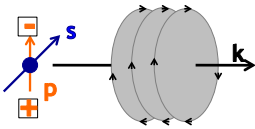


Abbildung 196: Schematische Darstellung des Spin-Bahn-Wechselwirkung.

<sup>330</sup> Die zugehörige Energie ist durch  $\mathcal{E}_{\mathcal{SL}} = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{b}$  definiert.

Aus theoretischer Sicht resultiert der anomale Hall-Effekt (AHE) aus asymmetrischen Streuprozessen aufgrund der endlichen Spin-Bahn-Wechselwirkung in Kombination mit spin-polarisierten Leitungselektronen.<sup>329</sup>

Die Spin-Bahn-Wechselwirkung kann hierbei sowohl bei der Streuung an unmagnetischen Streuzentren (z.B. unmagnetische Defekte, Phononen) als auch bei der Streuung an magnetischen Streuzentren, wie beispielsweise an magnetischen Defekten oder Spinwellen, in Erscheinung treten.

Die Grundlage vieler theoretischer Modelle wird durch die sich in einem perfekten Kristallgitter bewegenden spin-polarisierten Leitungselektronen gebildet.

Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung wird durch die Bewegung eines jeden Leitungselektrons ein inneres Magnetfeld  $\vec{b}$  erzeugt, welches mit dem elektronischen Spinmoment  $\vec{\mu}_s$  eine Wechselwirkung eingeht.<sup>330</sup>

Diese Wechselwirkung hat eine zusätzliche Bewegung in vertikaler Richtung zur Folge, welche sowohl senkrecht zum Spin  $\vec{s}$  als auch zum Bahnmoment  $\vec{k}$  verläuft. Schlussendlich wird durch diese zusätzliche Bewegung ein elektrisches Dipolmoment

$$\vec{p} = -\lambda_{\mathcal{SL}}(\vec{k} \times \vec{s}) \quad (70)$$

mit dem Spin-Bahn-Kopplungsparameter  $\lambda_{\mathcal{LS}}$  hervorgerufen (vgl. Abb. 201).<sup>331</sup>

In der Literatur werden basierend auf diesem Dipolmoment  $\vec{p}$  drei substantielle Mechanismen postuliert, nämlich *skew-scattering*, *side-jump* und *intrinsischer Mechanismus*, mit deren Hilfe eine theoretische Erklärung für den AHE gefunden und deren Gültigkeit bereits schon mehrfach experimentell nachgewiesen werden konnte.<sup>332</sup>

Im Folgenden werden diese drei theoretischen Modelle nun ausgiebig diskutiert, ohne jedoch ihre vollständigen Herleitungen zu präsentieren, welche stattdessen anhand der entsprechenden Zitationen nachvollzogen werden können.

<sup>331</sup> R. Gross et al., Walther-Meissner-Institut

<sup>332</sup> T. Miyasato et al., Physical Review Letters **99** (2007)  
X. Wang et al., Physical Review B **74** (2006)



## Intrinsische Mechanismen (Berry Phase)

Im Jahre 1954 entwickelten R. KARPLUS AND J. M. LUTTINGER ein theoretisches Modell zur Erklärung des AHEs, welches auf der Annahme eines perfekten Kristallgitters mit Spin-Bahngekoppelter Bandstruktur basiert und daher bis heute noch als *intrinsisches Modell bzw. KL-Mechanismus* bezeichnet wird.<sup>333</sup> Um der Annahme eines perfekten Kristalls und damit verbunden einer unveränderbaren Topologie der Fermi-Oberfläche Rechnung tragen zu können, wurde zusätzlich die Spin-Bahn-Wechselwirkung als schwach gegenüber der Fermi-Energie  $\epsilon_F$  angenommen.<sup>334</sup>

Für ein System aus spin-polarisierten Leitungselektronen, welche sich in einem periodischen Gitterpotential  $V(\vec{r})$  befinden, besitzt der entsprechende Hamilton-Operator  $\mathcal{H}$  unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung die Form

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{SL} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + V(\vec{r}) + \frac{\hbar}{4m^2 c^2} (\vec{\sigma} \times \nabla V(\vec{r})) \cdot \vec{p}. \quad (71)$$

Der Spin-Matrix-Vektor wird durch  $\vec{\sigma}$  repräsentiert, während  $\vec{p}$  das aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung resultierende elektrische Dipolmoment darstellt (vgl. Gl. 70). Darüber hinaus charakterisiert  $m$  die Masse eines Elektrons sowie  $c$  die Lichtgeschwindigkeit.

Unter der Annahme, dass die Leitungselektronen in Richtung der Magnetisierung  $\vec{M}$  polarisiert sind, kann der Spin-Matrix-Vektor  $\vec{\sigma}$  durch das innere Magnetfeld  $\vec{b} = \lambda_{SL} \vec{M} / M_s$  ersetzt werden, wobei  $M_s$  die spontane Magnetisierung repräsentiert.<sup>335</sup>

Wenn an dem perfekten Kristallgitter zusätzlich ein elektrisches  $\vec{E}$ -Feld angelegt wird, dann koppeln die durch  $\mathcal{H}_{SL}$  modifizierten Bloch-Wellenfunktionen des  $n$ -ten Bandes  $\Psi_n(\vec{k})$  an die entsprechenden Zustände des  $m$ -ten Bandes  $\Psi_m(\vec{k})$  (mit  $n \neq m$ ). Aufgrund dieser Bandmischung ergibt sich dann unter Berücksichtigung des externen  $\vec{E}$ -Feldes als Störpotential  $U(\vec{r}) = -e \vec{E} \vec{r}$  für die Gruppengeschwindigkeit eines Wellenpaketes im  $n$ -ten Band

$$\vec{v}_n = \vec{v}_{n,0} + \vec{v}_{n,SL} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon_{n,0}}{\partial \vec{k}} - \left( \frac{\vec{E}}{\hbar} \right) \times \vec{b}_n(\vec{k}) \quad (72)$$

mit der ungestörten Bandenergie  $\epsilon_{n,0}(\vec{k})$  (d.h.  $U(\vec{r}) = 0$ ).<sup>336</sup> Die Summation über alle transversalen Geschwindigkeitsbeiträge  $\vec{v}_{n,SL}$  gemittelt über alle besetzten  $n$ -Bänder liefert die mittlere transversale Geschwindigkeit  $\vec{v}_{SL}$ , welche die Leitungselektronen innerhalb eines perfekten Kristalls in einem  $\vec{E}$ -Feld aufgrund

<sup>333</sup> R. Karplus et al., Physical Review **95** (1954)

<sup>334</sup> Die Annahme eines perfekten Kristalls vernachlässigt sowohl (eingebaute) Kristalldefekte als auch jegliche Formen von Streuprozessen.

