

Transportuntersuchungen an strukturierten Ferromagnet/Halbleiter- Hybridstrukturen



Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
der Fakultät für Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von
Dipl. Phys. Markus Ehlert
aus Braunschweig

im Jahr 2019

Promotionsgesuch eingereicht am: 10.05.2017

Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. Dieter Weiss

Prüfungsausschuss

Vorsitzender: Prof. Dr. Vladimir Braun

1. Gutachter: Prof. Dr. Dieter Weiss

2. Gutachter: Prof. Dr. Christian Back

Weiterer Prüfer: Prof. Dr. John Lupton

Datum des Promotionskolloquiums: 18.06.2019

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Austauschkopplung zwischen dünnen magnetischen Schichten	5
2.1	Exchange Bias und Exchange Spring Kopplung	5
2.2	Exchange Bias Kopplung zwischen ferromagnetischen und anti-ferromagnetischen Schichten	7
2.3	Exchange Spring Kopplung zwischen hart- und weichmagnetischen Schichten	13
2.3.1	Experiment und Modell von Goto	13
2.3.2	Grundlegende Anforderungen an Permanentmagneten . .	15
2.3.3	Modell der Exchange Spring Kopplung von Kneller und Hawig	20
2.3.4	Magnetisches Verhalten von Exchange Spring Systemen .	26
2.4	Zusammenfassung	32
3	Grundlagen der experimentellen Charakterisierung dünner magnetischer Schichten	35
3.1	Probenherstellung	35
3.2	Magnetoresistive Effekte	39
3.2.1	Negativer Magnetwiderstand	40
3.2.2	Anisotroper Magnetwiderstand	41
3.3	Messaufbau und Methoden	42
3.3.1	SQUID-Messungen an magnetischen Filmen	42
3.3.2	Magnetotransportuntersuchungen an magnetischen Streifen	44
4	Magnetische Eigenschaften gesputterter Eisen-Schichten	51
4.1	Eigenschaften von Eisen	51
4.2	Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften bei tiefen Temperaturen	54
4.2.1	Charakterisierung mittels SQUID-Messungen bei 5 K . .	54
4.2.2	Charakterisierung mittels Magnetotransport-Messungen bei 4.2 K	55
4.3	Temperaturabhängige Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften	68
4.3.1	Charakterisierung mittels SQUID-Messungen	68
4.3.2	Charakterisierung mittels Magnetotransportmessungen . .	70
4.4	Zusammenfassung	72

5	Magnetische Eigenschaften gesputterter Dysprosium-Schichten	73
5.1	Eigenschaften von Dysprosium	73
5.2	Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften bei tiefen Temperaturen	76
5.2.1	Charakterisierung mittels SQUID-Messungen bei 5 K . .	76
5.2.2	Charakterisierung mittels Magnetotransportmessungen bei 4.2 K	78
5.3	Temperaturabhängige Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften	89
5.3.1	Charakterisierung mittels SQUID-Messungen	89
5.3.2	Charakterisierung mittels Magnetotransportmessungen . .	94
5.4	Zusammenfassung	97
6	Magnetische Eigenschaften gesputterter Eisen / Dysprosium Bilayer	99
6.1	Eigenschaften von Eisen / Dysprosium Bilayer	99
6.2	Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften eines Eisen / Dysprosium Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy bei tiefen Temperaturen	102
6.2.1	Charakterisierung mittels SQUID-Messungen bei 5 K . .	102
6.2.2	Charakterisierung mittels Magnetotransportmessungen bei 4.2 K	105
6.3	Temperaturabhängige Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften eines Eisen / Dysprosium Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy	118
6.3.1	Charakterisierung mittels SQUID-Messungen	118
6.3.2	Charakterisierung mittels Magnetotransportmessungen . .	120
6.4	Charakterisierung von Eisen / Dysprosium Bilayer mit variabler Eisen-Schichtdicke und konstanter Dysprosium-Schichtdicke . . .	125
6.4.1	Charakterisierung mittels SQUID-Messungen	125
6.4.2	Charakterisierung mittels Magnetotransportmessungen . .	128
6.4.3	Elektrische Betrachtung der Fe/Dy Bilayer in Abhängigkeit von der Fe-Schichtdicke	133
6.4.4	Fe/Dy Bilayer mit konstanter Fe-Schichtdicke und variabler Dy-Schichtdicke	135
6.5	Zusammenfassung	136
7	Grundlagen zur Spininjektion und zum Spin-Galvanischen Effekt in zweidimensionalen Elektronengasen	139
7.1	Grundlegende Betrachtungen zur Spininjektion und -detektion .	139
7.1.1	Random Walk und Spindiffusion	139
7.1.2	Spininjektion am FM/NM Interface	144
7.1.3	Detektion von Spinsignalen	145
7.2	Spininjektion in GaAs-basierende zweidimensionale Elektronengase	151
7.2.1	Eigenschaften von Galliumarsenid	151
7.2.2	Eigenschaften von Gallium-Mangan-Arsenid	152

7.2.3	Wafer-Layout für die Spininjektion in ein (Al,Ga)As/GaAs 2DEG	155
7.3	Spin-Galvanischer Effekt in GaAs-basierenden zweidimensionalen Elektronengasen	159
7.3.1	Spin-Bahn Kopplung in (Al,Ga)As/GaAs 2DEGs	159
7.3.2	Spin-Galvanischer Effekt in GaAs-basierenden 2DEGs	162
8	Experimente zum Spin-Galvanischen Effekt in (Al,GaAs)/GaAs basierenden zweidimensionalen Elektronengasen	169
8.1	Probenherstellung und Geometrie	169
8.1.1	Probenherstellung	169
8.1.2	Geometrie der verwendeten Proben	171
8.2	Charakterisierung der Proben	173
8.2.1	Charakterisierung des 2DEG	173
8.2.2	Charakterisierung der Esaki-Dioden	177
8.3	Nachweis der Spininjektion mittels Spin Valve Messungen	180
8.4	Experimente zum Spin-Galvanischen Effekt: Magnetfeld-Kreissweep	185
8.5	Experimente zum Spin-Galvanischen Effekt: Hanle-Effekt	191
8.6	Zusammenfassung	200
9	Zusammenfassung und Ausblick	203
Anhang A:	Magnetische Eigenschaften gesputterter Eisen-Schichten	209
A.1	Strukturierte Eisen-Schichten mit 2.9 nm Fe / Au und langer Achse parallel zu [1-10]	209
Anhang B:	Magnetische Eigenschaften gesputterter Dysprosium-Schichten	211
B.1	Strukturierte Dysprosium-Schicht mit 75 nm Dy und langer Achse parallel zu [1-10]	211
B.2	Strukturierte Dysprosium-Schichten mit 75 nm Dy / 12 nm Au	212
B.3	Strukturierte Dysprosium-Schichten mit 35 nm Dy / 12 nm Au gewachsen auf Si / SiO ₂	213
Anhang C:	Magnetische Eigenschaften gesputterter Eisen / Dysprosium Bilayer	215
C.1	Strukturierter Eisen / Dysprosium Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy und langer Achse parallel zu [1-10]	215
C.2	Temperaturabhängige Charakterisierung von strukturierter Eisen / Dysprosium Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy und 3 µm und 750 nm Streifenbreite	216
C.3	Strukturierte Eisen / Dysprosium Bilayer mit variabler Eisen-Schichtdicke und konstanter Dysprosium-Schichtdicke	219
Anhang D:	Prozessdokumentation	223
D.1	Strukturierung und Wachstum dünner magnetischer Schichten	223

D.2 Wachstumsparameter der verwendeten Proben	226
Literaturverzeichnis	229
Publikationsliste	253
Danksagung	255

1 Einleitung

Die technologische Weiterentwicklung von integrierten Schaltkreisen wurde in den letzten Jahrzehnten vor allem durch die fortschreitende Verkleinerung (*Shrinkage*) der verwendeten Bauelemente erreicht. Diese Entwicklung wurde stets durch das von Gordon Moore formulierte *Moore's Law* getrieben [1], welches im Wesentlichen die Verdoppelung der Anzahl von Transistoren eines integrierten Schaltkreises (bei gleichbleibender Chipfläche) innerhalb eines Zeitraums von ungefähr zwei Jahren postuliert. In der *International Technology Roadmap for Semiconductors* (ITRS, Version 2015) [2] und der *International Roadmap for Devices and Systems* (IRDS, Version 2017) [3] wird jedoch deutlich, dass in wenigen Jahren die Verkleinerung der Bauelemente an ökonomische und vor allem physikalische Grenzen gelangen wird. Während in den 1980er Jahren der Sprung von der Mikrometer (1 μm) zur Nanometer-Prozesstechnologie (800 nm) vollzogen wurde, wird der nach ITRS / IRDS Anfang der 2020er einzuführende 5 nm Prozesstechnologieknoten¹ als mögliches Ende des *Moore's Law* angesehen. Der physische Abstand der Bauelemente zueinander wird dann nur noch wenige Nanometer (≈ 10 nm) betragen. In diesem Regime spielen bereits quantenmechanische Tunneleffekte eine Rolle, welche die Funktionsweise der Bauelemente beeinträchtigen und somit einer weiteren Verkleinerung entgegenstehen.

Ein Paradigmenwechsel könnte hier durch die „Spintronik“ als Ergänzung oder Nachfolger der konventionellen CMOS² Technologie eingeläutet werden. Der Begriff „Spintronik“, ein Kunstwort aus „Spin“ & „Elektronik“, beschreibt sehr treffend den hierbei verfolgten Ansatz. Während in der konventionellen Elektronik nur der klassische Ladungsträgertransport relevant ist, wird in der „Spintronik“ der Spin des Elektrons und das damit verknüpfte magnetische Moment benutzt und manipuliert.

Ein Anwendungsfeld der „Spintronik“ sind die in den 1990er Jahren technologisch und kommerziell eingeführten *Spin Valve* Elemente [4]. Die Initialzündung war hier die Entdeckung des GMR³-Effekts [5, 6] im Jahr 1988, für die an Peter Grünberg und Albert Fert 2007 der Nobelpreis verliehen wurde [7]. Auf dem GMR-Effekt basierende *Spin Valve* Elemente sind aus zwei sehr dünnen ferromagnetischen Schichten aufgebaut, welche durch eine wenige Nanometer dünne Zwischenschicht getrennt sind. Auf Grund des spinabhängigen Transports hängt der Magnetwiderstand von der Ausrichtung der magnetischen Schichten zueinander ab. Die Änderung des Magnetwiderstands zwischen paralleler und anti-

¹ Die Bezeichnung der Technologieknoten ist herstellerspezifisch und richtet sich meist nach der minimalen Gate-Länge. Die minimale Strukturgröße ist im Allgemeinen jedoch größer als die Bezeichnung des Technologieknotens suggeriert.

² *Complementary Metal Oxide Semiconductor*.

³ *Giant Magneto Resistance*.

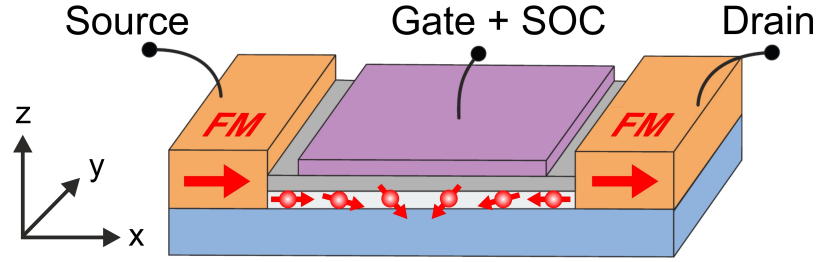


Abbildung 1.1: Konzept des Spin-Feldeffekttransistors nach Datta und Das [9]. Die Spin-Bahn Kopplung im 2DEG, welche zu einer Präzession der injizierten Spins führt, kann durch die Gate-Spannung variiert werden. Der zwischen Source und Drain gemessene Widerstand hängt von der Orientierung der Spins (Präzessionswinkel) relativ zur Magnetisierung des Drain Kontakts ab. Durch die Gate-Spannung kann daher der Source-Drain Widerstand gesteuert werden, was eine ähnliche Funktionalität wie in einem konventionellem FET ermöglicht. Abbildung aus [4].

paralleler Magnetisierung beträgt 5 – 10 %. Durch die Verwendung von GMR-Sensoren in Festplatten-Leseköpfen konnte eine Erhöhung der Speicherdichte in magnetischen Medien realisiert werden, da entsprechende Leseköpfe deutlich kleinere magnetische „Bits“ mit höherer Sensitivität detektieren können [8].

Als *Benchmark* für die „Spintronik“ wird oft der von Datta und Das [9] skizzierte Spin-Feldeffekttransistor (Spin-FET) angeführt. Dieser ist ähnlich zu einem konventionellen FET aufgebaut, jedoch sind die *Source* und *Drain* Kontakte, wie in Abbildung 1.1 skizziert, aus ferromagnetischen Materialien (FM) gefertigt [4, 10]. Durch den *Source* Kontakt wird ein Spinstrom in ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) injiziert, und anschließend am *Drain* Kontakt detektiert. Der Koeffizient $\alpha_{BR} = \alpha \langle E_z \rangle$ der Bychkov-Rashba Spin-Bahn Kopplung im 2DEG [11–15] kann durch die Applikation eines externen Felds E_z beeinflusst werden, und ist somit abhängig von der applizierten Gate-Spannung [16, 17]. Da die Spin-Bahn Kopplung wie ein effektives *in-plane* Magnetfeld wirkt, wird eine Präzession der injizierten Spins in der zx -Ebene induziert [15, 18, 19]. Über die Gate-Spannung kann somit die Stärke der Spin-Bahn Kopplung und damit der Präzessionswinkel der Spins eingestellt werden.

Da der zwischen *Source* und *Drain* gemessene Widerstand von der Ausrichtung der Spins relativ zur Magnetisierung des *Drain* Kontakts abhängt (und damit vom Präzessionswinkel), kann vergleichbar zu einem konventionellen FET durch die Gate-Spannung der Widerstand zwischen *Source* und *Drain* eingestellt werden. Weitere Freiheitsgrade ergeben sich beispielsweise durch die Applikation eines externen Magnetfelds. Mit diesem kann die Spin-Präzession im 2DEG [20, 21] gesteuert werden, und die Magnetisierung der FM Kontakte (parallele und antiparallele Magnetisierung [22]) verändert werden, was den *Source-Drain* Widerstand beeinflusst. Im konventionellen FET wird über die Gate-Spannung die Ladungsträgerdichte und damit die Leitfähigkeit im Kanal gesteuert. Vorteil des Spin-FET ist, dass hier eine wesentlich geringere Gate-Spannung zur

Steuerung des Widerstands zwischen *Source* und *Drain* ausreichend sein kann, da nur eine Spinpräzession induziert wird, jedoch die Ladungsträgerdichte nicht wesentlich beeinflusst werden muss [4].

Wesentliche Herausforderungen bei der Realisation von Bauelementen der „Spintronik“ sind die Implementation von ferromagnetischen Materialien / Kontakten mit definierten magnetischen Eigenschaften in Fertigungsprozesse von integrierten Schaltkreisen. Zudem müssen eine effiziente Spininjektion und Spindetektion im Halbleiterkanal gewährleistet werden [4, 10]. In den letzten Jahren wurden hier signifikante Fortschritte beim Verständnis und der experimentellen Umsetzung in verschiedenen Materialsystemen erzielt (siehe z.B. [4, 20, 23–26]). Auch wurde die prinzipielle Funktionsweise eines Spin-FET experimentell demonstriert (siehe z.B. [22]).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit Hilfe von Transportuntersuchungen an „Ferromagnet/Halbleiter-Hybridstrukturen“ zwei konkrete Problemstellungen aus dem Themengebiet der „Spintronik“ untersucht.

Im ersten Teil dieser Arbeit wird die magnetische Austauschkopplung zwischen wenigen Nanometer dünnen, magnetischen Schichten untersucht. In Bauelementen der „Spintronik“ werden typischerweise weichmagnetische Materialien wie beispielsweise Eisen (Fe) als mikrostrukturierte Kontakte zur Spininjektion und Spindetektion im Halbleiterkanal verwendet [23, 27, 28]. Essentiell sind hier die magnetischen Eigenschaften der Kontakte. In vielen Versuchskonzepten, wie z.B. zur Detektion des Spin-Hall Effekts [29–31] oder zum Nachweis des Spintransports mittels des Hanle-Effekts [20, 21], werden externe Magnetfelder zur Anregung einer Spin-Präzession benötigt. Diese werden meist senkrecht zur Magnetisierungsrichtung der FM Kontakte appliziert. Die Magnetisierungsachse der FM Kontakte reorientiert sich daher ab einer gewissen Magnetfeldstärke entlang des Magnetfeldvektors. Dies erschwert einerseits die Injektion von Spins mit einer definierten Ausrichtung in den Halbleiterkanal, andererseits wird dadurch auch die Spindetektion beeinträchtigt [32].

Ziel der im ersten Teil der Arbeit durchgeführten Experimente ist es daher, die magnetischen Eigenschaften von mikrostrukturierten Fe-Schichten durch Austauschkopplung mit einer direkt auf der Fe-Schicht gewachsenen, hartmagnetischen Dysprosium-Schicht (Dy) zu verbessern. Dafür werden systematisch die magnetischen Eigenschaften von Fe-Schichten, Dy-Schichten und verschiedenen Fe/Dy *Bilayer* Systemen mit Hilfe eines SQUID⁴ Magnetometers sowie elektrischen Transportmessungen charakterisiert. Anhand der durchgeführten Experimente kann die Kopplung beider Schichten nachgewiesen und im Rahmen des *Exchange Spring* Modells von Kneller und Hawig [33, 34] detailliert beschrieben werden. Dabei wird gezeigt, dass durch Variation des Schichtwachstums die magnetischen Eigenschaften der gekoppelten Fe-Schicht deutlich verbessert und „maßgeschneidert“ werden können [32]. In den durchgeführten Experimenten werden die magnetischen Schichten direkt auf den Halbleiter Galliumarsenid (GaAs) gewachsen, so dass es sich hier um „Ferromagnet/Halbleiter-Hybridstrukturen“ handelt. Dabei werden die magnetischen Schichten mit ähnlichen Abmessungen und Geometrien wie typischerweise verwendete FM Kon-

⁴ *Superconducting Quantum Interference Device.*

takte strukturiert. Der Versuchsaufbau erlaubt daher einen guten Übertrag der erzielten Ergebnisse auf entsprechende „Spintronik“ Experimente mit GaAs und ähnlichen Halbleitermaterialien.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wird der „Spin-Galvanische Effekt“ [35] in einem (Al,Ga)As/GaAs basierenden 2DEG untersucht. Unter gewissen Voraussetzungen treten in einigen Halbleitersystemen Effekte auf, die eine *Charge to Spin* Konversion (z.B. Spin-Hall Effekt [29–31]), oder eine *Spin to Charge* Konversion ermöglichen, und damit die Möglichkeiten der „Spintronik“ erweitern. Dazu zählt auch der hier untersuchte „Spin-Galvanische Effekt“, durch den in (Al,Ga)As/GaAs basierenden 2DEGs eine *Spin to Charge* Konversion realisiert werden kann. Konkret bedeutet dies, dass ein Spinstrom im 2DEG einen dazu senkrechten elektrischen Strom induziert („Spin-Galvanischer Strom“), wodurch eine rein elektrische Detektion von Spinströmen möglich ist. Herausfordernd ist hier vor allem eine effiziente Spininjektion in das 2DEG. Diese wird unter anderem durch die Verwendung eines „magnetisch verdünnten Halbleiters“ [in diesem Fall (Ga,Mn)As] als ferromagnetische Schicht, sowie durch eine Abfolge unterschiedlich dotierter GaAs-Schichten im verwendeten Wafer realisiert [4, 21, 25]. Experimentell wird der „Spin-Galvanische Effekt“ mit Hilfe von unterschiedlichen Messkonzepten und Magnetotransportmessungen untersucht.