<sup>335</sup> Das innere Magnetfeld  $\vec{b}$  wird gerade durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung hervorgerufen (vgl. Abb. 201).

<sup>336</sup> N. Nagaosa et al., Review of Modern Physics **82** (2010)



337 Ein Ungleichgewicht von Spin- $\uparrow$ - und Spin- $\downarrow$ -Elektronen existiert an der Fermi-Kante  $\epsilon_F$ .

der Spin-Bahn-Wechselwirkung zusätzlich gewinnen und welche senkrecht sowohl zum  $\vec{E}$ -Feld als auch zum  $\vec{b}$ -Feld orientiert ist. Diese Summation resultiert jedoch lediglich in Ferromagneten aufgrund der spontan gebrochenen Zeitumkehr-Invarianz in einem von Null verschiedenen  $\vec{v}_{SL}$ -Wert.<sup>337</sup>

Mit der Entdeckung dieser anomalen Geschwindigkeitskomponente  $\vec{v}_{SL}$  ist auch die zweite bedeutende Vorhersage dieser Theorie verknüpft, nach der sich der anomale Hall-Widerstand  $\rho_{AHE}$  bzw. der zugehörige Koeffizient  $R_A$  proportional zum Quadrat des elektrischen Widerstandes  $\rho$  gemäß

$$\rho_{AHE}^{KL} \propto \rho^2 \quad (73)$$

verhalten sollte.

Diese Abhängigkeit wurde experimentell von Jan, Jan&Gijnsman sowie Butler&Pugh in Fe und Ni auf ihre Gültigkeit hin überprüft mit den folgenden Ergebnissen:<sup>338</sup>

338 E. H. Butler et al., Physical Review 57 (1940) J. M. Gijnsman et al., Physica 18 (1952) J. P. Jan, Helvetica Physics Acta 25 (1952)

$$R_A = 0.7 \times 10^{-10} \left( \frac{\rho_T}{\rho_0} \right)^{1.94} \frac{\text{cm}^3}{C} \quad \text{für Eisen}$$

$$R_A = 1.3 \times 10^{-10} \left( \frac{\rho_T}{\rho_0} \right)^{1.42} \frac{\text{cm}^3}{C} \quad \text{für Nickel}$$

Während in Fe die experimentellen Messdaten sehr gut mit der theoretisch vorhergesagten Abhängigkeit übereinstimmen, kann die intrinsische Theorie die Messdaten von Nickel hingegen nur qualitativ wiedergeben. In einer Vielzahl von Materialien mit stark Spin-Bahn-gekoppelter Bandstruktur scheint der intrinsische Mechanismus einen dominierenden Einfluss auf den AHE auszuüben.<sup>339</sup>

339 G. Guo et al., Physical Review B 51 (1995) A. Husmann et al., Physical Review B 73 (2006) N. Mainkar et al., Physical Review B 53 (2004) Y. Yao et al., Physical Review Letters 92 (1984)

DIE THEORIE VON KARPLUS & LUTTINGER ging mehreren Jahrzehnten dem modernen Interesse an der *Berry Phase* und den *Berry Curvature Effekten*, insbesondere im Impulsraum voraus. Seit der experimentellen Entdeckung des AHE in paramagnetischen Materialien hat die *Berry-Phase-Theorie von Blochzuständen* auch Einzug in die Vielfalt der theoretischen Erklärungsmodelle des AHE gehalten.<sup>340</sup>

340 J. Cumings et al., Physical Review Letters 96 (2006)

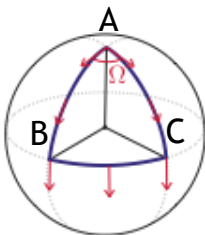


Abbildung 197: Schematische Darstellung des Paralleltransportes.

In quantenmechanischen Systemen beschreibt die nach ihrem Entdecker M.V. BERRY benannte *Berry Phase* einen geometrischen Phasenfaktor, um den sich der Anfangs- vom Endzustand gerade unterscheidet, wenn der das System beschreibende Hamiltonian  $\mathcal{H}$  sich *adiabatisch*, d.h. sehr langsam und entlang einer geschlossenen Kurve im Parameterraum verändert.

Die Bedingung einer adiabatischen Entwicklung ist äquivalent zu der Forderung nach Paralleltransport (vgl. Abb. 197).<sup>341</sup> Formal kann die Berry-Phase  $\gamma_n$  über die geschlossene Kurve  $\mathcal{C}$  durch

$$\gamma_n(\mathcal{C}) = i \oint d\vec{R} \mathcal{A}_n(\vec{R}) = \int \int_{\mathcal{S}_c} dS \vec{\Omega}_n \quad (74)$$

mit der *Berry-Krümmung* (*Berry Curvature*)

$$\vec{\Omega}_n = \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{A}}_n(\vec{R}) = \left\langle \vec{\nabla}_{\vec{R}} \psi_n(\vec{R}(t)) \mid \times \mid \vec{\nabla}_{\vec{R}} \psi_n(\vec{R}(t)) \right\rangle \quad (75)$$

definiert werden, wobei  $\vec{R}(t)$  die das System beschreibenden Parameter charakterisiert.<sup>342</sup>