Aufbau der Arbeit

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen der magnetischen Austauschkopplung erörtert, und in Kapitel 3 die experimentellen Methoden zur Untersuchung der Austauschkopplung dargestellt. In den nachfolgenden beiden Kapiteln werden die magnetischen Eigenschaften dünner Fe-Schichten (Kapitel 4) und dünner Dy-Schichten (Kapitel 5) charakterisiert. Die Ergebnisse fließen in die Untersuchung der magnetischen Kopplung in Fe/Dy *Bilayer* Systemen in Kapitel 6 ein. Im Anhang dieser Arbeit werden zusätzliche Experimente an Fe-Schichten (Anhang A), Dy-Schichten (Anhang B), und Fe/Dy *Bilayer* Systemen (Anhang C) dargestellt. Hier werden ergänzend zum Hauptteil magnetische Schichten mit abweichenden Wachstumsparametern (z.B. kristallographische Orientierung oder Schichtdicke) untersucht. In Anhang D wird zudem der Herstellungsprozess der mikrostrukturierten magnetischen Schichten erläutert, sowie eine Übersicht über die Wachstumsparameter der in dieser Arbeit charakterisierten Schichtsysteme gegeben.

In Kapitel 7 werden die Grundlagen der Spininjektion in 2DEGs, sowie der Mechanismus des „Spin-Galvanischen Effekts“ in (Al,Ga)As/GaAs basierenden 2DEGs erörtert. Experimentell wird der „Spin-Galvanische Effekt“ mit Hilfe von unterschiedlichen Messkonzepten in Kapitel 8 untersucht.

Im abschließenden Kapitel 9 werden wesentliche Aspekte und Ergebnisse der in dieser Arbeit behandelten Themenstellungen zusammengefasst. Zudem werden Anwendungsfelder für Fe/Dy *Bilayer* Systeme erläutert, und Anregungen für weitergehende experimentelle Untersuchungen gegeben.

2 Grundlagen der Austauschkopplung zwischen dünnen magnetischen Schichten

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der magnetischen Austauschkopplung zwischen dünnen magnetischen Schichten erörtert. Zunächst wird ein kurzer Abriss der Exchange Bias Kopplung gegeben, die zwischen einer ferromagnetischen Schicht (FM) und einer antiferromagnetischen Schicht (AFM) beobachtet werden kann (AFM-FM Kopplung). Der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt auf der Beschreibung der Kopplung zwischen dünnen weichmagnetischen und hartmagnetischen Schichten, der sogenannten Exchange Spring Kopplung. Im Gegensatz zur Exchange Bias Kopplung handelt es sich hierbei um die Kopplung zwischen zwei ferromagnetischen Schichten (FM-FM Kopplung). Die in diesem Kapitel dargestellten Charakteristika der Exchange Spring Kopplung sind Grundlage für die Experimente zur Kopplung zwischen hartmagnetischen Dysprosium-Schichten und weichmagnetischen Eisen-Schichten, welche im Rahmen dieser Arbeit experimentell untersucht wird.

2.1 Exchange Bias und Exchange Spring Kopplung

Durch die *Exchange Bias* Kopplung zwischen einer dünnen AFM-Schicht und einer dünnen FM-Schicht wird in der ferromagnetischen Schicht eine unidirektionale Anisotropie¹ bzw. Vorzugsrichtung induziert. Die sinnngemäße Übersetzung ins Deutsche lautet daher „Vorzugsrichtung-Austauschkopplung“. Diese Art der Kopplung wurde erstmals 1956 von Meiklejohn und Bean [37, 38] beschrieben. In ihren Experimenten konnten sie eine magnetische Wechselwirkung zwischen ferromagnetischen Co^2 -Partikeln und dem nativen antiferromagnetischen Co-Oxid (CoO), das die Co-Partikel umgibt, feststellen.

Wie in Abbildung 2.1 (a) dargestellt, erfolgt die ferromagnetische Kopplung zwischen der AFM-Schicht und der FM-Schicht durch die unkompensierten Spins des AFM an der Grenzfläche beider Schichten [36, 39–43]. Technologisch relevant wurde die antiferromagnetische Kopplung vor allem durch die Entdeckung des GMR³-Effekts [5, 6], für die Peter Grünberg und Albert Fert 2007 der Nobelpreis für Physik verliehen wurde [7]. Wie in Abbildung 2.1 (b) ersichtlich, wird in

¹ Unidirektionale Anisotropie bezeichnet die Existenz von nur einer Vorzugsrichtung, im Gegensatz zur uniaxialen Anisotropie mit einer Vorzugsachse [36].

² Cobalt.

³ *Giant Magneto Resistance*.

einem auf dem GMR-Effekt basierenden *Spin Valve* Sensor die Magnetisierung der oberen FM-Schicht durch die Kopplung mit dem AFM fixiert, so dass eine gepinnte FM-Schicht (PFM⁴) entsteht. Die untere FM-Schicht, die durch eine nichtmagnetische Spacer-Schicht (NM) von der PFM-Schicht separiert ist, kann hingegen frei rotieren. Durch die unterschiedlich großen Koerzitivfelder kann dadurch eine parallele oder antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung der FM-Schichten realisiert werden. Über den GMR-Effekt ist dies mit einem Minima (parallel) oder Maxima (antiparallel) des Widerstands verknüpft, wobei die Widerstandsänderung typischerweise 5 – 10 % beträgt [44]. Hierbei wird angenommen, dass zwischen den beiden FM-Schichten keine RKKY-Kopplung durch die NM-Schicht stattfindet. Für sehr dünne Schichten ist dies jedoch möglich, was als *Interlayer Exchange Coupling* bezeichnet wird (siehe z.B. [45–49]).

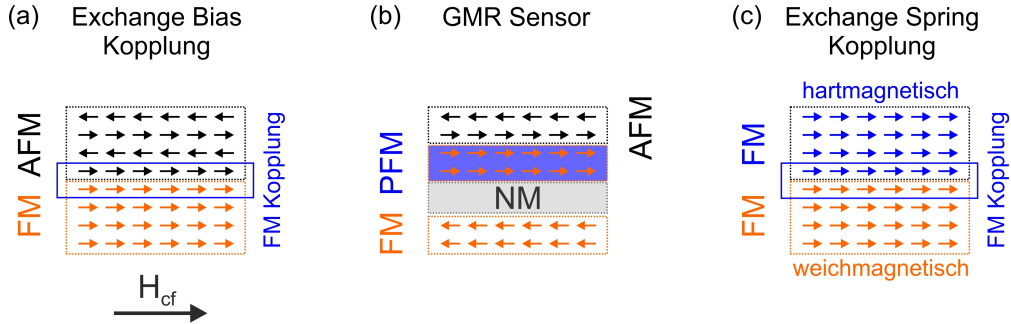


Abbildung 2.1: *Exchange Bias und Exchange Spring Kopplung.* (a) Die ferromagnetische *Exchange Bias* Kopplung zwischen den FM und AFM Spins an der AFM-FM Grenzfläche bildet sich nur aus, wenn während des Abkühlvorgangs ($T < T_N$) ein statisches Magnetfeld H_{cf} angelegt wird. (b) Im GMR-Effekt basierten *Spin Valve* Sensor wird die Magnetisierung der oberen FM-Schicht durch die *Exchange Bias* Kopplung fixiert (*Pinned FM*). Die untere FM-Schicht, die durch eine nichtmagnetische Spacer-Schicht (NM) von der PFM-Schicht separiert ist, kann hingegen frei rotieren. (c) Bei der *Exchange Spring* Kopplung wird die weichmagnetische Schicht durch die hartmagnetische Schicht ferromagnetisch gekoppelt. Abbildungen nach [36, 41].

Bei der FM-FM Kopplung bzw. *Exchange Spring* Kopplung wird hingegen, wie in Abbildung 2.1 (c) dargestellt, eine dünne weichmagnetische Schicht an eine dünne hartmagnetische Schicht gekoppelt. Je nach verwendetem Materialsystem betragen die Schichtdicken wenige Nanometer bis einige hundert Nanometer. Im Gegensatz zur *Exchange Bias* Kopplung wird durch die *Exchange Spring* Kopplung keine unidirektionale Vorzugsrichtung in einer der beiden Schichten induziert. Durch die Kopplung verhält sich das nominell zweiphasige Komposit⁵ magnetisch jedoch wie ein einphasiger Ferromagnet. Im Vergleich zu konventio-

⁴ *Pinned Ferromagnet.*

⁵ Als Komposit wird ein magnetisches Material bezeichnet, welches aus zwei oder mehr magnetischen Phasen / Schichten besteht [50].

nellen Magneten ergibt sich dadurch der Vorteil, dass das Komposit einerseits die hohe Sättigungsmagnetisierung des weichen FM aufweist, andererseits durch die hohe magnetokristalline Anisotropie der hartmagnetischen Schicht auch ein hohes Koerzitivfeld besitzt.

Eine umfassende theoretische und experimentelle Betrachtung wurde 1965 von Goto *et al.* [51] publiziert. Goto *et al.* untersuchten dabei die Kopplung zwischen einem 0.7 μm dünnen weichmagnetischen Permalloy-Film ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$), der auf einem hartmagnetischen NiCo Substrat aufgebracht wurde. Kneller und Hawig [33] etablierten für diese Art der magnetischen Kopplung den Begriff „*Exchange Spring* Kopplung“, da Goto *et al.* als mechanisches Analogon der magnetischen Austauschkopplung eine die beiden Schichten verbindende Feder verwendeten. Zudem konzipierten Kneller und Hawig *Exchange Spring* Systeme, die aus einer periodischen Abfolge dünner hartmagnetischer und weichmagnetischer Schichten bestehen, welche miteinander magnetisch gekoppelt sind.

2.2 Exchange Bias Kopplung zwischen ferromagnetischen und antiferromagnetischen Schichten

Die von Meiklejohn und Bean [37, 38] entdeckte *Exchange Bias* Kopplung wurde von den Autoren als „neue magnetische Anisotropie“ beschrieben, die aus der „Wechselwirkung zwischen einem antiferromagnetischen und einem ferromagnetischen Material“ resultiert [37]. In ihrem Experiment mit Co-Proben konnten Meiklejohn und Bean beobachten, dass durch Abkühlen in einem statischem Magnetfeld von $H_{cf} = 10 \text{ kOe}$, welches in der Probenebene angelegt wird, die Hysteresekurve horizontal um H_{ex} verschoben wird. Wie in Abbildung 2.2 (a) ersichtlich, erfolgt durch das *Field Cooling* eine Verschiebung der Hysteresekurve, entgegengesetzt zur Richtung von H_{cf} , um H_{ex} . Dadurch erhöht sich auch das Koerzitivfeld H_c im zweiten Quadranten der Hysteresekurve. Eine horizontale Verschiebung der Kurve tritt hingegen nicht auf, wenn beim Abkühlen kein statisches Magnetfeld angelegt wird (*Zero Field Cooling*) [siehe Abbildung 2.2 (b)].

Ursächlich für die Verschiebung der Hystereseschleife ist die magnetische Wechselwirkung zwischen den ferromagnetischen Co-Partikeln und dem nativen antiferromagnetischen CoO, das die Co-Partikel umgibt. Da die Néel-Temperatur T_N von CoO 293 K beträgt [37] und CoO bei Raumtemperatur somit paramagnetisch ist, kann dieser Effekt erst für Temperaturen $T < T_N$ beobachtet werden. Die Messungen von Meiklejohn und Bean wurden daher bei einer Temperatur von 77 K durchgeführt, bei der CoO antiferromagnetisch und Co ferromagnetisch ist⁶ [37, 38].

Auch in anderen Materialsystemen mit nativem Oxid konnte eine *Exchange Bias* Kopplung festgestellt werden. Chen *et al.* [53] ließen Fe, das per Molekularstrahlepitaxie auf GaAs gewachsen wurde, in einem selbst-passivierenden

⁶ $T_C(\text{Co}) = 1388 \text{ K}$ [52].

Prozess zu antiferromagnetischem FeO oxidieren, so dass die verwendeten Fe-Proben (Dicke 6-11 nm) mit einer etwa 1.5 nm dicken Schicht aus FeO bedeckt waren. Nach dem Abkühlen auf 5 K mit $H_{cf} > 0$ konnte eine horizontale Verschiebung der $M(H)$ -Kurve in Folge der *Exchange Bias* Kopplung zwischen Fe und FeO festgestellt werden. Eine entsprechende Kopplung konnte beispielsweise auch zwischen Ni-NiO und NiFe-oxidertem NiFe beobachtet werden [54].

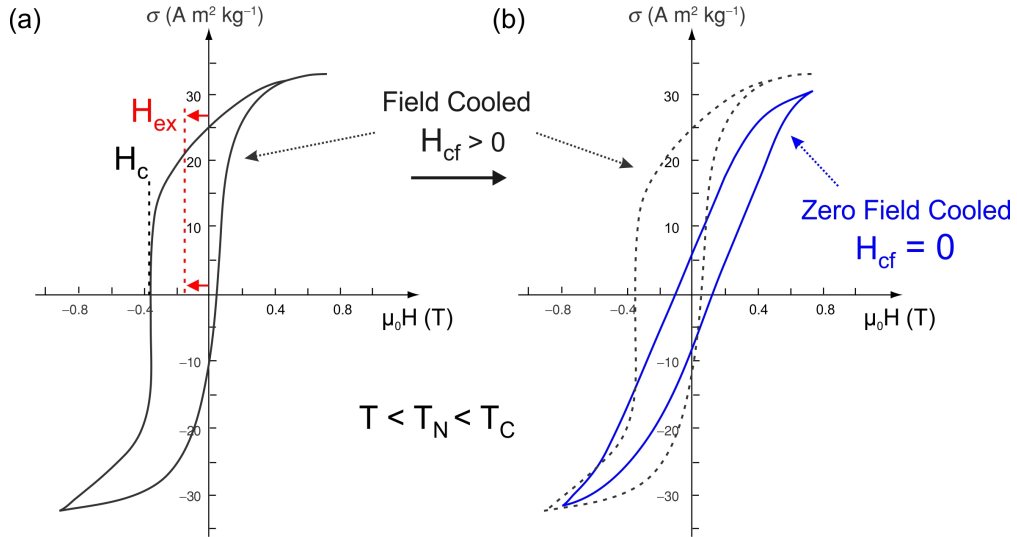


Abbildung 2.2: Grundlegendes Experiment von Meiklejohn und Bean zur *Exchange Bias* Kopplung [37, 38]. (a) Hysteresekurve von Co-Partikeln, gemessen bei $T = 77 \text{ K}$. Während des Abkühlvorgangs wurde ein Magnetfeld $H_{cf} > 0$ in Probenebene angelegt (Field Cooling). Die Hysteresekurve wird in Folge der Kopplung zwischen den ferromagnetischen Co-Partikeln und dem nativen, antiferromagnetischen Co-Oxid, das die Co-Partikel umgibt, horizontal entgegengesetzt zur Richtung von H_{cf} um das sogenannte *Exchange Field* H_{ex} verschoben. (b) Hysteresekurve von identisch präparierten Co-Partikeln, allerdings wurde hier während des Abkühlvorgangs kein Magnetfeld angelegt ($H_{cf} = 0$, Zero Field Cooling). Im Vergleich zur Field Cooled-Kurve (gestrichelt dargestellt) tritt bei der Zero Field Cooled-Kurve keine horizontale Verschiebung auf ($H_{ex} = 0$). Abbildungen aus [8, 37].

Im Folgenden wird nun in einer vereinfachten Darstellung der Mechanismus der *Exchange Bias* Kopplung beschrieben. Die magnetische Wechselwirkung am AFM-FM *Interface* ist dabei in Abbildung 2.3 skizziert, während Abbildung 2.4 die resultierende magnetische Konfiguration während des Durchlaufens der Hysteresekurve zeigt.

Grundvoraussetzung für die Ausbildung der Kopplung ist, dass die Curie-Temperatur T_C des ferromagnetischen Materials größer ist als die Néel-Temperatur des antiferromagnetischen Materials, $T_C (\text{FM}) > T_N (\text{AFM})$.

(a) Für $T_N < T < T_C$ und $H_{cf} = 0$ befindet sich der AFM in der paramagnetischen Phase [siehe Abbildung 2.3 (a)]. Da die magnetischen Momente des

AFM nicht ausgerichtet sind, bildet sich keine Kopplung zwischen den beiden Schichten aus.

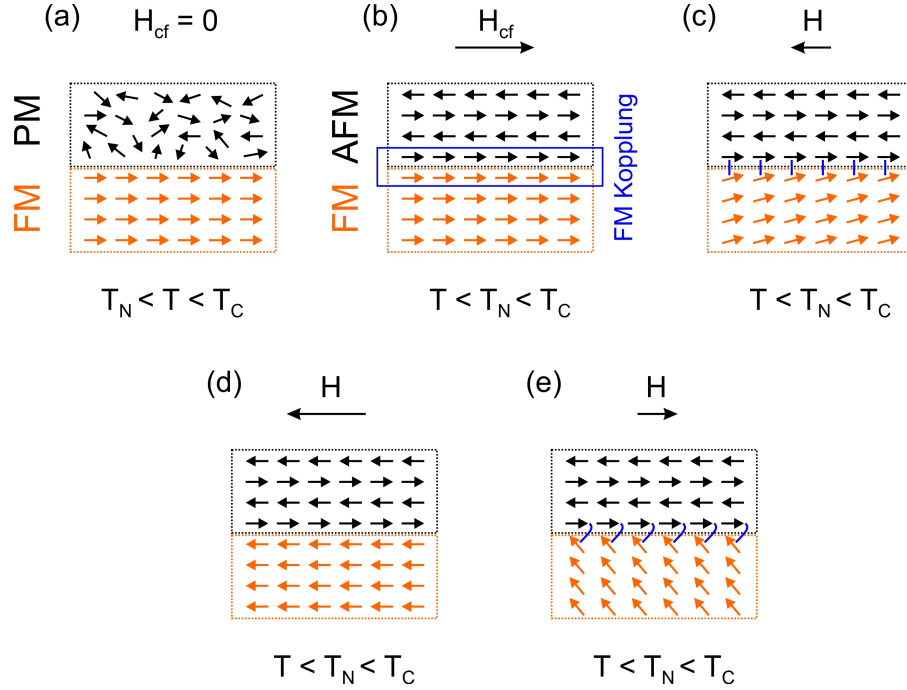


Abbildung 2.3: Magnetische Wechselwirkung am FM-AFM Interface. (a) $T_N < T < T_C$ und $H_{cf} = 0$: Die magnetischen Momente des AFM sind nicht ausgerichtet (paramagnetische Phase). (b) $T < T_N < T_C$, $H_{cf} > 0$: Unter dem Einfluss des statischen Magnetfelds H_{cf} (Field Cooling) richten sich die Spins des AFM an der Grenzfläche durch die ferromagnetische Wechselwirkung mit den Spins des FM parallel zu diesen aus. (c) $T < T_N < T_C$, $H < 0$: H_{cf} wird erniedrigt. Bei Anlegen des Gegenfelds H üben die Spins des AFM durch die Kopplung ein mikroskopisches Drehmoment auf die Spins des FM aus, um diese parallel ausgerichtet zu halten. (d) Im Vergleich zu einem FM ohne AFM-FM Kopplung richten die Spins des FM erst bei einem höheren Gegenfeld parallel zum Gegenfeld H aus. (e) Das Feld wird nun wieder erhöht. Die Spins des FM reorientieren sich auf Grund des Drehmoments, welches die Grenzflächen-Spins des AFM ausüben, bereits bei einem kleinerem Feld in Richtung des magnetischen Felds H [vergleiche auch (c) und (e)]. Abbildungen nach [36, 40, 43].

(b) Die Probe wird nun, ausgehend von einer Temperatur $T_N < T < T_C$, unter Einwirkung eines angelegten Magnetfelds H_{cf} abgekühlt (Field Cooling). Unterschreitet die Temperatur die Néel-Temperatur des AFM ($T < T_N$), befindet sich der AFM in der antiferromagnetischen Phase. Die Anordnung der Spins im AFM-Gitter erfolgt prinzipiell so, dass der AFM keine Netto-Magnetisierung aufweist. Wie in Abbildung 2.3 dargestellt, ist der AFM alternierend aus zwei Spin-Subgittern entgegengesetzter Magnetisierung aufgebaut, was als „unkompensiertes Interface“ bezeichnet wird. Unter dem Einfluss des Magnetfelds richten sich die unkompensierten Spins des AFM an der AFM-FM Grenzfläche pa-

parallel zu den Spins des FM aus und koppeln mit diesen ferromagnetisch. Die Anordnung der nachfolgenden Spin-Subgitter des AFM erfolgt so, dass der AFM keine Netto-Magnetisierung aufweist [36, 41].

(c) - (d) Nach Beendigung des Abkühlvorgangs wird nun das Magnetfeld erniedrigt und dessen Richtung umgekehrt, so dass ein magnetisches Gegenfeld anliegt (zweiter Quadrant der Hysteresekurve). Besitzt die AFM-Schicht eine hohe magnetokristalline Anisotropie, sind die Spins des AFM an der AFM-FM Grenzfläche stark an das AFM-Gitter gekoppelt und ändern ihre Ausrichtung (so wie das restliche AFM-Gitter) zunächst nicht. Unter dem Einfluss des Gegenfelds rotieren hingegen die Spins des FM aus ihrer vorherigen Ausrichtung und versuchen sich entsprechend dem Gegenfeld auszurichten. Durch die ferromagnetische Kopplung üben die Spins des AFM an der Grenzfläche jedoch ein mikroskopisches Drehmoment auf die Spins des FM aus, um diese parallel ausgerichtet zu halten, was in Abbildung 2.3 (c) dargestellt ist. Im Vergleich zum FM ohne AFM-FM Kopplung richten sie die Spins des FM somit erst bei einem höherem Gegenfeld H parallel zu diesem aus [36]. Effektiv bildet sich durch die Kopplung an der Grenzfläche eine gepinnte FM-Schicht aus [43].

(e) Wird nun das Magnetfeld wieder erhöht (in Richtung des vormals angelegten *Cooling Field*), so üben die Spins des AFM ein entgegengesetztes Drehmoment auf die Spins des FM aus. Im Vergleich zu einem FM ohne AFM-FM Kopplung orientieren sich die Spins des FM daher bereits bei kleineren Feldern entlang des Magnetfelds.

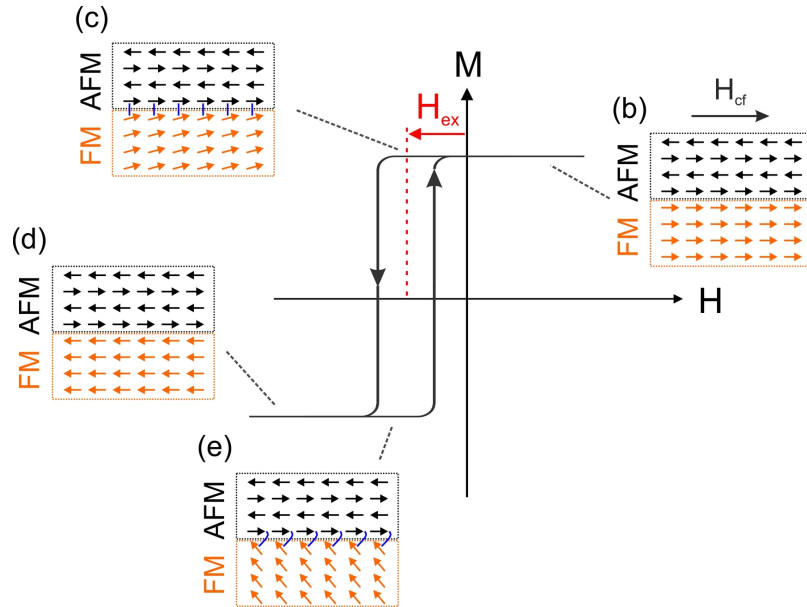


Abbildung 2.4: Magnetische Konfiguration des AFM-FM Bilayer während des Durchlaufes der Hysteresekurve von (b) nach (e) (vgl. hierzu auch Abbildung 2.3). Durch die magnetische Kopplung verschiebt sich die Kurve horizontal um das Exchange Field H_{ex} . Abbildung nach [36, 55].

Infolgedessen ist die Hysteresekurve eines magnetisch gekoppelten AFM-FM *Bilayer*, welche in Abbildung 2.4 zusammen mit der jeweiligen magnetischen Konfiguration dargestellt ist, nicht mehr um $H = 0$ (anti-) symmetrisch, sondern horizontal um das sogenannte *Exchange Field* H_{ex} nach links verschoben. Wird die Richtung des *Cooling Field* H_{cf} als positiv definiert, gilt im Allgemeinen $H_{ex} < 0$ [40]. Die Spins des FM besitzen daher nur eine stabile Konfiguration (in Richtung des vormals angelegten *Cooling Field*), welche als ebenjene unidirektionale „neue Anisotropie“, die Meiklejohn und Bean beobachtet haben, bezeichnet wird [36, 41]. Infolgedessen ist der Betrag des Magnetfelds, welches zur Umorientierung der Spins des FM in dieser Richtung benötigt wird, größer als ohne Austauschkopplung. Effektiv verhält sich das Material so, als ob ein zusätzliches, internes *Bias Field* wirken würde, was auch zur Bezeichnung *Exchange Bias* Kopplung geführt hat [36].

Im Gegensatz hierzu kann ohne *Field Cooling* nur eine uniaxiale⁷ Anisotropie mit einer um $H = 0$ (anti-) symmetrischen Hysteresekurve beobachtet werden, da durch die fehlende Ausrichtung der Spins des AFM in der Summe keine Kopplung an der AFM-FM Grenzschicht auftritt [41].

In einer Vielzahl von Experimenten konnte beobachtet werden, dass sowohl das *Exchange Bias* Feld H_{ex} als auch das Koerzitivfeld H_c indirekt proportional zur Dicke t_{FM} der ferromagnetischen Schicht sind (z.B. [36, 42, 56–59]):

$$H_{ex/c} \propto \frac{1}{t_{FM}}. \quad (2.1)$$

Dieser Befund unterstützt die Deutung, dass es sich bei der AFM-FM Kopplung um einen Grenzschichten-Effekt (*Interface Effect*) handelt. Mit steigender Schichtdicke t_{FM} ist der weiter von der Grenzfläche entfernte Teil der FM-Schicht nur noch schwach an den AFM gekoppelt, wodurch (über die gesamte FM-Schicht gemittelt) sowohl das *Exchange Field*, als auch das Koerzitivfeld des FM im Vergleich zum komplett gekoppelten Zustand abnehmen. Auch für die Kopplung zwischen dünnen weich- und hartmagnetischen Schichten, die im nächsten Kapitel behandelt wird, kann eine ähnliche Abhängigkeit beobachtet werden. Für hinreichend dicke AFM-Schichten (> 20 nm, materialspezifisch) ist $H_{ex/c}$ unabhängig von der Dicke t_{AFM} der AFM-Schicht [36].

Abbildung 2.5 (a) zeigt für einen FeMn⁸ (AFM) / NiFe (FM) *Bilayer* $H_{ex/c}(t_{FM})$ in Abhängigkeit von der Dicke der ferromagnetischen NiFe-Schicht. Nach Gleichung (2.1) ergibt sich für beide Größen in doppelt-logarithmischer Auftragung ein linearer Zusammenhang mit t_{NiFe} , welcher experimentell auch beobachtet wurde [59].

Die obige Darstellung liefert ein intuitives Bild der AFM-FM Kopplung, die über unkompenzierte Spins des AFM an der Grenzschicht vermittelt wird. Dennoch können über diese Darstellung weitergehende experimentelle Befunde nicht erklärt werden. So kann beispielsweise die *Exchange Bias* Kopplung auch an

⁷ Uniaxiale Anisotropie bezeichnet die Existenz einer Vorzugsachse.

⁸ Ferromangan.

einem „kompensierten AFM *Interface*“ beobachtet werden, welches in Abbildung 2.5 (b) skizziert ist. Während das unkompensierte AFM *Interface* aus zwei Spin-Subgittern entgegengesetzter Ausrichtung „aufgebaut“ ist [siehe Abbildung 2.5 (c)], sind bei einem kompensierten AFM *Interface* die Spins in der jeder Lage jeweils entgegengesetzt orientiert [40]. Die AFM-Grenzschicht weist daher keine Netto-Magnetisierung auf, wie in Abbildung 2.5 (b) dargestellt ist. Die Kopplung mit der FM-Schicht ist somit alternierend ferromagnetisch bzw. antiferromagnetisch und hebt sich in der Summe auf.

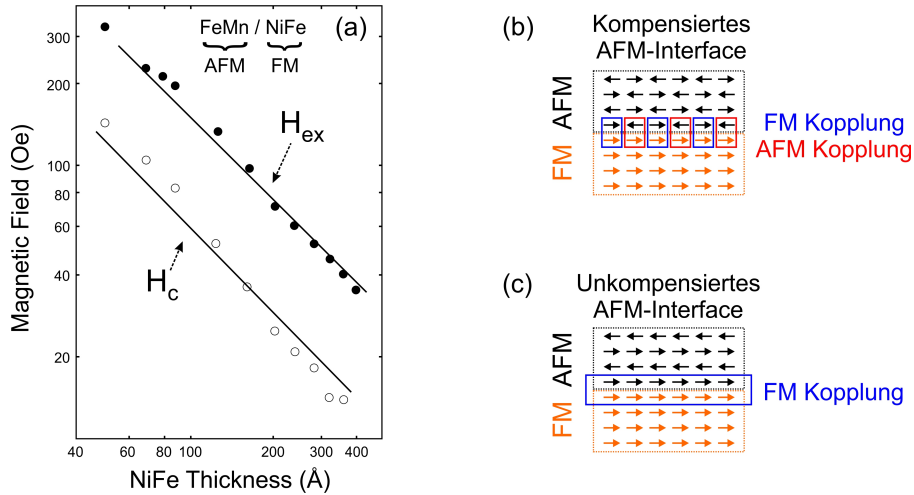


Abbildung 2.5: (a) *Exchange Field* $H_{ex}(t_{NiFe})$ und *Koerzitivfeld* $H_{coerc}(t_{NiFe})$ eines FeMn (AFM) / NiFe (FM) Bilayer, abhängig von der Dicke der ferromagnetischen NiFe-Schicht für $t_{FeMn} = 50$ nm. Abbildung aus [59]. (b) *Kompensiertes AFM Interface*. Das Interface des AFM (erste „magnetische“ Lage) wird aus zwei entgegengesetzt magnetisierten Spin-Subgittern gebildet, so dass die Kopplung abwechselnd ferromagnetisch und antiferromagnetisch ist. (c) *Unkompensiertes AFM Interface*. Im Gegensatz zum kompensierten Interface wird das Interface aus nur einem Spin-Subgitter gebildet, so dass hier eine rein ferromagnetische Kopplung möglich ist. Abbildungen nach [40].

Weiterhin tritt bei der AFM-FM Kopplung der sogenannte *Training Effect* auf, bei der H_{ex} mit der Anzahl n der durchlaufenen Hystereseschleifen abnimmt [60]. Dies deutet darauf hin, dass es sich bei der Kopplung an der Grenzschicht um einen metastabilen Zustand handelt. Auch ist die *Blocking Temperatur*, oberhalb der keine Kopplung mehr beobachtet werden kann, nicht notwendigerweise identisch mit der Néel-Temperatur des AFM, sondern bisweilen deutlich kleiner [40].

Wie in Abbildung 2.1 (b) dargestellt, wird die *Exchange Bias* Kopplung beispielsweise in GMR-Effekt basierten *Spin Valve* Sensoren eingesetzt, um die Magnetisierungsrichtung einer der ferromagnetischen Schichten zu fixieren [8, 41]. Durch die zunehmende technologische Bedeutung der *Exchange Bias* Kopplung in der magnetischen Speichertechnologie wurden seit Beginn der 1990er

Jahre eine Vielzahl von Modellen entwickelt, die die Kopplung in ihrer Gesamtheit abzubilden versuchen. Insbesondere wird dabei die Spin-Textur der AFM-FM Grenzschicht unter Berücksichtigung realer experimenteller Faktoren modelliert. In vielen Modellen wird hierfür berücksichtigt, dass die Grenzschicht nicht ideal epitaktisch, sondern rau ist [36, 40, 42]. Dadurch kann beispielsweise auch für ein kompensiertes AFM *Interface* eine in der Summe ferromagnetische Kopplung mit der FM-Schicht beschrieben werden. Zudem fließen die Beschaffenheiten der für magnetische Speichertechnologien verwendeten Materialien (meist polykristallin und nicht einkristallin) in die Modelle mit ein [61].

2.3 Exchange Spring Kopplung zwischen hart- und weichmagnetischen Schichten

In diesem Abschnitt werden die *Exchange Spring* Kopplung zwischen hart- und weichmagnetischen Schichten beschrieben und die Grundlagen für die experimentelle Gestaltung der Kopplung zwischen hartmagnetischen Dy-Schichten und weichmagnetischen Fe-Schichten erarbeitet. Zunächst wird das von Goto *et al.* [51] verwendete Modell der Kopplung einer hartmagnetischen an eine weichmagnetische Schicht skizziert. Anschließend werden die Anforderungen an Permanentmagnete erörtert und daraus die Konzeption für *Exchange Spring* Magnete nach dem Modell von Kneller und Hawig [33] abgeleitet. Zuletzt wird das experimentell relevante magnetische Verhalten von *Exchange Spring* Magneten beschrieben.

2.3.1 Experiment und Modell von Goto

Die Kopplung einer dünnen weichmagnetischen Schicht an eine ebenso dünne hartmagnetische Schicht wurde 1965 von Goto *et al.* [51] theoretisch modelliert, und experimentell an einem zweiphasigen Komposit, bestehend aus einer etwa 2 μm dicken NiCo Schicht (harter FM) und einer etwa 0.7 μm dicken Schicht Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$, weicher FM), beobachtet.

Goto *et al.* konnten hierbei zeigen, dass sich das magnetisch zweiphasige Komposit durch die Austauschkopplung beider Schichten wie ein konventioneller einphasiger Magnet verhält. Abbildung 2.6 (a) zeigt das von Goto *et al.* verwendete Modell der Kopplung eines weichmagnetischen Films an einen hartmagnetischen Film. Am *Interface* zwischen beiden Schichten ($z = 0$) ist die weichmagnetische Schicht am stärksten gekoppelt, jedoch nimmt mit steigendem Abstand z die Kopplungsstärke ab. Wird entgegen der ursprünglichen Magnetisierungsrichtung ($+x$) der beiden Schichten ein externes Magnetfeld angelegt, ändert sich die Magnetisierungsrichtung der hartmagnetischen Schicht auf Grund der hohen Anisotropie zunächst nicht. Am *Interface* beider Schichten ($z = 0$) bleibt durch die Kopplung auch die Magnetisierung der weichmagnetischen Schicht parallel zum hartmagnetischen Film ausgerichtet, wie in Abbildung 2.6 (a) dargestellt. Mit steigendem Abstand zur Grenzfläche (und damit abnehmender Kopplungsstärke) hingegen nimmt der Rotationswinkel $\phi(z)$ (in der xy -Ebene) der Magne-

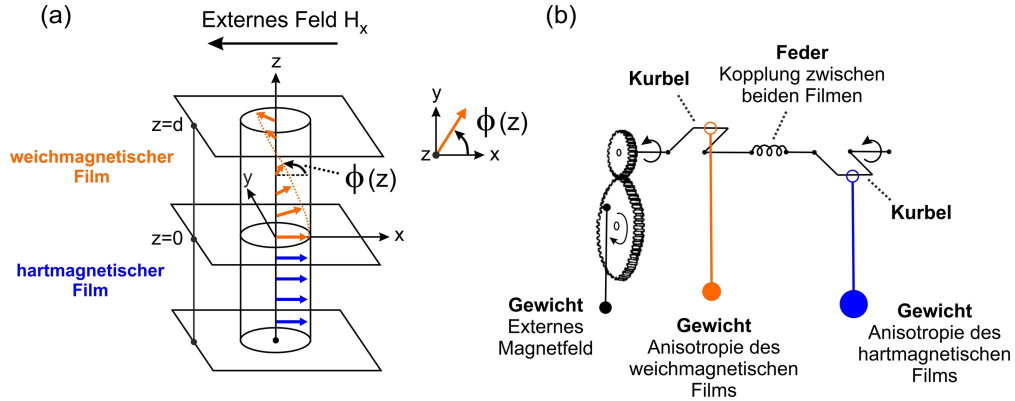


Abbildung 2.6: Modell von Goto et al. [51] der magnetischen Kopplung eines weichmagnetischen Films mit einem hartmagnetischen Film. (a) Das Magnetfeld H_x wird entgegen der ursprünglichen Magnetisierungsrichtung (+x) der beiden Schichten angelegt. Am Interface ($z = 0$) ist die Magnetisierung der weichmagnetischen Schicht am stärksten gekoppelt, mit steigendem Abstand nimmt die Kopplungsstärke ab und damit die Rotation der Magnetisierung der weichmagnetischen Schicht $\phi(z)$ in der xy-Ebene zu. (b) Mechanisches Modell der Kopplung, welche durch eine die beiden Schichten verbindende Feder realisiert ist. Abbildungen aus [51].

tisierung der weichmagnetischen Schicht zu. Die magnetische Konfiguration des weichmagnetischen Films hängt somit vom Abstand z zur Grenzfläche ($z = 0$) ab. Eine Rotation der Magnetisierung tritt daher zunächst an der ungekoppelten Oberfläche ($z = d$) auf, die sich dann mit steigendem Magnetfeld ins Innere der weichmagnetischen Schicht „ausbreitet“ [62].

Als mechanisches Analogon bzw. Modell der magnetischen Austauschkopplung verwendeten Goto et al. eine die beiden Schichten verbindende Feder, wie in Abbildung 2.6 (b) gezeigt. Das auf die weichmagnetische Schicht wirkende Magnetfeld wird als Gewicht dargestellt, welches über Zahnräder auf eine Welle bzw. Kurbel wirkt. Die Anisotropie der jeweiligen Filme wird als mechanisches Gegengewicht dargestellt, wobei das Gegengewicht des hartmagnetischen Films entsprechend höher ist. Über die namensgebende Feder sind beide Kurbeln gekoppelt, so dass die rückstellende Kraft der hartmagnetischen Schicht (höheres Gegengewicht) auf die weichmagnetische Schicht wirken kann.

Infolge der Kopplung beginnt sich die Magnetisierung in der weichmagnetischen Schicht erst ab einem gewissen Betrag des Gegenfelds H_x zu drehen. Hierfür haben Goto et al. die theoretische Magnetisierungskurve eines weichmagnetischen Films, der auf einem hartmagnetischen Film gewachsen wurde und an diesen gekoppelt ist, berechnet [siehe Abbildung 2.7 (a)]. Ist der Betrag des Magnetfelds $|H_x|$ kleiner als das sogenannte *Bending Field*⁹ ($H_b/H_x < -1$), ist die Magnetisierung M_x der weichmagnetischen Schicht gleich der Sättigungsma-

⁹ Das *Bending Field* wird auch als *Exchange Field* bezeichnet, da sich analog zur *Exchange Bias* Kopplung die Magnetisierung erst für $|H| < |H_b|$ dreht [63].