In der Berry-Phase-Theorie von Blochzuständen kann die Berry-Curvature als ein Maß für die Krümmung der Fermi-Oberfläche eines Festkörpers aufgefasst werden.<sup>343</sup>

Für die Gruppengeschwindigkeit von Elektronen, die sich in einem periodischen Gitterpotential befinden und einem elektrischen  $\vec{E}$ -Feld ausgesetzt werden, ergibt sich gemäß der Berry-Phase-Theorie<sup>344</sup>

$$\vec{v}_n = \vec{v}_{n,0} + \vec{v}_{n,Berry} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon_{n,0}}{\partial \vec{k}} - \left( \frac{\vec{E}}{\hbar} \right) \times \vec{\Omega}_n(\vec{k}). \quad (76)$$

Diese aus der Berry-Phase-Theorie resultierende Gruppengeschwindigkeit  $\vec{v}_n$  unterscheidet sich von dem mittels der intrinsischen KL-Theorie gewonnenen  $\vec{v}_n$  lediglich hinsichtlich des *magnetischen* Feldes (vgl. Gleichung 72).

Während das innere Magnetfeld  $\vec{b}_n(\vec{k})$  aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung resultiert, ergibt sich das *magnetische* Feld  $\vec{\Omega}_n(\vec{k})$  allein aus der Krümmung der Fermi-Oberfläche.

In Festkörpern mit vorliegender Zeitumkehrinvarianz und Inversionssymmetrie verschwindet  $\vec{\Omega}_n(\vec{k})$  und die Gruppengeschwindigkeit  $\vec{v}_n$  reduziert sich auf die Geschwindigkeit  $\vec{v}_{n,0}$  mit der ungestörten Bandenergie  $\epsilon_{n,0}(\vec{k})$ .

Aufgrund der Parallelen zwischen der intrinsischen KL-Theorie und der Berry-Phase-Theorie ergibt sich für den anomalen Hall-Widerstand  $\rho_{AHE}$  aufgrund der Berry-Phase die bereits aus Gleichung 73 bekannte, quadratische Abhängigkeit von dem elektrischen Widerstand  $\rho$ , so dass  $\rho_{AHE}^{Berry} \propto \rho^2$  gilt.

DIE BEOBACHTBARKEIT DES AHE ist dabei nicht auf ferromagnetische Systeme beschränkt, sondern kann auch in paramagnetischen Materialien mit nicht-kollinearer Spin-Konfiguration erfolgen, in denen ein externes Magnetfeld in der Lage ist, die

<sup>341</sup> M. V. Berry, Proceedings of the Royal Society London **45** (1984)

<sup>342</sup> N. Nagaosa et al., Review of Modern Physics **82** (2010)

<sup>343</sup> Diese Theorie basiert auf der vollständigen Vernachlässigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung.

<sup>344</sup> Das  $\vec{E}$ -Feld ruft eine adiabatische Driftbewegung der Wellenvektoren im  $\vec{k}$ -Raum hervor.

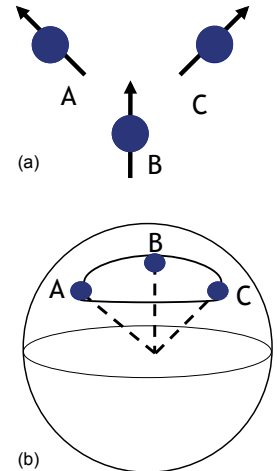


Abbildung 198: Schematische Darstellung der Berry-Phase in nicht-kollinearen Spin-Konfigurationen.

<sup>345</sup> J. Cumings et al., Phys. Rev. Lett. **96** (2006)

<sup>346</sup> P. Lee et al., Rev. Mod. Phys. **57** (2006) 287, Y. Lyanda-Geller et al., Phys. Rev. B **63** (2001) 184426, P. Matl et al., Phys. Rev. B **57** (1998) 10248, J. Ye et al., Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3737

<sup>347</sup> Z. Fang et al., Science **302** (2003) T. Jungwirth et al., Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 207208, A. MacDonald et al., Phys. World **17** (2004)

<sup>348</sup> R. Karplus et al., Phys. Rev. **95** (1954) 1154

<sup>349</sup> J. M. Lavine, Phys. Rev. **123** (1961) 1273, R. Schad et al., J. Phys. Condens. Matter **10** (1998) 6643, Y. Shiomi et al., Phys. Rev. B **79** (2009) 100404

<sup>350</sup> J. M. Luttinger et al., Phys. Rev. **97** (1955) 869

Elektronen-Spins zu polarisieren.<sup>345</sup>

Die Theorie der Berry-Phase hat sich für derartige Materialien ebenfalls als geeignete Theorie hinsichtlich des AHE herauskristallisiert.

Eine nicht-kollineare Spin-Konfiguration kann exemplarisch durch die drei an den Atomen A, B und C lokalisierten Spin-Vektoren  $\vec{S}_A$ ,  $\vec{S}_B$  und  $\vec{S}_C$  gebildet werden (vgl. Abb. 198a). Wenn ein Elektron entlang der Spin-Konfiguration  $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow A$  hüpft, dann wird der Spin des Elektrons gezwungen, sich den Spin-Feldern der einzelnen Atome anzupassen (vgl. Abb. 198b). Entlang dieses geschlossenen Weges nimmt das Elektron die Berry-Phase  $\gamma = \Omega/2$  auf, wobei  $\Omega$  den von allen drei Spins  $\vec{S}_A$ ,  $\vec{S}_B$  und  $\vec{S}_C$  auf der Einheitskugel aufgespannten Raumwinkel beschreibt (vgl. Abb. 197).