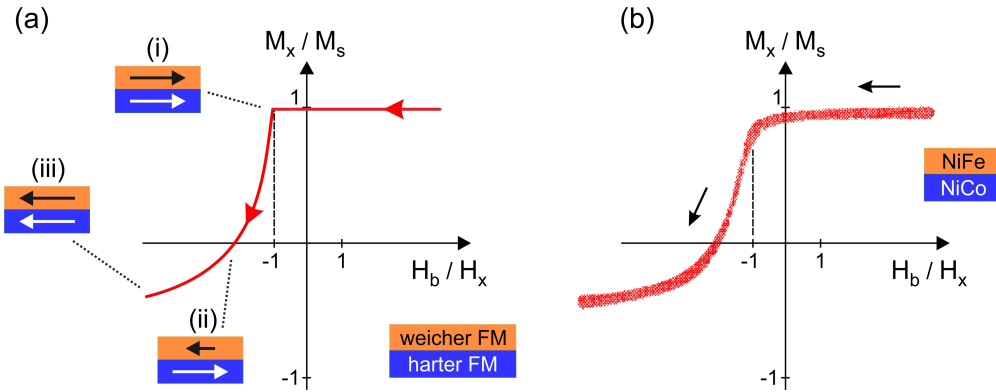


Abbildung 2.7: Experiment von Goto *et al.* an einem NiCo/NiFe Bilayer [51]. (a) Berechnete Magnetisierungskurve eines weichmagnetischen Films, der auf einem hartmagnetischen Film gewachsen wurde und an diesen gekoppelt ist. (b) Die experimentell ermittelte Magnetisierungskurve des NiCo/NiFe Bilayer zeigt eine gute Übereinstimmung mit der berechneten Kurve. Abbildungen aus [51].

gnetisierung M_s (i). Erst für $|H_x| > |H_b|$ rotiert die Magnetisierung der weichmagnetischen Schicht aus der ursprünglichen Magnetisierungsrichtung (ii), so dass $M_x/M_s < 1$ gilt. Für höhere Magnetfelder ist schließlich auch die hartmagnetische Schicht entlang des Magnetfeldvektors ausgerichtet (iii). Die von Goto *et al.* experimentell ermittelte Magnetisierungskurve eines NiCo / Permalloy Bilayer, dargestellt in Abbildung 2.7 (b), zeigt eine gute Übereinstimmung mit der zuvor berechneten Kurve¹⁰.

Im Modell von Bill *et al.* [62, 64] wird zudem das Modell von Goto *et al.* [51] realistisch erweitert, da die Magnetisierung der hartmagnetischen Schicht nicht als komplett starr angenommen wird. Dadurch kann gezeigt werden, dass die hartmagnetische Schicht auch für kleine Gegenfelder einen von Null verschiedenen Rotationswinkel $\phi(z)$ aufweist.

2.3.2 Grundlegende Anforderungen an Permanentmagneten

Das maximale Energieprodukt $(BH)_{\max}$ ist ein Maß für die gewünschte Eigenschaft eines Permanentmagneten, ein möglichst hohes permanentes magnetisches Moment zu besitzen. Wie in Abbildung 2.8 (a) dargestellt, wird das Energieprodukt durch die Fläche unterhalb der Entmagnetisierungskurve eines magnetischen Materials im zweiten Quadranten des $B(H)$ bzw. $M(H)$ -Diagramms bestimmt [50, 65, 66]. Das theoretische Limit für $(BH)_{\max}$ wird daher durch eine ideale, rechteckige Entmagnetisierungskurve erreicht [63].

In der praktischen Anwendung kann das Energieprodukt eines magnetischen Materials durch ein möglichst hohes Koerzitivfeld H_c in Verbindung mit ei-

¹⁰ Anmerkung: Bei der dargestellten Messkurve handelt es sich in der Publikation von Goto *et al.* [51] um eine schwarz-weiß Fotografie, die in Negativdarstellung abgebildet wurde. Zwecks besserer Darstellung wurde die Kurve eingefärbt.

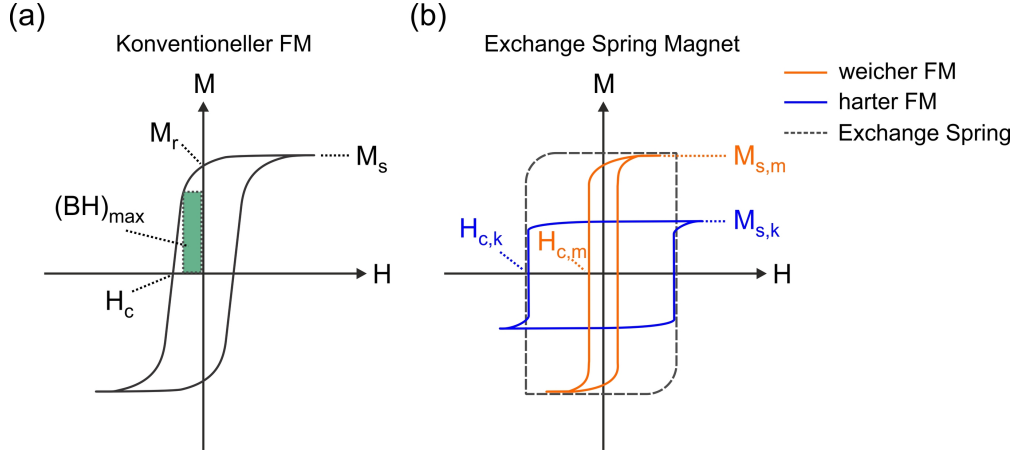


Abbildung 2.8: Vergleich des maximalen Energieprodukts $(BH)_{\max}$ eines konventionellen FM und eines Exchange Spring Magnets. (a) Das maximale Energieprodukt eines konventionellen magnetischen Materials wird durch die Fläche unterhalb der $M(H)$ -Kurve im II. Quadranten bestimmt. (b) Weiche FM besitzen meist eine höhere Sättigungsmagnetisierung $M_{s,m}$ als hartmagnetische Materialien ($M_{s,k}$), jedoch ein kleineres Koerzitivfeld $H_{c,m}$ [50] (mit dem Index 'm' werden die Eigenschaften des weichmagnetischen Films / Phase gekennzeichnet, mit 'k' die der hartmagnetischen Schicht / Phase). Sind jedoch durch die Exchange Spring Kopplung beide Schichten magnetisch gekoppelt, wird durch das hohe Koerzitivfeld $H_{c,m}$ des harten FM und die hohe Sättigungsmagnetisierung $M_{s,m}$ des weichen FM die Hysteresekurve geweitet (gestrichelte Linie) und damit das Energieprodukt im Vergleich zu konventionellen Magneten deutlich erhöht. Abbildungen nach [50, 65].

ner hohen Sättigungsmagnetisierung M_s maximiert werden. Für magnetische Materialien¹¹ gilt für das theoretische Limit des Energieprodukts [33, 34]:

$$(BH)_{\max} \leq \mu_0 M_s^2 / 4 = J_s^2 / 4\mu_0. \quad (2.2)$$

Das maximal erreichbare Energieprodukt $(BH)_{\max}$ wird somit prinzipiell nur durch M_s bzw. J_s limitiert. Damit Gleichung (2.2) Gültigkeit besitzt, muss das betrachtete magnetische Material dennoch weiteren Anforderungen genügen [33, 34], die im Folgenden näher erläutert werden.

- Um eine ideale, möglichst rechteckige Entmagnetisierungskurve und somit ein maximales Energieprodukt zu erreichen, muss die Remanenz der Sättigungsmagnetisierung- bzw. -polarisation entsprechen ($\mu_0 M_r = J_s$).
- Weiterhin sollte der Volumenanteil p des magnetischen Materials im Permanentmagneten $p = 1$ betragen sowie die magnetisch leichte Achse parallel zur Achse des magnetischen Felds ausgerichtet sein.

¹¹ In SI-Einheiten gilt: $B = \mu_0(H + M) = \mu_0 H + J$ mit $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am und magnetischer Polarisation J in Tesla.

- Zuletzt muss das kritische Feld H_N (Nukleations- oder Keimbildungsfeld), ab dem ein irreversibles Umschalten der Magnetisierung während des Ummagnetisierungsprozesses einsetzt, ausreichend hoch sein:

$$H_N > M_s/2 = J_s/2\mu_0. \quad (2.3)$$

Die in Gleichung (2.3) angegebene Bedingung kann nur von Materialien mit hoher magnetokristalliner Anisotropie $K \gg J_s^2/4\mu_0 = \mu_0 M_s^2/4$ erreicht werden, da nur diese ausreichend hohe kritische Felder H_N besitzen. Aus dem Verhältnis χ der magnetokristallinen Anisotropie zur Sättigungspolarisation

$$\chi = K/(J_s^2/4\mu_0) = 4K/\mu_0 M_s^2 \quad (2.4)$$

lässt sich das grundlegende Verhalten von magnetischen Materialien ablesen.

Für hartmagnetische Materialien (im Folgenden als k -Typ bezeichnet und mit entsprechenden Indizes versehen) gilt auf Grund der hohen magnetokristallinen Anisotropie $\chi \gg 1$. Bei weichmagnetischen Materialien (diese werden im Folgenden als m -Typ bezeichnet und ebenso mit entsprechenden Indizes versehen) ist K deutlich kleiner als bei hartmagnetischen Materialien, so dass das magnetische Verhalten im Allgemeinen durch die magnetostatische Energie bestimmt wird. Zudem weisen diese Materialien eine vergleichsweise hohe Sättigungsmagnetisierung auf, so dass für den m -Typ $\chi \ll 1$ gilt, was auch in Tabelle 2.1 ersichtlich ist.

Typ	Material	T_C (K)	K (10^6 J/m ³)	M_s (10^6 A/m)	J_s (T)	χ $= 4K/\mu_0 M_s^2$
k -Typ	BaFe ₁₂ O ₁₉	723	0.32	0.38	0.47	7.2
hart	Nd ₂ Fe ₁₄ B	585	9.4	1.25	1.57	19
$\chi \gg 1$	Co ₅ Sm	1003	11.9	0.84	1.05	54
$\chi \approx 1$	Co	1393	0.53	1.40	1.76	0.84
m -Typ	α -Fe	1043	0.047	1.70	2.13	0.05
weich	Fe ₂₃ B ₆	698	0.01	1.35	1.70	0.03
$\chi \ll 1$	Fe ₃ B	783	≈ 0.2	1.28	1.60	0.39

Tabelle 2.1: Magnetische Eigenschaften ausgewählter hartmagnetischer (k -Typ) und weichmagnetischer Materialien (m -Typ). Hartmagnetische Materialien besitzen eine hohe magnetokristalline Anisotropie K , so dass $\chi = 4K/\mu_0 M_s^2 > 1$ gilt. Im Gegensatz dazu weisen weichmagnetische Materialien zwar einen kleinen Wert für K auf und damit $\chi < 1$, besitzen jedoch meist eine größere Sättigungsmagnetisierung M_s als hartmagnetische Materialien. Aus [33].

Prinzipiell lassen sich Permanentmagnete sowohl mit hartmagnetischen, als auch mit weichmagnetischen Materialien herstellen. Die in Gleichung (2.3) angegebene Untergrenze für $H_N > M_s/2$ lässt sich jedoch mit weichmagnetischen

Materialien nicht erreichen. In m -Typ Materialien sind die Umkehrprozesse der Magnetisierung niederenergetischer Art (Blochwandverschiebung) mit kleinen kritischen Feldern H_N . Eine Maximierung von H_N kann hier nur über die magnetostatische Energie, d.h. über die Formanisotropie, erreicht werden¹². Für den Idealfall, dass das m -Kristallkorn die Form eines gestreckten Rotationsellipsoiden („Nadelform“) besitzt (Halbachse $a > c$ mit \vec{H} parallel zu a), lässt sich zeigen, dass das maximale kritische Feld $H_{N,m} \leq M_s/2$ ist [34].

Da die magnetostatisch bedingte Formanisotropie jedoch auch von der Wechselwirkung mit der magnetischen Umgebung des m -Korns abhängt, sinkt das durch die Formanisotropie bedingte kritische Feld $H_{N,m}(p_m) \cong H_{N,m}(0)(1-p_m)$ [34] mit erhöhtem Volumenanteil p_m des m -Typ Materials im Permanentmagneten. Für reelle m -Typ Systeme gilt daher stets $p_m < 1$, optimale Magnete sind mit $p_m = 2/3$ oder $p_m = 1/2$ realisierbar. Das erreichbare Energieprodukt, z.B. $(BH)_{\max,m} = \mu_0 M_s^2/16$ für $p_m = 0.5$, liegt daher deutlich unter dem in Gleichung (2.2) angegebenen Limit $\mu_0 M_s^2/4$.

Im Gegensatz dazu wird das kritische Feld eines hartmagnetischen k -Korns von der hohen Kristallanisotropie bestimmt, so dass das kritische Feld (quasi) unabhängig von der magnetischen Umgebung

$$H_{N,k} = 2K_k/\mu_0 M_{s,k} \quad (2.5)$$

beträgt [34]. Zur Unterdrückung der ferromagnetischen Austauschkopplung mit den umgebenden k -Körnern genügt daher die Einbringung einer wenigen Nanometer dünnen „magnetischen Isolation“ zwischen den Körnern. Mit dem daraus resultierenden Volumenanteil von $p_k \approx 0.95$ kann die eingangs gestellte Bedingung $p = 1$ mit einem hartmagnetischen k -Material prinzipiell erfüllt werden.

Die Entwicklung von Permanentmagneten auf Basis von hartmagnetischen k -Materialien wurde ab den 1960er Jahren gegenüber weichmagnetischen Materialien des m -Typs favorisiert. Hauptsächlich wurden Permanentmagnete mit einer binären oder ternären Verbindung von seltenen Erden (*Rare-Earths*) mit Übergangsmetallen (*Transition Metals*, meistens Co), wie beispielsweise SmCo_5 oder $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ [63], zur Anwendungsreife gebracht. Die verwendeten seltenen Erden besitzen dabei eine hohe magnetokristalline Anisotropie K [50], die sich, im Vergleich zu den Übergangsmetallen, in einem hohen Koerzitivfeld äußert. Nachteilig bei dieser Art von Permanentmagneten ist jedoch der hohe Volumenanteil an seltenen Erden. Diese sind teilweise deutlich kostenintensiver als als Übergangsmetalle [70] und neigen zudem durch ihre chemische Reaktivität zur Korrosion [63]. Infolge von politischen Instabilitäten Ende der 1970er Jahre in der Republik Zaire (seit 1997 Republik Kongo, weltweit eine der größten Quellen für Co) und damit einhergehender Verknappung von Co, wurde an Magneten mit Co-Substituten geforscht [50]. Die in diesem Zeitraum entwickelten Nd-Fe-Metalloid-Magnete besitzen ähnliche magnetische Eigenschaften [71] (siehe auch Tabelle 2.1). Nachteilig an den Nd-Fe-Metalloid-Magneten ist jedoch der

¹² Bei der Formanisotropie, die auch als *Shape Anisotropy* bezeichnet wird, handelt es sich um eine magnetische Anisotropie, die für dünne magnetische Filme über die entsprechende Formgebung („Nadelform“) entlang der „langen“ Achse induziert werden kann [67–69].

hohe Anteil an Nd¹³ (25 Gew. %) und die daraus resultierende Unbeständigkeit gegenüber Korrosion [34, 66].

Die von Goto *et al.* durchgeführten Experimente an austauschgekoppelten magnetischen Kompositen waren Mitte der 1980er Ausgangspunkt für die Entwicklung sogenannter *Exchange Spring* Magnete, die auch als „Austauschfeder-Magnete“ bezeichnet werden [33]. Ziel der Entwicklung von *Exchange Spring* Systemen war die Verbesserung der magnetischen Eigenschaften von Permanentmagneten durch die Verwendung von (mehrlagigen) austauschgekoppelten hart- und weichmagnetischen Schichten [33, 63], bei gleichzeitiger Reduktion des Volumenanteils der seltenen Erden.

Weichmagnetische Materialien weisen im Vergleich zu hartmagnetischen Materialien meist eine höhere Sättigungsmagnetisierung bzw. -polarisation auf, [siehe Tabelle 2.1, z.B. weicher Magnet $J_s(\alpha\text{-Fe}) = 2.13$ T, harter Magnet $J_s(\text{Co}_5\text{Sm}) = 0.84$ T]. Hartmagnetische Materialien hingegen besitzen meist ein höheres Koerzitivfeld, wie in Abbildung 2.8 (b) skizziert. Auf dieser Tatsache basiert die Idee von Kneller und Hawig [33] zur Realisierung sogenannter *Exchange Spring* Systeme. Diese bestehen nicht, wie bisher praktiziert, aus Verbindungen oder Legierungen von seltenen Erden mit Übergangsmetallen, sondern aus einem Komposit zweier magnetischer Phasen / Schichten (hart- und weichmagnetisch), die in Kontakt gebracht werden und dadurch miteinander austauschgekoppelt sind. Während das hartmagnetische Material vom *k*-Typ durch die hohe magnetokristalline Anisotropie *K* einen hohen Widerstand gegen Ummagnetisierungsprozesse zum Komposit beiträgt, kann durch das weichmagnetische *m*-Typ Material eine hohe Sättigungsmagnetisierung bzw. -polarisation erreicht werden. Wie in Abbildung 2.8 (b), kann dadurch die Fläche der $M(H)$ -Kurve deutlich erhöht werden, und damit auch $(BH)_{max}$. Durch die Austauschkopplung der weichmagnetischen *m*-Phase mit der hartmagnetischen Phase *k*-Phase ist die *m*-Phase magnetisch hart genug, dass es keiner Formanisotropie für die *m*-Phase bedarf. Aus diesem Grund kann der gesamte magnetische Volumenanteil im Komposit $p \approx 1$ betragen, wie es auch für einen einphasigen *k*-Typ Magneten der Fall wäre. Zudem kann das Komposit so gestaltet werden, dass die chemische inaktivere, weichmagnetische Phase die hartmagnetische Phase umhüllt und somit vor Korrosion schützt.

Eine der ersten experimentellen Realisationen eines *Exchange Spring* Systems, das magnetische Eigenschaften vergleichbar mit konventionellen Legierungen zeigt, wird in diesem Zusammenhang Coehoorn *et al.* [72] zugeschrieben. Coehoorn *et al.* konnten zeigen, dass durch zweistufiges Tempern von Flocken mit der Zusammensetzung Nd_{4.5}Fe_{77.0}B_{18.5} ein mehrphasiges Komposit entsteht. Dieses besteht aus Nd₂Fe₁₄B (hartmagnetische Phase) sowie Fe₃B und Fe (weichmagnetischer Anteil). Trotz des geringen Volumenanteils der hartmagnetischen Phase (15 %) weisen die somit größtenteils auf Fe₃B basierenden Magneten hartmagnetische Eigenschaften auf, wie beispielsweise ein hohes Koerzitivfeld ($\mu_0 H_c = 0.4$ T).

¹³ Neodym.

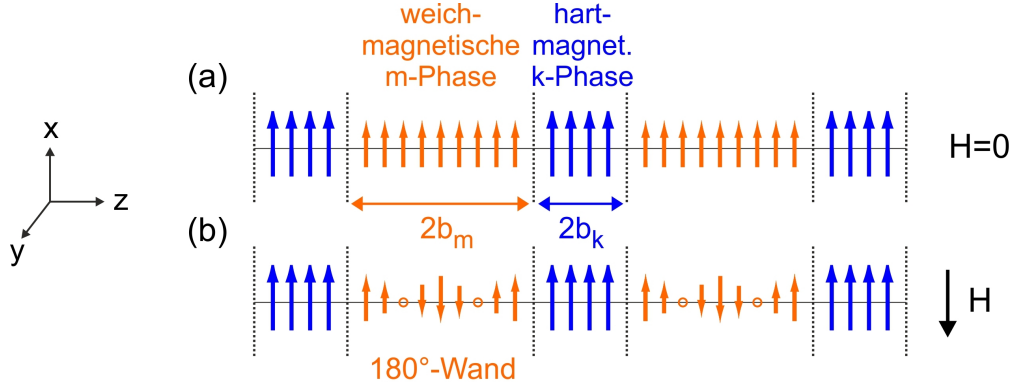


Abbildung 2.9: *Exchange Spring Modell nach Kneller und Hawig [33].*

(a) *Eindimensionale Exchange Spring Kette. Diese besteht alternierend entlang der Wachstumsrichtung (z) aus jeweils einer weichmagnetischen Schicht mit der Dicke $2b_m$ und einer hartmagnetischen Schicht mit der Dicke $2b_k$, welche an der jeweiligen Grenzfläche ferromagnetisch miteinander gekoppelt sind.* (b) *Wird ein Magnetfeld \vec{H} entgegengesetzt zur ursprünglichen Magnetisierungsrichtung ($+x$) angelegt, rotiert zunächst die Magnetisierung der weichmagnetischen m -Phase in der xy -Ebene und es bilden sich reversibel zwei nach rechts bzw. links progagierende 180° -Wände. Die Magnetisierung der hartmagnetischen k -Phase bleibt auf Grund der hohen Anisotropie zunächst unverändert.* Abbildungen nach [8, 33].

2.3.3 Modell der Exchange Spring Kopplung von Kneller und Hawig

Aufbauend auf dem Modell von Goto *et al.* werden im Folgenden die (geometrischen) Rahmenbedingungen für die magnetische Optimierung von *Exchange Spring* Systemen erörtert. Die Herleitung richtet sich dabei im Wesentlichen nach der namensgebenden Publikation von Kneller und Hawig [33, 34]. Die hierbei gewonnenen Erkenntnisse für *Multilayer Exchange Spring* Systeme können ebenso auch auf ein *Bilayer Exchange Spring* System übertragen werden, wie es im Rahmen dieser Arbeit experimentell untersucht wurde (Fe/Dy).

I. Eindimensionales Exchange Spring Modell

Abbildung 2.9 (a) zeigt das von Kneller und Hawig zugrunde gelegte eindimensionale Modell einer *Exchange Spring* Kette, welche aus einer alternierenden / periodischen Abfolge von k - und m -Phasen / Schichten entlang der z -Achse (Wachstumsrichtung) besteht. Diese geometrische Konfiguration wird auch als *Multilayer* oder *Superlattice* bezeichnet, wohingegen der *Bilayer* entsprechend nur aus einer Periode und damit aus genau einer weichmagnetischen und einer hartmagnetischen Schicht besteht. Die Eigenschaften des kombinierten *Exchange Spring* Systems werden dabei mit dem Indiz 'ex' gekennzeichnet.

Die jeweiligen Schichten besitzen eine Dicke von $2b_k = t_k$ bzw. $2b_m = t_m$, sind kristallographisch miteinander kohärent und mit der jeweils benachbarten

Schicht magnetisch austauschgekoppelt. Weiterhin wird angenommen, dass in beiden Schichten die magnetokristalline Anisotropie uniaxial (einachsig) ist und leichten Achsen beider Schichten mit der x -Achse zusammenfallen. Wird entlang der x -Achse ein zur initialen Magnetisierung ($+x$) entgegengesetztes Feld \vec{H} angelegt, so ist eine Rotation der Magnetisierung der weichmagnetischen m -Phase in der xy -Ebene zu beobachten. Wie in Abbildung 2.9 (b) skizziert und bereits im Modell von Goto *et al.* erläutert, bleibt durch die hohe Anisotropie die Magnetisierungsrichtung der hartmagnetischen k -Phase zunächst unverändert, während sich in der weichmagnetischen m -Phase reversibel zwei nach rechts bzw. links propagierende 180° -Wände ausbilden. Die Magnetisierung in der weichmagnetischen Phase ist sozusagen „verdreht“ (*twisted configuration*) und es bildet sich der sogenannte *Exchange Spring* Zustand aus [62]. Analog zur Elongation einer Feder (*Spring*) kann dieser Zustand reversibel sein. So lange die 180° -Wand nicht in die hartmagnetische Phase eindringt, kehrt die weichmagnetische Phase wieder in die ursprüngliche Magnetisierungskonfiguration zurück, wenn das Magnetfeld „ausgeschaltet“ wird ($H = 0$).

Die Anisotropieenergiedichte des *Exchange Spring* Systems hängt vom Winkel ϕ zwischen \vec{M} und der (magnetisch leichten) x -Achse ab:

$$E_K \cong K \sin^2(\phi) \text{ mit } K > 0. \quad (2.6)$$

Die Austauschenergiedichte E_A kann in der Form

$$E_A = A(\partial\psi/\partial x)^2 \quad (2.7)$$

dargestellt werden [34]. Der Winkel ψ in der xy -Ebene wird hier als Winkel zwischen \vec{M}_s und der x -Achse definiert. Die materialspezifische Austauschkonstante A ist bei Raumtemperatur in der Größenordnung von 10^{-11} J/m und ist temperaturabhängig:

$$A \propto T_C [M_s(T)/M_s(0)]^2. \quad (2.8)$$

Die Energie γ pro Flächeneinheit einer 180° -Blochwand mit Dicke δ kann damit durch

$$\gamma \cong \delta \cdot K + \delta \cdot A(\pi/\delta)^2 \quad (2.9)$$

berechnet werden [34]. Der Gleichgewichtswert von $\gamma(\delta)$ lässt sich aus den Bedingungen $\partial\gamma/\partial\delta = 0$ und $\partial^2\gamma/\partial^2\delta > 0$ berechnen. Damit ergeben die Gleichgewichtswerte δ_0 und γ_0 zu:

$$\delta_0 \cong \pi(A/K)^{1/2} \quad (2.10)$$

$$\gamma_0 \cong 2\pi(A \cdot K)^{1/2}. \quad (2.11)$$

Prämisse bei der Bestimmung der jeweiligen kritischen Dicken¹⁴ beider Phasen ist, dass die Ummagnetisierungsprozesse in *Exchange Spring* Systemen nicht

¹⁴ Mit „kritischer (Schicht-) Dicke“ sind die Werte für b_m und b_k gemeint, mit denen die optimalen magnetischen Eigenschaften des *Exchange Spring*. (z.B. großes Koerzitivfeld H_c) erreicht werden.

niederenergetischer Art mit niedrigen H_N sein dürfen. Stattdessen sind die Dicken so anzupassen, dass die Ummagnetisierung durch homogene Rotation der Magnetisierung geschieht und damit ein magnetisch hochenergetischer Prozess ist.

Wird nun, wie in Abbildung 2.9 (b) dargestellt, ein stetig wachsendes Gegenfeld \vec{H} entlang der x -Achse angelegt, beginnt sich die Magnetisierung zuerst in der magnetisch weichen m -Phase reversibel zu ändern. Die Magnetisierung in der magnetisch harten k -Phase bleibt auf Grund der hohen Anisotropie zunächst unverändert. Dies gilt auch für die Magnetisierung der m -Phase an der Grenzfläche, da diese durch die Kopplung an die hartmagnetische Phase magnetisch „gepinnt“ ist.

Im Folgenden wird nun der Ummagnetisierungsvorgang im System abhängig von der Dicke b_m der weichmagnetischen m -Phase erörtert. Die Dicke der hartmagnetischen Phase ist dabei so gewählt, dass sie dem Gleichgewichtswert $\delta_{0,k}$, bestimmt in Gleichung (2.10), entspricht. Für die Dicke der k -Phase gilt daher im Folgenden:

$$b_k \cong \delta_{0,k} = \pi(A_k/K_k)^{1/2}. \quad (2.12)$$

II. Dicke der m -Phase oberhalb der kritischen Dicke

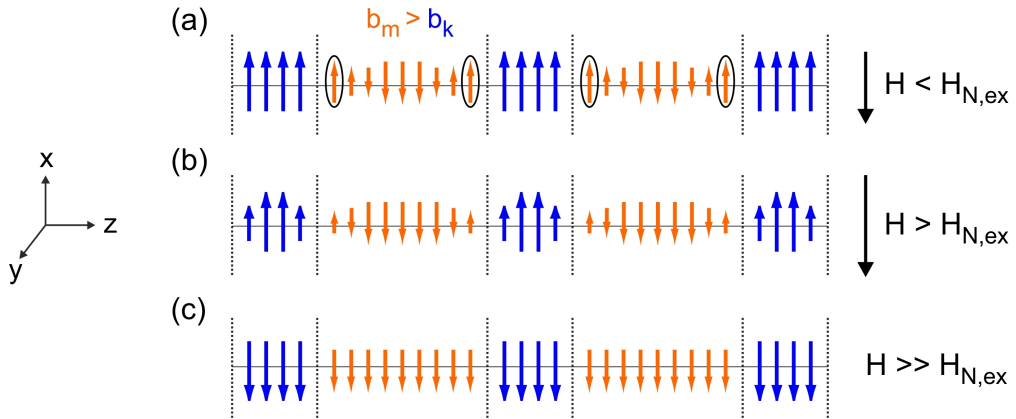


Abbildung 2.10: Ummagnetisierungsvorgang in der eindimensionalen Exchange Spring Kette für $b_m > b_k$ [siehe Gleichung (2.13)]. (a) Ausgehend vom Zustand in Abbildung 2.9 (b) wird das Magnetfeld weiter erhöht. Die 180° -Wände in der m -Phase werden dabei reversibel gegen die angrenzenden Wände der hartmagnetischen k -Phase komprimiert und dadurch „gepinnt“ (mit Ovalen markiert). (b) Erst wenn das Magnetfeld das kritische Feld $H_{N,ex}$ überschreitet, dringt die 180° -Wand in die hartmagnetische Phase ein. (c) Für $H \gg H_{N,ex}$ ist auch die hartmagnetische Phase parallel zum externen Magnetfeld ausgerichtet. Abbildungen nach [8, 33].

Zunächst wird der Fall erörtert, in dem die Dicke der m -Phase groß ist im Vergleich zur k -Phase ($b_m \gg b_k$). Diese Bedingung wird durch folgende Wahl

von b_m erfüllt:

$$b_m \cong \delta_{0,m} = \pi(A_m/K_m)^{1/2} \gg \delta_{0,k} = \pi(A_k/K_k)^{1/2} \cong b_k. \quad (2.13)$$

Die Gleichgewichtsdicke $\delta_{0,m}$ der magnetischen weichen m -Phase ist hier deutlich größer als die Gleichgewichtsdicke $\delta_{0,k}$ der hartmagnetischen k -Phase, da zwar A_m und A_k die gleiche Größenordnung besitzen, jedoch sich die Anisotropiekonstanten um mindestens eine Größenordnung unterscheiden ($K_k \gg K_m$).

Wird wie oben beschrieben ein Gegenfeld \vec{H} angelegt, so bilden sich zunächst reversibel zwei Gleichgewichts 180° -Wände in der weichmagnetischen Phase [siehe Abbildung 2.9 (b)]. Steigt \vec{H} weiter an, werden die 180° -Wände reversibel gegen die Wände der jeweils angrenzenden hartmagnetischen k -Phase komprimiert. In Abbildung 2.10 (a) ist dies durch gestrichelte Ovale dargestellt. Zudem steigt die Energiedichte $E_{\gamma,m}$ in den 180° -Wänden über den Gleichgewichtswert $E_{\gamma 0,m}$ an, so dass gilt¹⁵ [34]:

$$E_{\gamma,m} = \gamma_m/\delta_m \geq E_{\gamma 0,m} = \gamma_{0,m}/\delta_{0,m}. \quad (2.14)$$

Aufgrund der hohen Anisotropie $K_k \gg K_m$ bleibt die Magnetisierung in der k -Phase solange unverändert, bis die Energiedichte in der m -Phasen-Wand $E_{\gamma,m}$ die Gleichgewichtsenergiedichte der k -Phase $E_{\gamma 0,k}$ übersteigt. Unter Berücksichtigung von Gleichungen (2.9), (2.10) und (2.11) ergibt sich die kritische Energiedichte zu:

$$E_{\gamma,m} = \gamma_m/\delta_m = E_{\gamma 0,k} = \gamma_{0,k}/\delta_{0,k} = 2K_k. \quad (2.15)$$

Wie in Abbildung 2.10 (b) dargestellt, können ab diesem Zeitpunkt die 180° -Wände in die hartmagnetische Phase eindringen, was eine irreversible Umkehr der Magnetisierung in beiden magnetischen Phasen bewirkt. Für $|H| \gg |H_{N,ex}|$ ist somit auch die Magnetisierung der hartmagnetischen Phase parallel zum externen Feld ausgerichtet [siehe Abbildung 2.10 (c)]. Das mit der Magnetisierungsumkehr verknüpfte kritische Feld $H_{N,ex}$ ist kleiner als das Anisotropiefeld der k -Phase $H_{N,k} = 2K_k/M_{s,k}$, jedoch von gleicher Größenordnung. Dem gegenüber ist das Koerzitivfeld des *Exchange Spring* Systems deutlich kleiner als das entsprechende kritische Feld $H_{c,ex} \ll H_{N,ex}$. Dies ist einerseits dadurch begründet, dass $M_{s,m} > M_{s,k}$ gilt. Andererseits aber die Dicke der weichmagnetischen Phase b_m deutlich größer ist als die der hartmagnetischen Phase ($b_m \gg b_k$), so dass nur ein kleiner Teil der weichmagnetischen m -Phase an der Grenzfläche „gepinnt“ wird.

Im Gegensatz zu konventionellen, einphasigen Magneten lässt sich die Entmagnetisierungskurve im II. Quadranten der $M(H)$ -Kurve zwischen der Remanenz M_r,ex ($H = 0$) und dem Koerzitivfeld $M(H_{c,ex}) = 0$ vollständig reversibel durchlaufen, da die 180° -Wände in der m -Phase reversibel gegen die Wände der k -Phase komprimiert werden. In Abschnitt 2.3.4 wird dieses einer mechanischen Feder ähnelnde Verhalten näher erörtert.

¹⁵ Das Verhältnis von Energie pro Flächeneinheit γ_m zur Dicke der Wand δ_m ergibt die Energiedichte $E_{\gamma,m}$ der m -Phasen-Wand.

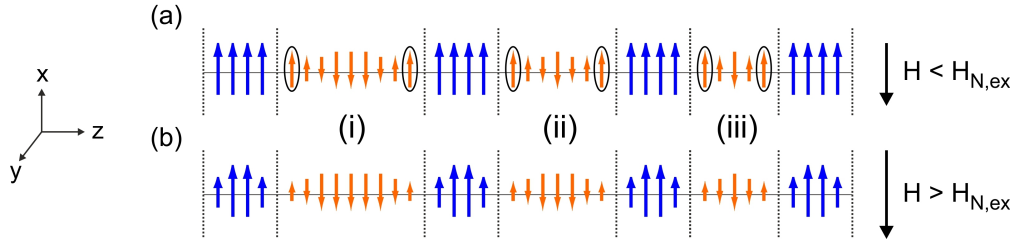


Abbildung 2.11: Optimierung des Koerzitivfelds der weichmagnetischen Phasen. (a) Die Dicke b_m der weichmagnetischen m -Phase wird im Vergleich zu Abbildung 2.10 von (i) nach (iii) schrittweise verringert. Das Koerzitivfeld der weichmagnetischen Phase nimmt von (i) nach (iii) zu, da die Magnetisierung der weichmagnetischen Phasen an der Grenzfläche „gepinnt“ bleibt. (b) Das im Wesentlichen von der hartmagnetischen Phase bestimmte kritische Feld $H_{N,ex}$ bleibt jedoch identisch. Abbildungen nach [8, 33].

III. Ermittlung der kritischen Dicke der m -Phase

Die Reduktion der Dicke der weichmagnetischen Phase auf einen Wert unterhalb der Gleichgewichtsdicke der Wand

$$b_m < \delta_{0,m} \quad (2.16)$$

führt dazu, dass die Dicke der 180° -Wände in der m -Phase geometrisch ebenfalls auf einen Wert $\delta_m \cong b_m < \delta_{0,m}$ unterhalb der Gleichgewichtsdicke begrenzt wird, wie in Abbildung 2.11 (a) (i)-(iii) skizziert. Für Magnetfelder kleiner als das kritische Feld $H < H_{N,ex}$ ist die Energiedichte der Wände in der m -Phase daher, im Gegensatz zu Fall II. ($b_m \gg b_k$), stets größer als die Gleichgewichtsenergiedichte $E_{\gamma,m} = \gamma_m / \delta_m > E_{\gamma,0}$.

Wie in Abbildung 2.11 (a) zu erkennen ist, wird von (i) nach (iii) einerseits die 180° -Wand geometrisch verkleinert, zugleich bleibt jedoch die Magnetisierung an der Grenzfläche zur hartmagnetischen Phase gepinnt. Dadurch steigt bei gleichbleibendem kritischem Feld $H_{N,ex}$ das Koerzitivfeld $H_{c,ex}$ an.

Durch eine Verringerung der Dicke der weichmagnetischen m -Phase kann daher das Koerzitivfeld $H_{c,ex}$ des *Exchange Spring* Systems erhöht werden. Daraus lässt sich nun die kritische (untere) Dicke der weichmagnetischen Phase, bei der das Koerzitivfeld $H_{c,ex}$ maximal wird, ermitteln. Hierfür müssen die Dicke b_m der m -Phase und damit auch die Wanddicke δ_m soweit reduziert werden, dass die anfängliche Energiedichte $E_{\gamma,m}(H = 0)$ der Wände in der m -Phase der Gleichgewichtsenergiedichte $E_{\gamma,k}(H = 0)$ der hartmagnetischen k -Phase entspricht. Die Energiedichte der Wände in der m -Phase ergibt sich aus der Energie pro Flächeneinheit γ_m (Gleichung 2.9), geteilt durch die Wanddicke δ_m

[34]:

$$\begin{aligned}\gamma_m(\delta_m) &\cong \underbrace{(\delta_m \cdot K_m + \delta_m \cdot A_m(\pi/\delta_m)^2)}_{\approx 0}, \\ &\cong \delta_m A_m(\pi/\delta_m)^2,\end{aligned}\tag{2.17}$$

$$\begin{aligned}E_{\gamma,m}(\delta_m) &= \gamma_m/\delta_m \cong \delta_m A_m(\pi/\delta_m)^2/\delta_m, \\ &\cong A_m(\pi/\delta_m)^2.\end{aligned}\tag{2.18}$$

Hier wurde der Term $\delta_m \cdot K_m$ als vernachlässigbar klein angenommen [34], da die Anisotropie des weichmagnetischen Materials sehr klein ist ($K_m \ll 1$, siehe auch Tabelle 2.1), sowie $\delta_m \ll \delta_{0,m}$ gilt.

Die Äquivalenz zwischen der Energiedichte in der m -Phase und der kritischen Energiedichte in der k -Phase wurde in Gleichung (2.15) zu $E_{\gamma,m} = \gamma_m/\delta_m \cong 2K_k$ bestimmt. Daraus lässt sich nun die kritische Dicke $b_{m,krit}$ mit der Bedingung $\delta_m = b_{m,krit}$ ableiten. Mit Gleichung (2.18) ergibt sich daraus:

$$\begin{aligned}E_{\gamma,m} &\cong A_m(\pi/\delta_m)^2 = 2K_k \\ &\cong A_m(\pi/b_{m,krit})^2 = 2K_k\end{aligned}$$

$$b_{m,krit} = \pi(A_m/2K_k)^{1/2}.\tag{2.19}$$

Entsprechende Werte für die Anisotropie K_k der harten k -Phase lassen sich beispielsweise aus Tabelle 2.1 ablesen. Die Austauschkonstante A_m liegt typischerweise im Bereich von 10^{-11} J/m; mit $K_k = 2 \cdot 10^6$ J/m³ ergibt sich damit für die kritische Dicke der m -Phase $b_{m,krit} \approx 5$ nm.