Für die sich adiabatisch ändernden Spins ist diese Phase dabei proportional zur skalaren *Spin-Chiralität*  $\zeta_{ABC} = \vec{S}_A \cdot (\vec{S}_B \times \vec{S}_C)$ . Darüber hinaus kann  $\zeta_{ABC}$  als eine Art *Gauß-Feld*, d.h. fiktives Magnetfeld, agieren und somit gemäß Gleichung 76 einen anomalen Beitrag zum Hall-Effekt leisten.<sup>346</sup>

In Analogie zu dem intrinsischen Mechanismus wurde auch die Berry-Phase als dominierender Mechanismus für das Auftreten des anomalen Hall-Effektes in einer Reihe von Materialien mit stark Spin-Bahn-gekoppelter Bandstruktur vorausgesagt.<sup>347</sup>

### *Extrinsische Mechanismen: skew-scattering & side-jump*

KARPLUS UND LUTTINGER hegten große Zweifel an den Fähigkeiten der von ihnen entwickelten Theorie hinsichtlich einer vollständigen Erklärbarkeit des AHE. Beide waren dennoch davon überzeugt, dass ihre Theorie die dem AHE zugrundeliegende Physik hinreichend genau wiedergeben könnte.<sup>348</sup>

Eine Vielzahl von ferromagnetischen Metallen wurde in der Folge auf die Gültigkeit der intrinsischen Theorie hin untersucht und wiesen dabei deutliche Abweichungen von der vorhergesagten  $\rho_{\text{AHE}} \propto \rho^2$ -Abhängigkeit auf, wodurch die Kritik an dieser Theorie erheblich an Bedeutung gewann.<sup>349</sup>

Im Jahre 1958 schlug J.M. LUTTINGER folglich eine Erweiterung der KL-Theorie dahingehend vor, dass auch *extrinsische Mechanismen*, d.h. Streuungen an (eingebauten) Kristalldefekten oder Phononen, den anomalen Hall-Effekt hervorrufen könnten.<sup>350</sup>

In einem mit Störstellen versetzten Kristall bewegen sich demgemäß die Elektronen mit Wellenvektor  $\vec{k}$  unter der Wirkung

eines externen  $\vec{E}$ -Feldes geradlinig auf die Störstellen zu und werden anschließend an diesen gestreut.<sup>351</sup>

Neben der kinetischen Energie  $\mathcal{E}_{\text{kin}} = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m}$  besitzen die Elektronen aufgrund ihrer Ladung  $e$  im  $\vec{E}$ -Feld zusätzlich die potentielle Energie  $\mathcal{E}_{\text{pot},e} = -e\vec{E} \cdot \vec{r}$ .

Wenn der Spin der Elektronen bei der Streuung senkrecht auf der Bewegungsebene steht, dann wird die Spin-Bahn-Wechselwirkung jede Links-Rechts-Symmetrie aufbrechen, wodurch unterschiedlich viele Elektronen nach links und rechts gestreut werden. Gleichzeitig ändert sich auch die Richtung des elektrischen Dipolmomentes  $\vec{p}$ , welche mit einer Änderung der potentiellen Energie um  $\mathcal{E}_{\text{pot},e} = -\vec{p} \cdot \vec{E}$  einhergeht (vgl. Gleichung 70).

In Anwesenheit der Spin-Bahn-Wechselwirkung wird demzufolge die Bahnkurve der Elektronen vor der Streuung erheblich von der hinter der Streuung abweichen. Diese Abweichungen sollten, insbesondere im Hinblick auf den AHE mit Hilfe der zwei etablierten *skew-scattering* oder *side-jump Mechanismen* erklärt werden können.

### Skew-Scattering

Im Jahre 1958 leitete J.M. SMIT aus der von LUTTINGER erweiterten, intrinsischen KL-Theorie ein theoretisches Erklärungsmodell des AHE her, indem er die asymmetrische, *schräge Streuung* (engl.: *skew-scattering*) der spin-polarisierten Leitungselektronen an unmagnetischen Störstellen infolge der Spin-Bahn-Wechselwirkung als Hauptursache für den AHE ausmachte (vgl. Abb. 199).<sup>352</sup>

In einem gestörten Kristall bildet sich um eine jede Störstelle eine Art Elektronenwolke aus, durch die ein inhomogenes, elektrisches Feld  $\vec{E}_{\text{inh}}$  in der direkten Umgebung der Störstelle erzeugt wird. Dieses inhomogene  $\vec{E}_{\text{inh}}$ -Feld übt auf das durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung verursachte elektrische Dipolmoment  $\vec{p}$  zusätzlich die Kraft  $\vec{F}_{\text{inh}} = \vec{p} \cdot \vec{\nabla} \vec{E}_{\text{inh}}$  mit der potentiellen Energie  $\mathcal{E}_{\text{pot,inh}} = -\lambda_{\mathcal{SL}}(\vec{k} \times \vec{s}) \cdot \vec{\nabla} V(\vec{r})$  aus, welche in der Lage ist, die spin-polarisierten Leitungselektronen in eine transversale Richtung zu beschleunigen (vgl. Abb. 200).

Für dieses System kann quantenmechanisch der entsprechende Hamilton-Operator  $\mathcal{H}$  durch

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m} - e\vec{E} \cdot \vec{r} - \vec{p} \cdot \vec{E} + V(\vec{r}) - \lambda_{\mathcal{SL}}(\vec{k} \times \vec{s}) \cdot \vec{\nabla} V(\vec{r}) \quad (77)$$

<sup>351</sup> Diese Elektronen stellen spin-polarisierte Leitungselektronen dar.

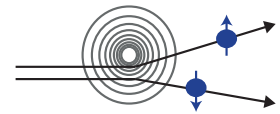


Abbildung 199: Schematische Darstellung der skew-scattering.

<sup>352</sup> J. M. Luttinger et al., Phys. Rev. **97** (1955) 869, J. Smit, Physica **21** (1955) 877, J. Smit, Physica **24** (1958) 39

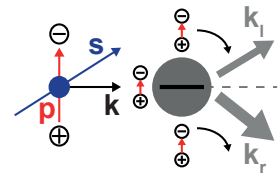


Abbildung 200: Schematische Darstellung der Streuung eines Dipols an einer Ladungsverteilung.

definiert werden, wobei  $V(\vec{r})$  das Potential des Kristallgitters repräsentiert.

In unmittelbarer Umgebung der Störstelle tritt lediglich der Term  $\Delta V = V(\vec{r}) - \lambda_{\mathcal{L}}(\vec{k} \times \vec{s}) \vec{\nabla} V(\vec{r})$  in Erscheinung, weshalb auch nur dieser die asymmetrische Streuung verantworten kann. In störungstheoretischer Betrachtungsweise fungiert  $\Delta V$  als eine Art Störpotential, welches einen Übergang des Leitungselektrons vom Anfangszustand  $\vec{k}_0$  in den Endzustand  $\vec{k}$  gemäß

$$\langle \vec{k} | \Delta V | \vec{k}_0 \rangle = V_{\vec{k}_0 \vec{k}} \left\{ 1 - i \lambda_{\mathcal{L}} (\vec{k}_0 \times \vec{k}) \cdot \vec{s} \right\} \quad (78)$$

induzieren kann. Abhängig von der Orientierung des Wellenvektors  $\vec{k}_0$  zum entsprechenden Elektronen-Spin  $\vec{s}$ , wird das Störpotential größer oder kleiner und eine rechts-links-Asymmetrie entsteht.

Die normierte Wahrscheinlichkeit für einen derartigen Übergang kann unter der Annahme eines kurzreichweitigen,  $\delta$ -förmigen Potentials der Höhe  $V_0$  mittels FERMI'S GOLDENER REGEL durch

$$\mathcal{P}_{\vec{k}_0 \vec{k}} = V_{\vec{k}_0 \vec{k}} \left\{ 1 + \frac{2\pi}{\hbar} \lambda_{\mathcal{L}} V_0 (\vec{k}_0 \times \vec{k}) \cdot \vec{s} \right\} \quad (79)$$

<sup>353</sup> P. Nozieres et al., J. Phys. (Paris) **34** (1973) 901

abgeschätzt werden.<sup>353</sup>

Während der erste Term  $V_{\vec{k}_0 \vec{k}}$  aus der symmetrischen Potentialstreuung hervorgeht, resultiert der zweite Term aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung. Das Vorzeichen dieses Terms wird dabei einerseits durch  $V_0$  und andererseits durch die Streurichtung bestimmt.

Wenn also ein Leitungselektron mit Spin  $\vec{s}$  und Wellenvektor  $\vec{k}_0$  an einer Störstelle gestreut wird, dann besitzt der resultierende Wellenvektor  $\vec{k}$  nach der Streuung nach links bzw. nach rechts unterschiedliches Vorzeichen. Die Übergangswahrscheinlichkeit, nach links oder rechts gestreut zu werden, ist infolgedessen unterschiedlich hoch. Aus diesem asymmetrischen Streuverhalten geht auch die Bezeichnung *skew-scattering* hervor.<sup>354</sup>

<sup>354</sup> R. Gross et al., Walther-Meissner-Institut

In einem Festkörper erzeugt die Gesamtheit aller asymmetrischen Streuprozesse eine transversal zur Stromrichtung orientierte Ladungsdichte, welche mit einer Querspannung verknüpft werden kann und somit in der Lage ist, zum anomalen Hall-Effekt beizutragen.

Neben dem anomalen Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE}}$  beeinflusst die skew-scattering in gleichem Maße auch den elektrischen Widerstand  $\rho$ . Da  $\rho$  sich darüber hinaus auch noch proportional zur Störstellen-Konzentration  $\mathcal{C}$  verhält, sollte zwischen  $\rho$  und

dem durch die skew-scattering verursachten anomalen Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE}}^{\text{sk}}$  eine lineare Proportionalität gemäß

$$\rho_{\text{AHE}}^{\text{sk}} \propto C\rho_{xx} \quad (80)$$

erwartet werden können.<sup>355</sup>

Experimentelle Befunde bezüglich der Anwendbarkeit des skew-scattering Modells offenbaren deutliche Schwächen bei der Erklärung des AHE für Temperaturen oberhalb von 100 K, wonach zur vollständigen Beschreibung des AHEs ein zusätzlicher Mechanismus, insbesondere im Hochtemperatur-Bereich, notwendig erschien.<sup>356</sup>

### Side-jump

Im Jahre 1970 entwickelte L. BERGER den *side-jump* Mechanismus, welcher in Analogie zur skew-scattering ebenfalls auf der asymmetrischen Streuung von spin-polarisierten Leitungselektronen an unmagnetischen Störstellen beruht.<sup>357</sup>

Bei dem side-jump Mechanismus erleiden diese Elektronen jedoch während der Streuung eine seitliche Versetzung (engl.: *side jump*) in eine bevorzugte Richtung, welche gerade durch einen asymmetrischen Streuprozess vorgegeben wird. Diese seitliche Versetzung kann jedoch nur mittels quantenmechanischer Überlegungen begründet werden.

Ein Gauß'sches Wellenpaket werde dazu an einem sphärischen Potentialwall der Form

$$V(\vec{r}) = \begin{cases} \frac{\hbar^2}{2m}(\vec{k}_0^2 - \vec{k}_1^2) & \text{für } (r < R) \\ 0 & \text{für } (r > R) \end{cases} \quad (81)$$

mit dem Radius R elastisch gestreut. Das einfallende Wellenpaket besitze dabei den Wellenvektor  $\vec{k}_0$ , während das gestreute Wellenpaket durch den Wellenvektor  $\vec{k}$  repräsentiert wird.

Für ein System aus freien Elektronen, welche an dem sphärischen Potential  $V(\vec{r})$  gestreut werden, lautet der zugehörige Hamilton-Operator  $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\mathcal{SL}}$  unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung

$$\mathcal{H} = \left( -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(R) \right) + \frac{1}{2m^2c^2} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \right) S_z L_z \quad (82)$$

wobei  $S_z$  ( $L_z$ ) die z-Komponente des Spin-(Bahn-)Drehimpulses darstellt.