Als „Faustformel“ für die Dimensionierung der weichmagnetischen Phase lässt sich herleiten (siehe unten), dass eine optimale *Exchange Spring* Kopplung vorliegt, wenn die Dicke der weichmagnetischen Schicht b_m die Dicke der Gleichgewichtswanddicke der hartmagnetischen Phase nicht übersteigt [63]. Die kritische Dicke der m -Phase kann damit anstelle von Gleichung (2.19) auch ausschließlich durch die Parameter A_k und K_k der hartmagnetischen Phase abgeschätzt werden:

$$b_{m,krit} \equiv \delta_{0,k} = \pi(A_k/K_k)^{1/2}.\tag{2.20}$$

Für die hartmagnetische k -Phase ist eine Abschätzung der oberen kritischen Dicke $b_{k,krit}$, d.h. der maximal möglichen Dicke der hartmagnetischen Phase in einem *Exchange Spring* System, nicht möglich, da es sich um einen hochenergetischen Ummagnetisierungsprozess handelt (Brown's Paradox) [34]. Naheliegender ist es jedoch, die obere kritische Dicke gleich der Gleichgewichtsdicke der Wand zu wählen:

$$b_{k,krit} \cong \delta_{0,k} = \pi(A_k/K_k)^{1/2}.\tag{2.21}$$

Nach Gleichung (2.8) skaliert die Austauschkonstante A mit der (Curie-) Temperatur. Da die Curie-Temperatur vieler hartmagnetischer Materialien niedriger

ist als die Curie-Temperatur von weichmagnetischen Materialien (vgl. Tabelle 2.1), kann angenommen werden, dass die Austauschkonstante der k -Phase kleiner ist als die der m -Phase ($A_k < A_m$), so dass $A_m/2 \approx A_k$ geschätzt werden kann. Daraus ergibt sich, dass die kritische Dicke der m -Phase und die obere kritische Dicke der k -Phase in guter Näherung gleich sind:

$$b_{m,krit} = \pi \underbrace{\left(\frac{A_m}{2} \cdot \frac{1}{K_k} \right)}_{\text{Gleichung (2.19)}}^{1/2} \approx \pi \left(A_k \cdot \frac{1}{K_k} \right)^{1/2} = b_{k,krit}. \quad (2.22)$$

Dies belegt auch die Gültigkeit der „Faustformel“ in Gleichung (2.20).

Konzeptionell sind *Exchange Spring* Systeme konventionellen einphasigen Permanentmagneten vor allem dadurch überlegen, dass eine deutliche Reduzierung bzw. Minimierung des Volumenanteils der hartmagnetischen Schicht möglich ist.

2.3.4 Magnetisches Verhalten von Exchange Spring Systemen

Die magnetische Austauschkopplung in *Exchange Spring* Systemen hängt bei gegebener (optimaler) Dicke der hartmagnetischen Phase wesentlich von der Dicke der weichmagnetischen Phase b_m (bzw. entsprechend der Gesamtdicke $t_m = 2b_m$) ab, was im vorigem Abschnitt mikroskopisch betrachtet wurde. Anhand der „Faustformel“ in Gleichung (2.20) für die Dimensionierung der weichmagnetischen Phase lassen sich zwei grundlegende Fälle der *Exchange Spring* Kopplung unterscheiden. Das makroskopische magnetische Verhalten wird im Folgenden genauer dargestellt. Die getroffenen Aussagen gelten dabei sowohl für *Multilayer*, als auch für *Bilayer Exchange Spring* Systeme.

- Eine optimale Kopplung liegt vor, wenn die Dicke b_m der weichmagnetischen Phase der Gleichgewichts-Domänenwanddicke $\delta_{0,k}$ der hartmagnetischen Schicht entspricht („optimale Geometrie“). In der Literatur wird oftmals auch die Gesamtdicke der weichmagnetischen Schicht $2b_m = t_m$ angegeben, so dass das Kriterium zu

$$b_m = \delta_{0,k} \\ \text{bzw.} \quad t_m = 2 \cdot \delta_{0,k}$$

umgeformt werden kann.

- Die Kopplung der weichmagnetischen Phase und damit auch das Koerzitivfeld des *Exchange Spring* Systems nehmen ab, wenn die Dicke der weichmagnetischen Phase größer ist als im ersten Fall („nicht-optimale Geometrie“), d.h.

$$b_m > \delta_{0,k} \\ \text{bzw.} \quad t_m > 2 \cdot \delta_{0,k}.$$

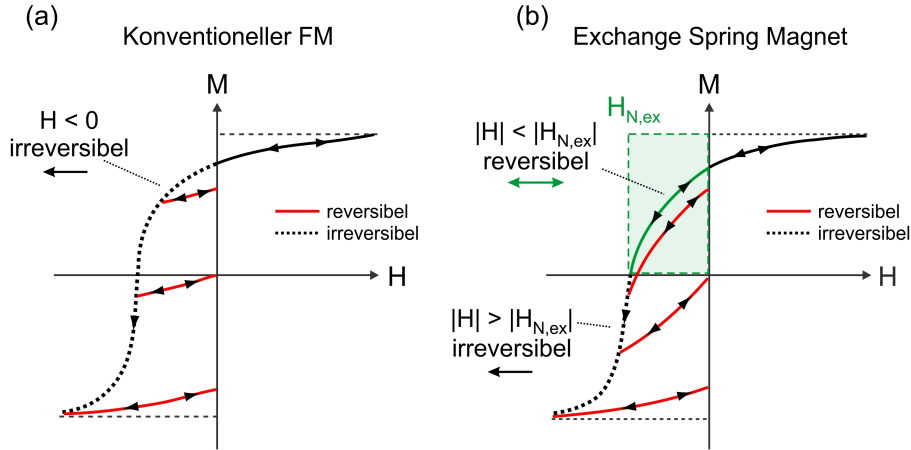


Abbildung 2.12: Vergleich der $M(H)$ Kurven eines konventionellen FM und eines Exchange Spring Magnets. (a) Konventioneller einphasiger FM. Die Entmagnetisierungskurve kann nur irreversibel durchlaufen werden. (b) Exchange Spring System mit „optimaler Geometrie“. Im Gegensatz zum konventionellen FM kann die Entmagnetisierungskurve bis unterhalb des kritischen Feldes, $|H| < |H_{N,ex}|$, reversibel durchlaufen werden. Abbildungen nach [8, 33].

Unabhängig von der Dicke der weichmagnetischen Phase lässt sich festhalten, dass die mittlere Sättigungsmagnetisierung $M_{s,ex}$ des Exchange Spring Systems vom jeweiligen Volumenanteil der Schichten abhängt:

$$M_{s,ex} = p_k \cdot M_{s,k} + (1 - p_k) \cdot M_{s,m} . \quad (2.23)$$

Da für optimale Komposite der Volumenanteil p_k der hartmagnetischen Phase sehr klein ist ($p_k < 0.2$) sowie meist $M_{s,m} > M_{s,k}$ gilt, ergibt obige Gleichung näherungsweise $M_{s,ex} \approx M_{s,m}$, d.h. die mittlere Sättigungsmagnetisierung entspricht etwa der Sättigungsmagnetisierung der weichmagnetischen Phase.

I. Exchange Spring mit optimaler Geometrie: $b_m = b_{m,krit}$

Im Folgenden wird nun anhand der $M(H)$ -Kurve das magnetische Verhalten eines Exchange Spring Systems mit optimaler Geometrie, und damit größtmöglicher Kopplung und Koerzitivfeld, erörtert. In diesem Fall entspricht die Dicke der weichmagnetischen Phase der Gleichgewichts-Domänenwanddicke der hartmagnetischen Phase, $b_m = b_{m,krit} = \delta_{0,k}$. Obwohl Exchange Spring Systeme magnetisch zweiphasig sind, weist die Entmagnetisierungskurve auf Grund der Austauschkopplung zwischen beiden Phasen die Form eines konventionellen, einphasigen Magneten auf, und ist im zweiten Quadranten konvex [33], wie in Abbildung 2.12 dargestellt.

Wird ausgehend vom Zustand der Remanenz $M_{r,ex}(H = 0)$ das magnetische Gegenfeld H erhöht, kann die Entmagnetisierungskurve bis zu einem Gegenfeld vom Betrag $|H| < |H_{N,ex}|$ vollständig reversibel durchlaufen werden, was im

vorherigen Kapitel auf mikroskopischer Ebene hergeleitet wurde. Dieses einer mechanischen Feder ähnelnde Verhalten (daher auch die deutsche Bezeichnung „Austauschfeder-Magnet“) ist charakteristisch für *Exchange Spring* Systeme.

Für konventionelle, einphasige Magnete hingegen ist die Entmagnetisierungskurve, wie in Abbildung 2.12 (a) dargestellt, irreversibel.

Unter der Annahme, dass die magnetischen Eigenschaften des *Exchange Spring* Systems im Wesentlichen durch $M_{s,ex} \approx M_{s,m}$ und $K_{ex} \approx K_k$ gegeben sind, kann das kritische Feld analog zu Gleichung (2.5) grob abgeschätzt werden durch:

$$H_{N,ex} \cong 2K_k / \mu_0 M_{s,m}. \quad (2.24)$$

Für ein polykristallines Material beträgt das kritische Feld etwa die Hälfte des obigen Werts.

Ohne obige Vereinfachungen und Abschätzungen kann das kritische Feld auch über die aus den Volumenanteilen der jeweiligen Phase gemittelten Werten der Anisotropie und Sättigungsmagnetisierung berechnet werden [63]:

$$H_{N,ex} \cong \frac{2(b_k K_k + b_m K_m)}{\mu_0(b_k M_{s,k} + b_m M_{s,m})}. \quad (2.25)$$

Überschreitet der Betrag des Gegenfelds das kritische Feld ($|H| > |H_{N,ex}|$), beginnen in der hartmagnetischen Phase irreversible Ummagnetisierungsprozesse. Wie in Abbildung 2.12 (b) ersichtlich, kann die Entmagnetisierungskurve, analog zu einem konventionellen Magneten, ab diesem Punkt nur noch irreversibel durchlaufen werden.

Das Koerzitivfeld des *Exchange Spring* Systems ist für die optimale Geometrie größtmöglich und gleich dem kritischen Feld, so dass gilt:

$$H_{c,ex} \cong H_{N,ex}. \quad (2.26)$$

Für eine optimale Geometrie liegt daher der reversible Bereich, welcher in Abbildung 2.12 (b) grün markiert ist, ausschließlich im 2. Quadranten der $M(H)$ -Kurve.

II. Exchange Spring mit nicht-optimaler Geometrie: $b_m > b_{m,krit}$

Auch bei nicht-optimaler Geometrie, d.h. wenn die Dicke der weichmagnetischen Phase größer ist als die Gleichgewichts-Domänenwanddicke der hartmagnetischen Phase ($b_m > b_{m,krit} = \delta_{0,k}$), tritt ein charakteristisches *Exchange Spring* Verhalten auf. Wie in Abbildung 2.13 (a) skizziert, kann auch hier die $M(H)$ -Kurve bis zu einem Gegenfeld vom Betrag des kritischen Felds $|H| < |H_{N,ex}|$ reversibel durchlaufen werden.

Wie im vorherigen Abschnitt bereits hergeleitet wurde, nimmt das Koerzitivfeld $H_{c,ex}$ mit steigender Dicke der weichmagnetischen Phase ab und ist damit

Exchange Spring: nicht-optimale Geometrie

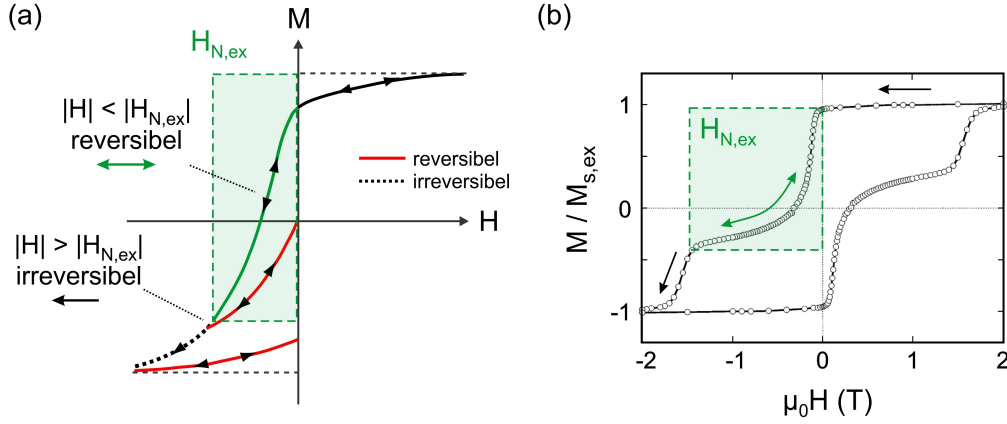


Abbildung 2.13: Magnetisches Verhalten eines Exchange Spring Magnets mit „nicht-optimaler Geometrie“. (a) Analog zur optimalen Geometrie [siehe Abbildung 2.12 (b)] kann die Entmagnetisierungskurve bis unterhalb des kritischen Feldes, $|H| < |H_{N,ex}|$, reversibel durchlaufen werden. Da für die nicht-optimale Geometrie das Koerzitivfeld kleiner ist als das kritische Feld, liegt ein Teil des reversiblen Bereichs im III. Quadranten. Die Entmagnetisierungskurve im II. und III. Quadranten ist konkav, im Gegensatz zur optimalen Geometrie, welche konvex ist (siehe Abbildung 2.12). Abbildung nach [8, 33]. (b) Hysteresekurve eines SmCo (45 nm) / Fe (20 nm) Exchange Spring mit nicht-optimaler Geometrie, gemessen bei $T = 25$ K. Abbildungen nach [63].

kleiner als das kritische Feld $H_{N,ex}$ ¹⁶. Daher liegt der reversible Bereich, im Gegensatz zur optimalen Geometrie, im 2. und 3. Quadranten der $M(H)$ -Kurve und ist konkav.

Das Koerzitivfeld hängt für die nicht-optimale Geometrie explizit von der Dicke der weichmagnetischen Schicht ab, und skaliert mit $1/b_m^2$ [33]:

$$H_{c,ex}(b_m) = \frac{A_m \pi^2}{2\mu_0 M_{s,m}} \cdot \frac{1}{b_m^2} \quad \text{mit} \quad b_m > b_{m,krit}. \quad (2.27)$$

Die Form des obigen Ausdrucks kann hergeleitet werden, wenn Gleichung (2.19) (aufgelöst nach $2K_k$) in den Ausdruck für das kritische Feld $H_{N,ex}$ in Gleichung (2.24) eingesetzt wird. Für $b_m = b_{m,krit}$ (optimale Geometrie) ergibt Gleichung (2.27) konsistent $H_{c,ex}(b_{m,krit}) = 2K_k/\mu_0 M_{s,m} = H_{N,ex}$.

In der Literatur zur *Exchange Spring* Kopplung wird das Koerzitivfeld in Gleichung (2.27), in Analogie zu *Exchange Bias* Kopplung, auch als *Exchange Field* H_{ex} [63], *Nucleation Field* [73, 74] oder *Bending Field* [51] bezeichnet; dabei

¹⁶ Sowohl für die optimale als auch die nicht-optimale Geometrie ist das kritische Feld $H_{N,ex}$ gleich, da dieses maßgeblich nur durch die (gleichbleibende) Anisotropie K_k der hartmagnetischen Phase und die Sättigungsmagnetisierung $M_{s,m}$ der weichen Phase bestimmt wird.

handelt es sich jedoch um den gleichen mathematischen Ausdruck. Nach Leineweber *et al.* [73] ist das *Nucleation Field* „das Magnetfeld, ab dem irreversible Ummagnetisierungsprozesse einsetzen“, und ist im Allgemeinen „identisch mit dem Koerzitivfeld“ [73]. Im Folgenden wird daher nach Kneller und Hawig [33, 34] stets der Begriff „Koerzitivfeld“ verwendet, außer bei der Zitation entsprechender Originaldaten aus der Literatur.

Vergleichbar zur *Exchange Bias* Kopplung, bei der $H_{ex/c} \propto 1/t_{AFM}$ skaliert [siehe Gleichung (2.1)], lässt sich für *Exchange Spring* Systeme die Abhängigkeit des Koerzitivfelds von der Schichtdicke der weichmagnetischen Phase qualitativ dadurch verstehen, dass es sich bei der *Exchange Spring* Kopplung ebenfalls um einen Grenzschichten-Effekt (*Interface Effect*) handelt. Steigt die Schichtdicke der weichmagnetischen Phase über die kritische Dicke an, ist der weiter von der Grenzfläche entfernte Teil der weichmagnetischen Schicht nur schwach an die hartmagnetische Schicht gekoppelt. Dadurch nimmt (über die gesamte weichmagnetische Schicht gemittelt) das Koerzitivfeld des *Exchange Spring* Systems ab.

In Abbildung 2.13 (b) ist die Hysteresekurve eines SmCo (45 nm) / Fe (20 nm) *Exchange Spring* mit nicht-optimaler Geometrie abgebildet, welche bei $T = 25$ K gemessen wurde [63]. Deutlich zu erkennen ist, dass durch die nicht-optimale Geometrie das Koerzitivfeld des *Exchange Spring* geringer ist als das kritische Feld $H_{N,ex}$. Die Entmagnetisierungskurve kann für ($|H| < |H_{N,ex}|$) reversibel durchlaufen werden.

Abbildung 2.14 (a) zeigt das Koerzitivfeld $H_{c,ex}$ eines ferromagnetisch gekoppelten NiFe (weicher FM) / NiCo (harter FM) *Exchange Spring* Systems, abhängig von der Schichtdicke t der weichmagnetischen NiFe-Schicht. Goto *et al.* [51] verwendeten für diese Messungen einen *Bilayer* mit einer jeweils 2 μm dicken NiCo Schicht, auf die eine Permalloy-Schicht ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) mit variierender Schichtdicke t aufgebracht wurde. Gemäß Gleichung (2.27) skaliert das Koerzitivfeld $H_{c,ex}(t) \propto t^{-2}$. In doppelt-logarithmischer Auftragung ergibt sich daraus eine lineare Darstellung (gestrichelte Kurve), welche eine gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Werten zeigt. Auch für ein $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (weicher FM) / $\text{Sm}_{40}\text{Fe}_{60}$ (harter FM) *Exchange Spring* System konnte von Yan *et al.* [75] eine Abhängigkeit des Koerzitivfelds von der Schichtdicke der weichmagnetischen NiFe-Schicht beobachtet werden. Die in Abbildung 2.14 (b) gezeigten experimentellen Messwerte zeigen dabei eine gute Übereinstimmung mit einem $H_{c,ex} \propto t^{-2}$ Fit.

Die Herleitung von Gleichung (2.27) gilt für ein *Multilayer* System mit alternierender Abfolge von weich- und hartmagnetischen Schichten. Die Dicke der weichmagnetischen Schicht ist hierfür mit b_m angegeben, die Gesamtdicke ist entsprechend $t_m \equiv 2b_m$. Obige Abhängigkeit gilt jedoch auch für *Bilayer* Systeme, welche aus nur jeweils einer weich- und hartmagnetischen Schicht bestehen. Bereits vor den Betrachtungen von Kneller und Hawig [33] zu *Exchange Spring* wurde 1965 diese Abhängigkeit von Goto *et al.* [51] für *Bilayer* in gleicher Form hergeleitet. In solch einem *Bilayer* System gilt dann analog mit der

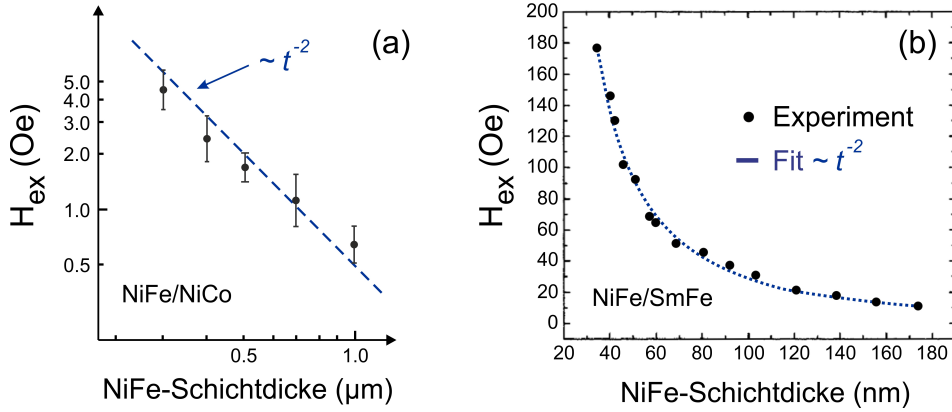


Abbildung 2.14: Schichtdickenabhängigkeit der Exchange Spring Kopplung. (a) Exchange Field eines ferromagnetisch gekoppelten NiFe / NiCo Exchange Spring, abhängig von der Schichtdicke t der weichmagnetischen NiFe-Schicht. Gemäß Gleichung (2.27) skaliert das Exchange Field mit der Dicke der NiFe-Schicht $\propto t^{-2}$. Daraus ergibt sich in doppelt-logarithmischer Auftragung eine lineare Darstellung (gestrichelte Linie). Abbildung nach [51]. (b) Exchange Field eines ferromagnetisch gekoppelten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Sm}_{40}\text{Fe}_{60}$ Exchange Spring, abhängig von der Schichtdicke t der weichmagnetischen NiFe-Schicht (normale Auftragung). Die experimentell ermittelten Werte zeigen eine gute Übereinstimmung mit einem $\propto t^{-2}$ Fit. Abbildungen nach [75].

jeweiligen Einzelschichtdicke t_k bzw. t_m [51, 63]

$$H_{c,ex}(t_m) = \frac{A_m \pi^2}{2\mu_0 M_{s,m}} \cdot \frac{1}{t_m^2} \quad \text{mit} \quad t_m > t_{m,krit}. \quad (2.28)$$

Abweichend hierzu haben Leineweber und Kronmüller [73] mit Hilfe mikromagnetischer Simulationen zeigen können, dass für nicht-ideale Exchange Spring Systeme mit hoher Schichtdicke der weichmagnetischen Phase ($t_m > 4\delta_{0,k}$) und endlicher Anisotropie der hartmagnetischen Phase, das Koerzitivfeld mit

$$H_{c,ex}(t_m) \propto (t_m)^n, \quad n = -1.75 \quad (2.29)$$

skaliert.

Auch experimentell ist eine Abweichung von der Skalierung mit $n = -2$ beobachtet worden. Für Exchange Spring Systeme, die alternierend aus per Molekularstrahlepitaxie gewachsenen Schichten von DyFe_2 (harter FM) und YFe (weicher FM) bestehen, konnten Sawicki *et al.* [76] experimentell $n = -1.83 \pm 0.12$ ermitteln. Die Abweichung von $n = -2$ führen Sawicki *et al.* auf das nicht-ideale Interface zwischen beiden Schichten zurück, welches durch die endliche Rauigkeit das „Pinnen“ der Magnetisierung am Interface beeinflusst.

Zwei magnetische Phasen ohne Kopplung

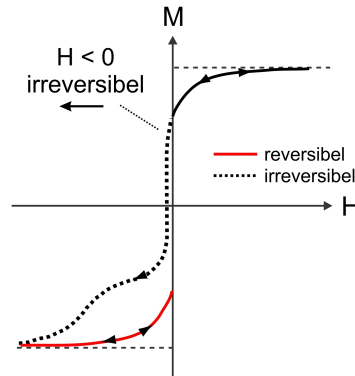


Abbildung 2.15: Magnetisch zweiphasiges Komposit ohne Kopplung zwischen der hart- und weichmagnetischen Phase. Das Koerzitivfeld ist im Vergleich zu Exchange Spring Magneten sehr klein und die Entmagnetisierungskurve stark eingeschnürt. Zudem kann die Entmagnetisierungskurve analog zu einem konventionellen Magneten nur irreversibel durchlaufen werden. Abbildung nach [8, 33].

III. Magnetisch zweiphasiges Komposit ohne Austauschkopplung

Zuletzt wird noch der Fall eines magnetisch zweiphasigen Komposits aufgeführt, in dem beide Phasen magnetisch voneinander unabhängig sind, d.h. nicht gekoppelt sind. Ohne magnetische Austauschkopplung zwischen beiden Phasen würde in diesem Fall die Entmagnetisierungskurve $M(H)$ eine stark eingeschnürte Form mit kleinem Koerzitivfeld aufweisen, wie in Abbildung 2.15 zu erkennen ist. Zudem kann die Entmagnetisierungskurve nur irreversibel durchlaufen werden [33].

2.4 Zusammenfassung

Sowohl bei der *Exchange Bias* Kopplung (AFM-FM), als auch bei der *Exchange Spring* Kopplung (FM-FM) handelt es sich um sogenannte *Interface Effects*, d.h. die magnetische Kopplung findet an der Grenzfläche der beiden involvierten magnetischen Phasen / Schichten statt. In beiden Fällen skaliert das Koerzitivfeld H_c mit der Schichtdicke der ferromagnetischen Phase (*Exchange Bias* Kopplung) bzw. der weichmagnetischen Phase (*Exchange Spring* Kopplung). Deswegen ist hier eine klare Abgrenzung beider Kopplungsarten, auch für die Interpretation der im Rahmen dieser Arbeit erbrachten experimentellen Befunde, notwendig.

Wie in Abbildung 2.16 (a) skizziert, induziert die ferromagnetische *Exchange Bias* Kopplung eine unidirektionale Anisotropie. Durch diese ist die $M(H)$ -Kurve horizontal um H_{ex} verschoben, und daher nicht mehr um $H = 0$ (anti-)symmetrisch. Dadurch erhöht sich das Koerzitivfeld im II. Quadranten und

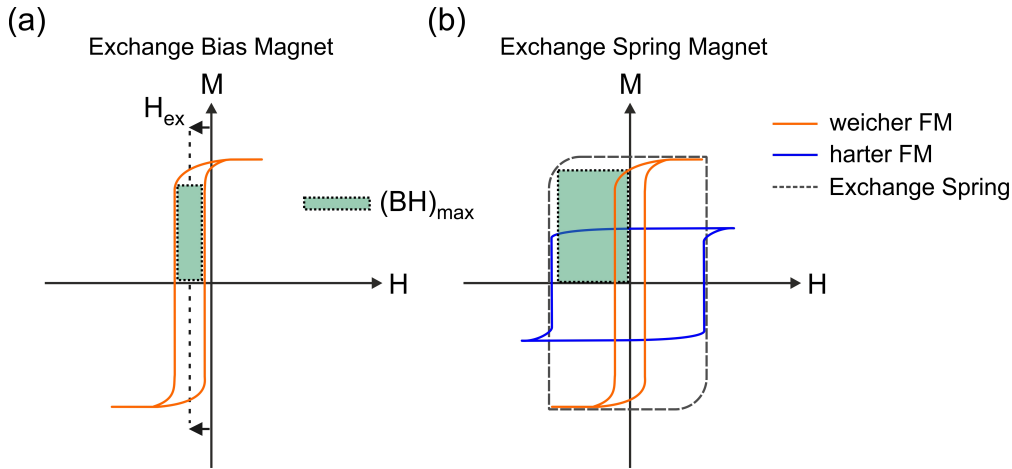


Abbildung 2.16: Vergleich der $M(H)$ Kurven eines Exchange Bias Magneten und eines Exchange Spring Magneten. (a) Durch die Exchange Bias Kopplung (AFM-FM) wird eine unidirektionale Anisotropie induziert und die Hysteresekurve horizontal um H_{ex} verschoben. (b) Durch die Exchange Spring Kopplung (FM-FM) werden die Hysteresekurven des weichen und des harten FM „kombiniert“ (gestrichelte Kurve). Das zweiphasige Komposit verhält sich wie ein einphasiger FM, zudem wird dadurch das Energieprodukt deutlich erhöht. Abbildungen nach [50, 65].

somit auch das Energieprodukt $(BH)_{max}$. Voraussetzung für die Ausbildung der *Exchange Bias* Kopplung ist ein Abkühlfeld $H_{cf} > 0$, sowie $T < T_N < T_C$.

Bei *Exchange Spring* Magneten sind eine weich- und eine hartmagnetische Phase magnetisch austauschgekoppelt. Für die Ausbildung der Kopplung ist kein Abkühlfeld notwendig, jedoch muss $T < T_{C,m/k}$ gelten. Das durch die Kopplung entstehende magnetische Komposit verhält sich wie ein konventioneller einphasiger FM, d.h. die $M(H)$ -Kurve ist (anti-) symmetrisch um $H = 0$ [vergleiche Abbildung 2.16 (b)]. Zudem kann bis zum kritischen Feld $|H| < |H_{N,ex}|$ die Entmagnetisierungskurve reversibel durchlaufen werden, was für einen *Exchange Bias* Magneten nicht möglich ist.

Im Gegensatz zur *Exchange Bias* Kopplung wird $(BH)_{max}$ nicht durch eine horizontale Verschiebung der $M(H)$ -Kurve erhöht, sondern dadurch, dass die $M(H)$ -Kurven beider Phasen quasi „kombiniert“ werden. Wird das gleiche weichmagnetische Material in einem *Exchange Bias* System und einem *Exchange Spring* System verwendet, vergrößert sich im Fall des *Exchange Spring* Systems die Fläche der Hysteresekurve und damit das Energieprodukt $(BH)_{max}$, wie Abbildung 2.16 zeigt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde experimentell die Kopplung zwischen dünnen Fe- und Dy-Schichten bei tiefen Temperaturen untersucht. Für $T < T_{C,m/k}$ handelt es sich um eine Kopplung zwischen zwei ferromagnetischen Phasen und somit um einen *Exchange Spring* Magneten. Dennoch ist bei der Interpretation der experimentellen Ergebnisse auch die hier dargestellte *Exchange Bias*

Kopplung relevant. Da Messungen für $T > 90$ K durchgeführt wurden und die Curie-Temperatur von Dysprosium T_C (Dy) ≈ 85 K beträgt [77–79], würde es sich für $T > 90$ K um eine AFM-FM Kopplung und damit um eine *Exchange Bias* Kopplung handeln.

3 Grundlagen der experimentellen Charakterisierung dünner magnetischer Schichten

In diesem Kapitel werden die experimentellen Grundlagen der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen an dünnen magnetischen Schichten dargestellt. Zunächst wird das Wachstum der verwendeten ferromagnetischen Schichten sowie die für elektrische Messungen notwendige Mikrostrukturierung der Schichten erläutert. Anschließend werden die in ferromagnetischen Schichten auftretenden magnetoresistiven Effekten näher erörtert. Abschließend werden die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Messtechniken (SQUID und Magnetotransportmessungen) beschrieben, mit deren Hilfe in den nachfolgenden Kapiteln die magnetischen Eigenschaften dünner Fe-Schichten (Kapitel 4) und Dy-Schichten (Kapitel 5), sowie die Eigenschaften von Fe/Dy Bilayer Systemen (Kapitel 6) charakterisiert werden.

3.1 Probenherstellung

Wachstum dünner Schichten mit Hilfe von Magnetron-Sputtern

Das Wachstum der in dieser Arbeit experimentell untersuchten magnetischen Schichten erfolgt mittels Magnetron-Sputtern in einer UHV-Sputteranlage, deren Basisdruck im Bereich von $8 - 9 \times 10^{-10}$ mbar liegt. Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Ablauf des Sputterprozesses, bei dem Argon als inertes Gas verwendet wird.

Hierfür wird zwischen der Kathode und der Anode ein elektrisches Feld angelegt. Das zu beschichtende Substrat liegt dabei auf der Seite der Anode, während das Sputtertarget, welches das Depositionsmaterial enthält, auf der Seite der Kathode liegt. Die Elektronen, die die Kathode verlassen, ionisieren das in der Kammer befindliche Argon-Gas, so dass positiv geladene Argon-Ionen entstehen. Diese wiederum werden in Richtung Kathode und damit zum Sputtertarget hin beschleunigt. Durch den Beschuss des Sputtertargets mit positiv geladenen Argon-Ionen werden (elektrisch neutrale) Teilchen aus dem Sputtertarget herausgeschlagen, welche sich durch Kondensation auf dem zu beschichtenden Substrat abscheiden. Sputtern zählt daher zu den *Physical Vapour Deposition* Prozessen [80]. Beim Sputtervorgang können auch Materialien, die auf Grund ihrer hohen Schmelztemperatur durch thermisches Verdampfen nicht oder nur schlecht verdampft werden können, abgeschieden werden. Das typische „Plasmaleuchten“ entsteht durch Rekombination von Argon-Ionen und Elektronen

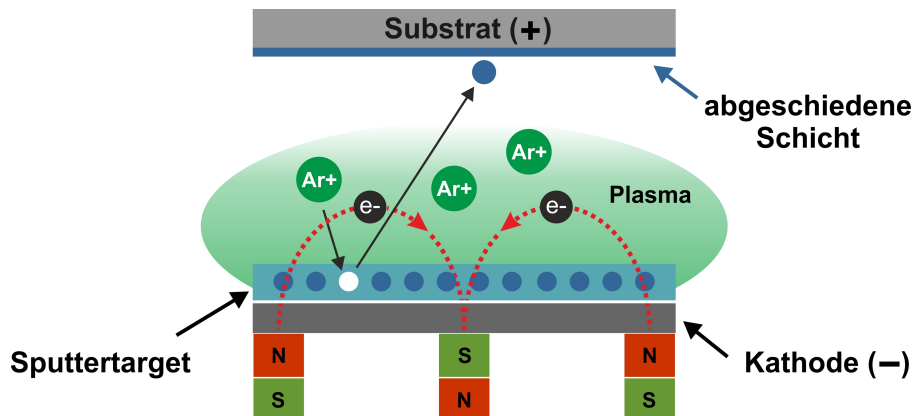


Abbildung 3.1: Prinzip des Magnetronsputters. Die Elektronen, die die Kathode verlassen, bewegen sich durch das Magnetfeld und das elektrische Feld in Spiralbahnen über die Oberfläche des Sputtertargets. Durch Stoßionisation mit dem Argon-Gas werden so Argon-Ionen erzeugt, die zur Kathode hin beschleunigt werden und dort Teilchen aus dem Sputtertarget herausschlagen. Diese scheiden sich anschließend durch Kondensation auf der Oberfläche des Substrats ab. Abbildung nach [81].

und dem anschließenden Übergang der Argon-Atome in einen niedrigeren Energiezustand.

Beim Magnetronsputtern wird, im Vergleich zum oben beschriebenen reinen DC-Sputtern, zusätzlich ein Magnetfeld in der Ebene des Sputtertargets appliziert. Wie in Abbildung 3.1 skizziert, werden die Elektronen, die die Kathode verlassen, durch das Magnetfeld und das elektrische Feld zu Spiralbahnen oberhalb der Oberfläche des Sputtertargets gezwungen und sind so in der Nähe der Oberfläche „gefangen“¹. Dadurch steigt die Wahrscheinlichkeit der Stoßionisation mit dem Argon-Gas, was die Plasmadichte über dem Sputtertarget und damit auch den Materialabtrag erhöht. Durch Magnetronsputtern steigt daher die Depositionsrate des Sputtermaterials auf dem Substrat deutlich [80]. Infolge des Magnetronsputters bilden sich meist kreisrunde Erosionsgräben auf dem Sputtertarget, welche auch als *Racetracks* bezeichnet werden. Im Vergleich zum reinen DC-Sputtern kann durch die höhere Plasmadichte mit niedrigeren Argon-Drücken gearbeitet werden, wodurch auch die Stoßwahrscheinlichkeit des herausgelösten Materials mit Argon-Atomen sinkt [82].

Für das Wachstum der magnetischen Schichten wurden Eisen (Fe) und Dysprosium (Dy) Sputtertargets mit höchster Reinheit (> 99.9 %) verwendet, für die Herstellung Ohmscher Kontakte ebensolche aus Platin (Pt) und Gold (Au). Die Depositionsrate (abgeschiedene Schichtdicke pro Zeit) wird dabei über die elektrische Leistung reguliert, wobei die Depositionsrate näherungsweise linear mit der elektrischen Leistung skaliert [83]. Mit einem computergesteuerten

¹ Durch das geringe Magnetfeld im Bereich weniger mT werden nur die Elektronen auf Kreisbahnen gezwungen, jedoch nicht die deutlich schwereren Ar-Ionen.

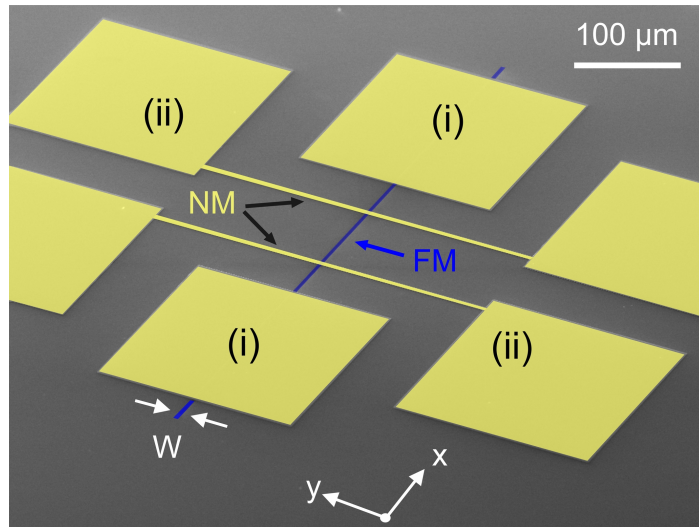


Abbildung 3.2: Eingefärbte Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme eines gesputterten, ferromagnetischen Streifens (FM, blau eingefärbt), dessen magnetische Eigenschaften mittels Magnetotransportmessungen untersucht werden. Die nichtmagnetischen 4-Punkt Abgriffe (ii) (NM, gelb eingefärbt) werden zusammen mit den ebenfalls nichtmagnetischen Ohmschen Kontakten (i) in einem nachfolgendem Schritt per Sputterdeposition aufgebracht.

Shutter, welcher sich über dem Sputtertarget befindet, kann die Depositionszeit gesteuert werden. Aus dem Produkt der Depositionsrate mit der Depositionszeit ergibt sich die abgeschiedene Schichtdicke. Die Kalibrierung der Schichtdicken erfolgt mittels eines AFM² und eines Nadel-Profilometers (*DektakXT*®).

Probenstrukturierung und Wachstum

Im Rahmen dieser Arbeit wird die magnetische Kopplung zwischen weichmagnetischen Fe-Schichten und hartmagnetischen Dy-Schichten untersucht. Der Fokus liegt hierbei auf Fe-basierten Elektroden, welche als Spindetektoren in Spininjektionsexperimenten verwendet werden. Aus diesem Grund wurden mikrostrukturierte Streifen mit Abmessungen vergleichbar zu typischen Spindetektoren hergestellt (Streifenbreite $W = 1 - 3 \mu\text{m}$, siehe z.B. [23, 27, 28]). Abbildung 3.2 zeigt die Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines solchen ferromagnetischen Streifens (FM, blau eingefärbt), der per Sputterdeposition gewachsen wurde. Zur Durchführung elektrischer Messungen wurden nichtmagnetische Ohmsche Kontakte (i) und 4-Punkt Abgriffe (ii) aufgebracht (NM, gelb eingefärbt). Die Länge des Streifens zwischen den beiden Ohmschen Kontakten beträgt $200 \mu\text{m}$, zwischen den 4-Punkt Abgriffen $90 \mu\text{m}$. Details zum Wachstum der ferromagnetischen Schichten und zur Probenstrukturierung finden sich in der Prozessdokumentation in Anhang D.

² Atomic Force Microscope.