Unter der Annahme, dass ein Elektron mit dem Wellenvektor  $\vec{k}_0$

<sup>355</sup> C. Hurd, Plenum New York (1972) A. Majumdar et al., Phys. Rev. B 7 (1973) 4203, R. Schad et al., J. Phys. Condens. Matter 10 (1998) 6643, Y. Shiomi et al., Phys. Rev. B 79 (2009) 100404, É. Vilanova Vidal et al., Physical Review B 83 (2011) 174410

<sup>356</sup> J. M. Lavine, Phys. Rev. 123 (1961) 1273

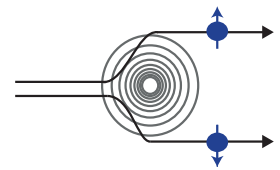


Abbildung 201: Schematische Darstellung des Spin-Bahn-Wechselwirkung.

<sup>357</sup> L. Berger, Physica 30 (1964) 1141, L. Berger, Phys. Rev. B 2 (1970) 4559

den side-jump direkt nach der Streuung (zum Zeitpunkt  $t \approx 0$  s) erfährt, ergibt sich für den side-jump  $\Delta y_e$  pro Kollision, d.h. durch die Streuwahrscheinlichkeit dividiert,

$$\Delta y_e = \frac{1}{6} k_0 \hat{\lambda}_c^2 \approx 3 \times 10^{-16} \text{ m} \quad (83)$$

wobei  $\hat{\lambda}_c = \hbar/mc$  die *rationalisierte Compton-Wellenlänge* charakterisiert und  $k_0$  einen Wert von ungefähr  $10^{-10} \text{ m}^{-1}$  an der Fermi-Kante  $\epsilon_F$  besitzt.

Für ein freies Elektron ist  $\Delta y_e$  somit unabhängig von der Stärke, der Reichweite und dem Vorzeichen des Streupotential, wie aus Gleichung 83 ersichtlich wird.<sup>358</sup>

<sup>358</sup> Der side-jump ist somit unabhängig von der Dichte und Stärke der Störstelle.

In einem Festkörper wird die effektive Spin-Bahn-Wechselwirkung aufgrund von Bandstruktur-Effekten zusätzlich um einen Faktor

$$\frac{2m^2c^2}{\hbar m^*} \tau_q \approx 3.4 \times 10^4 \quad (84)$$

erhöht, wobei  $m^*$  die effektive Masse und  $\tau_q$  die Relaxationszeit der Bandleitonen beschreibt.<sup>359</sup>

<sup>359</sup> R. Fivaz, Phys. Rev. **183** (1969) 586

Unter Berücksichtigung dieses Faktors ergibt sich damit unter der Annahme eines schwachen und kurzreichweitigen Streupotentials für den side-jump eines Bandleitons

$$\Delta y_{\text{band}} = \frac{1}{6} k_0 \hat{\lambda}_c^2 \frac{2m^2c^2}{\hbar m^*} \tau_q \approx 0.8 \times 10^{-11} \text{ m}. \quad (85)$$

Im Gegensatz zu freien Elektronen, erfahren die Bandleitonen aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung einen deutlich größeren side-jump nach der Streuung, welcher hinsichtlich der Größenordnung einen signifikanten Einfluss auf den anomalen Hall-Effekt ausüben kann.<sup>360</sup>

<sup>360</sup> N. Nagaosa et al., Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 1539

Aus der Transporttheorie resultiert zwischen der *anomalen Hall-Leitfähigkeit*  $\sigma_{\text{AHE}}$  und dem side-jump  $\Delta y$  der folgende Zusammenhang:

$$\Delta y = \frac{\hbar k_F}{n_{\text{Elektron}}} \cdot \sigma_{\text{AHE}} \approx \frac{\hbar k_F}{n_{\text{Elektron}}} \cdot \frac{\rho_{\text{AHE}}}{\rho^2} = \ell \cdot \frac{\rho_{\text{AHE}}}{\rho}. \quad (86)$$

Die Elektronendichte wird dabei durch  $n_{\text{Elektron}}$  und die mittlere freie Weglänge der Elektronen durch  $\ell$  beschrieben, während der Fermi-Wellenvektor durch  $k_F$  dargestellt wird.<sup>361</sup>

<sup>361</sup> In der Näherung  $\rho_{\text{AHE}} \ll \rho_{xx}$  gilt:  
 $\sigma_{\text{AHE}} = \frac{\rho_{\text{AHE}}}{\rho^2}$ .

Das für den side-jump Mechanismus charakteristische Skalierungsverhalten

$$\rho_{\text{AHE}}^{\text{sj}} \propto \rho^2 \quad (87)$$

zwischen dem elektrischen Widerstand  $\rho$  und dem durch den side-jump verursachten anomalen Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE}}^{\text{sj}}$  kann somit direkt aus der Beziehung zwischen  $\Delta y$  und  $\sigma_{\text{AHE}}$  abgelesen werden. Zusätzlich offenbart das Verhältnis von  $\Delta y$  zur mittleren freien Weglänge  $\ell$  eine indirekte Abhängigkeit des side-jumps  $\Delta y$  von der Störstellenkonzentration  $\mathcal{C}$ .

NACH BERGER sollte dieses Skalierungsverhalten vor allem in ungeordneten Ferromagneten und deren Legierungen oberhalb von 100 K beobachtet werden, während eine lineare Proportionalität zwischen  $\rho_{\text{AHE}}$  und  $\rho$  unterhalb von 100 K dominieren sollte.<sup>362</sup>

Lavine et al. untersuchten beispielsweise den Zusammenhang zwischen  $\rho_{\text{AHE}}$  und  $\rho$  in unterschiedlich reinen Ni-Proben und konnten stets eine lineare Abhängigkeit im Niedertemperatur-Bereich gefolgt von einer quadratischen Abhängigkeit im Hochtemperatur-Bereich beobachten.<sup>363</sup>

Das von BERGER vorhergesagte Skalierungsverhalten konnte darüber hinaus noch in einer Vielzahl von weiteren ferromagnetischen Materialien bei Raumtemperatur nachgewiesen werden.<sup>364</sup>

DIE SKEW-SCATTERING & SIDE JUMP MECHANISMEN basieren definitionsgemäß auf der *intrinsischen Spin-Bahn-Wechselwirkung* in Kombination mit unmagnetischen Störstellen und können daher ursprünglich nur in ferromagnetischen Systemen in Erscheinung treten, in denen der Ferromagnetismus allein durch die Spinpolarisation  $\vec{\sigma}$  der Leitungselektronen (*itinerante Elektronen*) getragen wird (vgl. Abb. 202).<sup>365</sup>

In diesen Systemen ist  $\vec{\sigma}$  außerdem direkt proportional zur spontanen Magnetisierung  $M$ , infolgedessen sich auch  $\rho_{\text{AHE}}$  proportional zu  $M$  verhalten sollte.

Wie bereits von BERGER postuliert, treten die skew-scattering und side-jump Mechanismen meist gemeinsam auf, so dass die Kombination aus beiden Effekten in einem Skalierungsverhalten der Form

$$\rho_{\text{AHE}} = a(M)\rho + b(M)\rho^2 \quad (88)$$

zwischen dem anomalen Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE}}$  und dem elektrischen Widerstand  $\rho$  resultiert, wobei die Stärke des jeweiligen Mechanismus aus den Parametern  $a(M)$  (für skew-scattering) und  $b(M)$  (für side-jump) abgelesen werden kann.<sup>368</sup>

<sup>362</sup> L. Berger, Phys. Rev. B **2** (1970) 4559

<sup>363</sup> J. M. Lavine, Phys. Rev. **123** (1961) 1273

<sup>364</sup> A. Fert et al., Phys. Rev. Lett. **28** (1972) 303, A. Fert et al., Physical Review B **13** (1976) 397, G. Jakob, Phys. Rev. B (1998) N. A. Sinitsyn, J. Phys. Condens. Matter **20** (2008) 023201

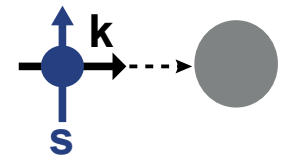


Abbildung 202: Schematische Darstellung der intrinsischen Spin-Bahn-Wechselwirkung.

<sup>365</sup> Die intrinsische Spin-Bahn-Wechselwirkung beschreibt die Wechselwirkung des Elektronen-Spins  $\vec{\sigma}$  mit dem zugehörigen Bahnmoment  $\vec{k}$ .



<sup>366</sup> Die Kristallionen weisen infolge der lokalisierten d- oder f-Elektronen ein magnetisches Moment auf.

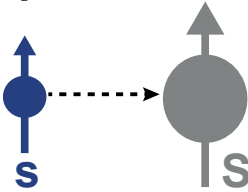


Abbildung 203: Schematische Darstellung der Spin-Spin-Wechselwirkung.

<sup>367</sup> Die s-d-Wechselwirkung charakterisiert gerade die Widerstandsbildung infolge der Streuung von s-Elektronen an d-Elektronen.

<sup>368</sup> J. Kondo, Progress of Theoretical Physics 27 (1962) 772

<sup>369</sup> N. Nagaosa et al., Rev. Mod. Phys. 82 (2010) 1539

<sup>370</sup> Im Modell von Smit wird dieses Streupotential gerade durch die unmagnetische Störstellen erzeugt.

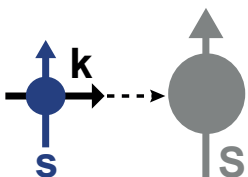


Abbildung 204: Schematische Darstellung des Bahn-Spin-Wechselwirkung.

In ferromagnetischen Systemen, in denen der Ferromagnetismus dagegen von den lokalisierten magnetischen Momenten der nicht-aufgefüllten 3d- oder 4f-Schalen hervorgebracht wird, kann der AHE nicht mehr als alleinige Folge der intrinsischen Spin-Bahn-Wechselwirkung interpretiert werden.

Vielmehr muss auch die Wechselwirkung zwischen dem Spin bzw. Bahnmoment der Leitungselektronen mit den magnetischen Momenten der Kristallionen berücksichtigt werden, welche auch als *extrinsische Wechselwirkung* bezeichnet wird (vgl. Abb. 203-204).<sup>366</sup>

Im Jahre 1962 unternahm beispielsweise J. KONDO den Versuch, den anomalen Hall-Effekt in derartigen Systemen mittels der extrinsischen s-d-Wechselwirkung zu erklären.<sup>367</sup>

Die magnetischen Kristallionen formen demzufolge am absoluten Temperatur-Nullpunkt ein räumlich periodisches Spin-Gitter, welches mit zunehmender Temperatur an perfekter, ferromagnetischer Ordnung verliert.<sup>368</sup>

Als Folge der wachsenden Unordnung bildet sich ein nicht-periodisches Spin-Potential aus, an welchem die unmagnetischen Leitungselektronen in Analogie zum skew-scattering Mechanismus asymmetrisch gestreut werden (vgl. Abb. 203).<sup>369,370</sup>

Aus der Kombination von intrinsischer Spin-Bahn-Wechselwirkung und der s-d-Wechselwirkung resultiert nach KONDO ein anomaler Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE}}$ , welcher sich gerade proportional zur *Drei-Spin-Korrelationsfunktion*  $\langle \Delta S \rangle$  gemäß

$$\rho_{\text{AHE}} \propto \langle \Delta S \rangle = \langle (S - \langle S \rangle)^3 \rangle \propto T^4 = \rho^2 \quad (89)$$

verhält.  $\langle \Delta S \rangle \propto (\vec{k}_0 \times \vec{k})$  kennzeichnet dabei gerade die Korrelation zwischen dem streuenden Elektron ( $\vec{k}_0$  &  $\vec{s}_0$ ), dem gestreuten Elektron ( $\vec{k}$  &  $\vec{s}$ ) sowie dem Spin des magnetischen Kristallions S und zeichnet sich dementsprechend durch eine zur Übergangswahrscheinlichkeit  $\mathcal{P}_{\vec{k}_0 \vec{k}}$  proportionale Formulierung aus (vgl. Gl. 79).

Da die Drei-Spin-Korrelationsfunktion  $\langle \Delta S \rangle$  darüber hinaus mit der 4. Potenz der Temperatur skaliert, ergibt sich nach den Überlegungen von KONDO für das skew-scattering Modell eine quadratische Beziehung zwischen dem anomalen Hall-Widerstandes  $\rho_{\text{AHE}}$  und dem elektrischen Widerstand  $\rho$ .

Im Falle gequenchter Bahnmomente und/oder perfekt parallel zueinander orientierter Spinmomente verschwindet die Drei-Spin-Spin-Korrelationsfunktion  $\langle \Delta S \rangle$  und damit verbunden der anomale Hall-Widerstand  $\rho_{\text{AHE}}$  vollständig.

Diese theoretischen Vorhersagen stehen jedoch im Widerspruch zu experimentellen Befunden (z.B. Gd) und bilden dadurch die Schwachstelle des von KONDO vorgeschlagenen Modells.<sup>371</sup>

Während KONDO das Bahnmoment des Kristallions in seinem Modell vollkommen außer Acht ließ, zog F. MARAZANA zusätzlich noch die extrinsische d-Spin-s-Bahn-Wechselwirkung in seine Überlegungen hinsichtlich des AHEs mit ein.<sup>372</sup>

Phänomenologisch kann diese Wechselwirkung als eine Kraft verstanden werden, welche ein ungebundenes Elektron in einem durch das magnetische Kristallion erzeugten Magnetfeld während seiner Bewegung zu spüren bekommt (vgl. Abb. 204).<sup>373</sup>

Bei der Berechnung des anomalen Hall-Widerstandes  $\rho_{\text{AHE}}$  gelangte MARAZANA dennoch zu derselben quadratischen Abhängigkeit zwischen  $\rho_{\text{AHE}}$  und  $\rho$  wie KONDO (vgl. Gl. 89).

<sup>371</sup> N. Nagaosa et al., Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 1539

<sup>372</sup> F. Marazana, Phys. Rev. **160** (1967) 421

<sup>373</sup> Diese Wechselwirkung ist identisch mit der intrinsischen Wechselwirkung im Modell von Karplus und Luttinger (vgl. Abb. 201).



# *Danksagung*

Abschließend möchte ich gerne die Gelegenheit nutzen, mich bei allen Menschen, die zur erfolgreichen Anfertigung dieser Arbeit auf die eine oder andere Weise beigetragen haben, recht herzlich zu bedanken.

Allen voran gebührt mein Dank meinem Betreuer PD DR. ANDY THOMAS für die Förderung und Betreuung dieser Arbeit sowie das in mich gesetzte Vertrauen. Seine stetige Diskussionsbereitschaft sowie sein umfangreiches fachliches Wissen haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Auch möchte ich mich bei PROF. DR. GÜNTER REISS, PROF. DR. ANDREAS HÜTTEN sowie DR. JAN SCHMALHORST bedanken, die mir eine produktive und hervorragend ausgestattete Arbeitsumgebung zur Verfügung gestellt haben.

Ein großes Dankeschön möchte ich auch an PROF. DR. RUDOLF GROSS sowie die Arbeitsgruppe von DR. SEBASTIAN T. B. GÖNENWEIN vom Walther-Meissner-Institut Garching richten für die Möglichkeit, an ihrem Institut die ersten Hall-Messungen durchführen zu können, die gute Zusammenarbeit sowie die vielen hilf- und lehrreichen Diskussionen. Die vielen Gespräche mit DR. FRANZ D. CZESCHKA zur Messung und Interpretation des anomalen Hall-Effekts waren außerordentlich hilfreich. DR. MATTHIAS ALTHAMMER sei für die Durchführung der Squid-Messungen herzlich gedankt.

Ein großer Dank gilt auch DR. DANIEL EBKE, der bereitwillig sein immenses Wissen über die hohe Kunst des Filmwachstums Co-basierter Heusler-Verbindungen mit mir teilte und in unzähligen Diskussionen substantielle Hilfestellungen und Impulse zu dieser Arbeit gegeben hat.

DR. OLIVER SCHEBAUM und DR. SAVIO FABRETTI sei für die tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung der Tieftemperatur-Messungen sowie die vielen fachlichen und außerfachlichen Diskussionen gedankt.

Ein Dankeschön möchte ich auch an MARKUS SCHÄFERS für die Einführung in die Probenstrukturierung sowie für die vielen Gespräche zu Fragen der Lithographie, an DANIEL MEIER für seinen unermüdlichen Einsatz beim Bonden und an PATRICK THOMAS sowie CHRISTIAN STERWERF für die Durchführung der XRD- und XRR-Messungen richten.

Darüber hinaus möchte ich mich auch bei NADINE MILL, DR. FRANK WITTBRACHT, MANUEL GLAS, STEFAN NIEHÖRSTER, CHRISTOPH KLEWE und DR. TIMO KUSCHEL sowie allen nicht namentlich erwähnten Mitgliedern der AG DÜNNE SCHICHTEN UND PHYSIK DER NANOSTRUKTUREN für die angenehme Zusammenarbeit, die kollegiale und fast familiäre Arbeitsatmosphäre sowie die vielen schönen Stunden jenseits der Arbeit recht herzlich bedanken.

Ebenso möchte ich dem MINISTERIUM FÜR INNOVATION, WISSENSCHAFT, FORSCHUNG UND TECHNOLOGIE DES LANDES NORDRHEIN-WESTFALEN für die finanzielle Unterstützung während der Durchführung und Erstellung dieser Arbeit danken.

Mein persönlicher Dank gebührt meinen ELTERN, die viel Verständnis während der Anfertigung dieser Arbeit für mich aufgebracht haben und mich in jeder Situation bedingungslos unterstützt haben.