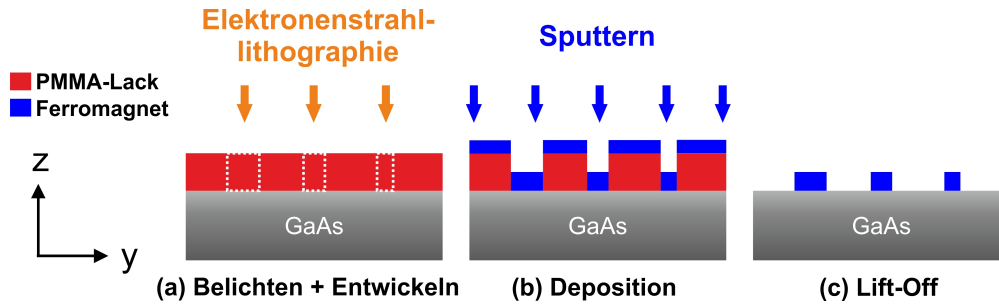


Abbildung 3.3: Prozessschritte bei der Herstellung mikrostrukturierter, ferromagnetischer Streifen. (a) Durch Elektronenstrahl-Lithographie wird der PMMA-Lack selektiv belichtet. Dadurch wird eine Lackmaske mit Streifen unterschiedlicher Breite in den PMMA-Lack „übertragen“. (b) Nach dem Entwickeln werden per Sputterdeposition eine oder mehrere dünne magnetische Schichten abgeschieden. (c) Nur die zuvor per Elektronenstrahl-Lithographie definierten Streifen verbleiben nach dem Lift-Off (Entfernen der Lackschicht) auf dem GaAs-Substrat.

Die Strukturierung der Proben erfolgt ähnlich zu [84] mittels Elektronenstrahl-Lithographie auf undotierten (001) GaAs-Substraten. Diese werden in jeweils rechtwinklige, 5 mm × 5 mm große Stücke geschnitten, wobei die Schnittkanten parallel zur [110] und $[1\bar{1}0]$ Richtung sind. Die lange Achse der ferromagnetischen Streifen ist entlang [110] orientiert; für Vergleichsmessungen wurden zudem einige Streifen entlang der $[1\bar{1}0]$ Richtung orientiert. Vor der Belackung mit einem PMMA³-Lack wird die Probe mit Salzsäure (HCl) gereinigt, um das native Oxid und Verunreinigungen von der Oberfläche zu entfernen. Wie in Abbildung 3.3 (a) dargestellt, werden bei der Elektronenstrahl-Lithographie mehrere „Streifen“ mit unterschiedlicher Breite W gleichzeitig auf den Positiv-Lack übertragen. Nach dem Entwickeln wird die Probe kurz vor dem Einbau in die Schleuse der Sputteranlage abermals mit HCl gereinigt, um eventuelle Lackrückstände an den entwickelten Stellen zu entfernen.

Um eine thermische Belastung des zur Strukturierung verwendeten PMMA-Lacks zu vermeiden, erfolgt das Wachstum der ferromagnetischen Schichten per Sputterdeposition ausschließlich bei Raumtemperatur (*as-grown*). RHEED⁴ Beugungsbilder, die nach dem Wachstum *in-situ* aufgenommen wurden, lassen auf ein Wachstum der Schichten mit 3D-Inseln schließen. Die magnetische Charakterisierung der gewachsenen Proben in den nachfolgenden Kapiteln zeigt, dass die gewachsenen Schichten wahrscheinlich polykristallin sind.

Die magnetische Kopplung zwischen dünnen weich- und hartmagnetischen Schichten hängt maßgeblich von der Dicke der weichmagnetischen Schicht ab (vergleiche auch Abschnitt 2.3.4). Zur Untersuchung der Kopplung wurden daher unterschiedliche Fe/Dy *Bilayer* hergestellt, bei denen die Fe-Schichtdicke von 2 nm bis auf 15 nm erhöht wird, während die Dicke der Dy-Schicht kon-

³ Polymethylmethacrylat.

⁴ Reflective High Energy Electron Diffraction.

stant bleibt (35 nm). Die Fe-Schichten werden mit einer niedrigen Leistung (5 W) gesputtert (siehe z.B. [85]), da durch die entsprechend geringe Depositionsrate (≈ 2.9 nm / 10 min) die erzielte Fe-Schichtdicke gut kontrolliert werden kann. Die gesputterten Dy-Schichten sind deutlich dicker, so dass hier eine entsprechend höhere Leistung gewählt wurde (50 W, ≈ 11.5 nm/min). Die Herstellung der Fe/Dy *Bilayer* erfolgt durch Wachstum einer Fe-Schicht, auf die *in-situ*, d.h. ohne Brechen des Vakuums, eine Dy-Schicht gewachsen wird. Für Vergleichsmessungen wurden zudem Fe *Single Layer* gewachsen. Um hier eine Oxidation der Fe-Schicht zu verhindern, werden diese *in-situ* mit einer Au-Schicht als Abdeckung versehen (≈ 12 nm Au).

Die Strukturierung der nichtmagnetischen Ohmschen Kontakte sowie der 4-Punkt Abgriffe (siehe Abbildung 3.3) erfolgt ebenfalls per Elektronenstrahl-lithografie und Sputterdeposition (10 nm Pt / 100 nm Au). Die Ohmschen Kontakte (i) werden dabei direkt auf den ferromagnetischen Streifen aufgebracht. Für Vergleichsmessungen in einem SQUID⁵ wurden zudem unstrukturierte Filme gewachsen (Fläche 5 mm \times 5 mm), die die gleiche Schichtfolge wie die strukturierten Proben aufweisen.

In Anhang D.1 und D.2 sind die Prozessschritte und Wachstumsparameter aller im Rahmen dieser Arbeit gewachsenen und untersuchten magnetischen Schichten aufgeführt.

3.2 Magnetoresistive Effekte

In Festkörpern kann es unter dem Einfluss von Magnetfeldern zu einer Lokalisierung von Ladungsträgern kommen, wodurch sich der elektrische Widerstand in Abhängigkeit vom Magnetfeld ändert. Die magnetfeldabhängige Änderung des elektrischen Widerstands, welche als „Magnetwiderstand“ oder „Magnetowiderstand“ bezeichnet wird [86], kann wie folgt definiert werden [87, 88],

$$MR = \frac{\Delta R}{R(0)} = \frac{R(H) - R(0)}{R(0)}, \quad (3.1)$$

wobei $R(0)$ der elektrische Widerstand des Leiters ohne Magnetfeld, und $R(H)$ der elektrische Widerstand unter Einfluss eines Magnetfelds ist [8].

Im Rahmen der an ferromagnetischen Streifen durchgeführten Transportuntersuchungen treten im Wesentlichen zwei Magnetwiderstands-Effekte auf. Einerseits kann der „Anisotrope Magnetwiderstand“ (AMR)⁶ beobachtet werden, über den der Magnetisierungszustand und der Ummagnetisierungsprozess der ferromagnetischen Streifen bestimmt werden kann. Andererseits kann auch der „Negative Magnetwiderstand“ (NMR)⁷ beobachtet werden. Beide Effekte werden im Folgenden näher erörtert.

⁵ *Super Conducting Quantum Interference Device.*

⁶ *Anisotropic Magnetoresistance.*

⁷ *Negative Magnetoresistance.*

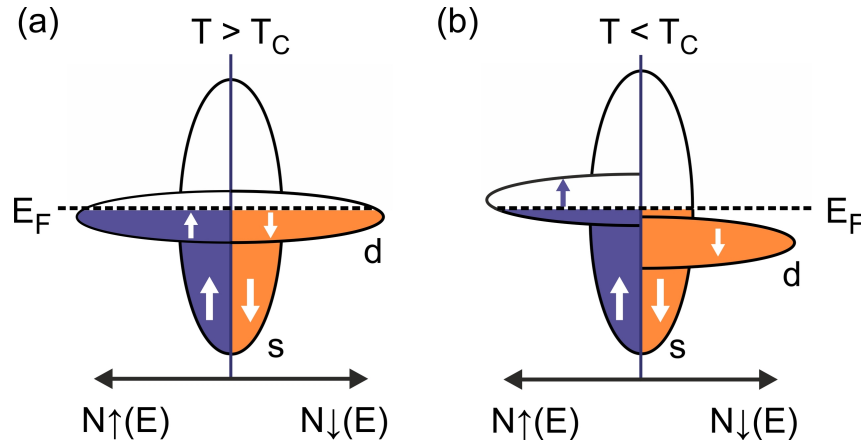


Abbildung 3.4: Mechanismus des Negativen Magnetwiderstands. (a) Zustandsdichte der s- und d-Zustände in einem ferromagnetischen Übergangsmetall im paramagnetischen Zustand. (b) Unterhalb der Curie-Temperatur kommt es im ferromagnetischen Zustand durch die Austauschwechselwirkung zu einer Aufspaltung der d-Subbänder und damit zu einer Änderung der Zustandsdichte an der Fermi-Kante. Die spinerhaltende Streuung von s-Zuständen in freie d-Zustände nimmt daher ab, und damit auch der spezifische Widerstand. Abbildung aus [87].

3.2.1 Negativer Magnetwiderstand

Ferromagnetische Übergangsmetalle zeigen unterhalb der Curie-Temperatur T_C ein interessantes Phänomen. Mit abnehmender Temperatur ($T < T_C$) nimmt bei ferromagnetischen Übergangsmetallen (z.B. Fe oder Ni) der spezifische Widerstand stärker ab als bei nicht-ferromagnetischen Übergangsmetallen (z.B. Pd) [87, 88]. Diese Beobachtung kann im Rahmen des Zwei-Strom Modells [89–92] erklärt werden. Da der elektrische Strom in Übergangsmetallen auf Grund der geringeren effektiven Masse hauptsächlich von den s-Elektronen getragen wird, hängt der elektrische Widerstand von der Streuung der s-Elektronen in freie Zustände des d-Bands an der Fermi-Kante ab [88]. Mit einer hohen Zustandsdichte des d-Bands geht daher auch eine hohe Streurrate und ein hoher spezifischer Widerstand einher [86, 87].

Wie in Abbildung 3.4 dargestellt, führt für $T < T_C$, d.h. im ferromagnetischen Zustand, die Austauschwechselwirkung zu einer Aufspaltung der d-Subbänder für Majoritäts- und Minoritätsspins, wodurch sich die Zustandsdichte der d-Subbänder an der Fermi-Kante ändert [87]. Da der Streuprozess spinerhaltend ist (kein Spin-Flip), können weniger Elektronen von s-Zuständen in freie d-Zustände gestreut werden (in obigem Fall nur Spin-Up Elektronen), was mit einer Abnahme des (spezifischen) Widerstands verbunden ist [87, 93].

Die Spinordnung kann zudem (bei konstanter Temperatur) durch ein äußeres Magnetfeld weiter erhöht werden, wodurch die Streuung in freie d-Zustände weiter reduziert wird und der Widerstand sinkt. Für den „Negativen Mag-

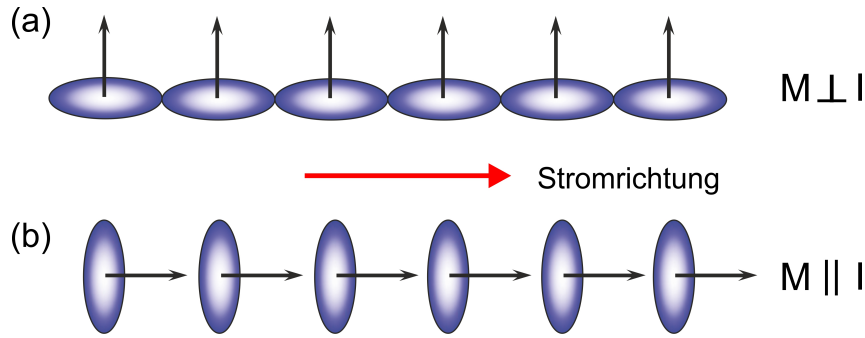


Abbildung 3.5: Mechanismus des Anisotropen Magnetwiderstands. Infolge der Spin-Bahn Kopplung in einem Ferromagnet ist die Ladungsverteilung asymmetrisch. Dadurch hängen der Streuquerschnitt und somit der elektrische Widerstand von der Orientierung der Magnetisierung und der Stromrichtung zueinander ab. Abbildung aus [87].

netwiderstand“ gilt daher $d\rho/dH < 0$, was im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Transportuntersuchungen an ferromagnetischen Schichten auch beobachtet wurde. Der NMR-Effekt ist unabhängig von der Orientierung des Stroms zur Magnetisierungs- und Feldrichtung und daher isotrop [87, 94].

3.2.2 Anisotroper Magnetwiderstand

Der Anisotrope Magnetwiderstand wurde erstmals 1857 von William Thomson (Lord Kelvin) beschrieben [95] und tritt in ferromagnetischen Metallen wie Ni, Co oder Fe auf [88]. Dabei fand Thomson heraus, dass der elektrische Widerstand von Ni vom Winkel θ zwischen der Magnetisierung \vec{M} und dem Strom \vec{I} abhängt.

- Der Widerstand ist am größten (R_{\parallel}), wenn \vec{M} und \vec{I} parallel zueinander orientiert sind ($\vec{M} \parallel \vec{I}$).
- Sind Strom und Magnetisierung senkrecht zueinander orientiert ($\vec{M} \perp \vec{I}$), ist der Widerstand am geringsten (R_{\perp}).

Mit $R_{\parallel} > R_{\perp}$ ergibt sich daher ein positiver Wert für den AMR-Effekt [8, 96]:

$$AMR = \frac{\Delta R}{R_{\perp}} = \frac{R_{\parallel} - R_{\perp}}{R_{\perp}}. \quad (3.2)$$

Die durch den AMR-Effekt verursachten Widerstandsänderungen bewegen sich im Allgemeinen im Bereich von wenigen Prozent, z.B. $AMR(\text{NiFe}) \approx 2\%$ bei Raumtemperatur [97]. Für die meisten ferromagnetischen Leiter ist das Vorzeichen des AMR-Effekts positiv ($R_{\parallel} > R_{\perp}$). Wenige Materialien, wie beispielsweise (Ga,Mn)As Filme mit bestimmten Wachstumsparametern [98, 99], weisen ein negatives Vorzeichen für den AMR-Effekt auf. Hier gilt $R_{\perp} > R_{\parallel}$ und damit $AMR < 0$.

Für den AMR-Effekt kann eine charakteristische $\cos^2(\theta)$ Winkelabhängigkeit des Widerstands beobachtet werden [8]:

$$R(\theta) = R_{\perp} + \underbrace{(R_{\parallel} - R_{\perp})}_{\Delta R} \cdot \cos^2(\theta). \quad (3.3)$$

Hieraus ist auch ersichtlich, dass die parallele und antiparallele Orientierung der Magnetisierung und des Stroms zueinander äquivalent sind. Experimentell kann die obige Abhängigkeit durch die Rotation eines konstanten Magnetfelds (oberhalb des Sättigungsmagnetfelds) um 180° in der Probenebene verifiziert werden.

Ursächlich für den AMR-Effekt ist die Spin-Bahn Kopplung, die einen orbitalen Beitrag zum Spinmoment erzeugt und dadurch eine asymmetrische, nicht kugelförmige Ladungsverteilung bewirkt [87, 93]. Dabei ist die Asymmetrie abhängig von der Spinrichtung, d.h. die asymmetrische Ladungsverteilung dreht sich, wie in Abbildung 3.3 dargestellt, mit der Magnetisierungs- bzw. Spinausrichtung. Der Streuquerschnitt der freien Ladungsträger und damit der elektrische Widerstand hängen somit von der Orientierung der Stromrichtung und der Ausrichtung der Spins zueinander ab, wodurch $R_{\parallel} \neq R_{\perp}$ gilt [94, 100].

3.3 Messaufbau und Methoden

Die magnetischen Eigenschaften der hergestellten Fe, Dy und Fe/Dy Schichten werden mittels eines SQUID⁸ sowie mit Magnetotransportmessungen untersucht. Mittels SQUID werden unstrukturierte, ganzflächige magnetische Schichten untersucht, während die mikrostrukturierten Schichten durch Magnetotransportmessungen charakterisiert werden. Beide Methoden werden nachfolgend näher erörtert.

3.3.1 SQUID-Messungen an magnetischen Filmen

Mit Hilfe eines SQUID können magnetische Momente direkt gemessen werden. Wie in Abbildung 3.6 dargestellt, besteht ein SQUID aus einem supraleitenden Ring, der von einem Kontakt (rf-SQUID) bzw. zwei Kontakten (dc-SQUID) aus einem normalleitenden Material unterbrochen wird. Die auch als Josephson-Kontakte bezeichneten Unterbrechungen [101, 102] sind dabei so dünn (wenige Nanometer), dass supraleitende Elektronenpaare, sogenannte Cooper-Paare, durch den Kontakt hindurchtunneln können. Quantenmechanisch betrachtet sind hierbei die Wellenfunktionen des Supraleiters auf beiden Seiten des Josephson-Kontakts durch die dünne, normalleitende Schicht gekoppelt. Ein Josephson-Kontakt stellt daher keine Unterbrechung des supraleitenden Rings dar, wenn ein Strom kleiner als der kritische Strom I_c des Josephson-Kontakts durch den Kontakt fließt [103, 104].

⁸ *Super Conducting Quantum Interference Device.*

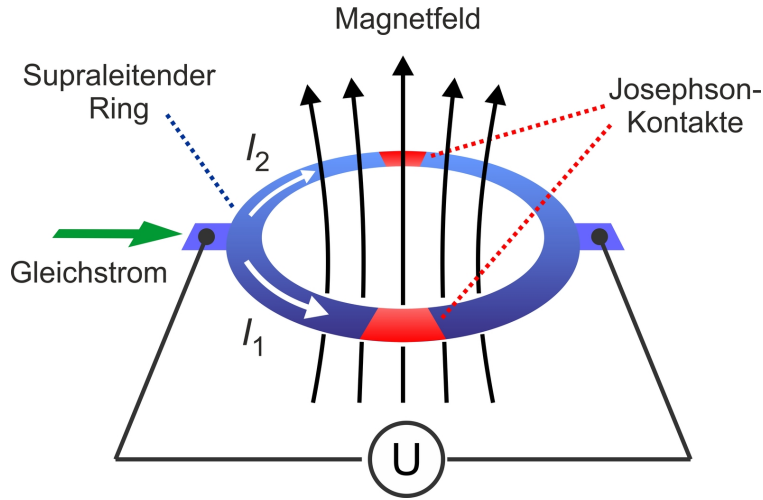


Abbildung 3.6: Aufbau eines dc-SQUID. Ein supraleitender Ring wird durch zwei dünne, nicht-supraleitende Josephson-Kontakte unterbrochen. Wird ein Gleichstrom größer als der kritische Strom der Josephson-Kontakte durch den Ring geschickt, fällt über den Josephson-Kontakten eine Spannung ab, die vom Magnetfeld abhängt. Abbildung nach [105].

Wie in Abbildung 3.6 dargestellt, teilt sich ein durch das dc-SQUID geschickter Gleichstrom I in Abwesenheit eines äußeren Magnetfelds gleichmäßig auf beide Ringhälften auf ($I_1 = I_2 = I/2$). Auf Grund der Flussquantisierung im supraleitenden Ring kann in diesem jeweils nur ein magnetischer Fluss fließen, der ein Vielfaches des magnetischen Flussquants $\phi_n = n \cdot \phi_0$ ($n \in \mathbb{N}$) beträgt, wobei das magnetische Flussquant gegeben ist durch⁹ $\phi_0 = h/2e \approx 2.07 \cdot 10^{-15} \text{ Vs}$. Wird ein geringes äußeres Magnetfeld angelegt (magnetischer Fluss $\phi < \phi_0/2$), wird dadurch im Ring ein elektrischer Kreisstrom I_s induziert, welcher auch als Kompensationsstrom (*Screening Current*) bezeichnet wird. Durch diesen wird ein Magnetfeld erzeugt, welches das äußere Magnetfeld kompensiert, so dass $\phi = 0$ gilt. In einer Ringhälfte fließt daher ein Strom $I/2 + I_s$, in der anderen Ringhälfte entsprechend $I/2 - I_s$. Übersteigt die Stromstärke in einer der beiden Ringhälften den kritischen Strom ($I > I_c$), so fällt über dem entsprechenden Josephson-Kontakt eine Spannung ab [103, 106].

Ist der äußere magnetische Fluss größer als ein halbes Flussquantum ($\phi > \phi_0/2$), ist es energetisch günstiger, den magnetischen Fluss auf ϕ_0 zu erhöhen, so dass der Kompensationsstrom nun in die entgegengesetzte Richtung fließt (Verstärkung des äußeren Magnetfelds). Der Kompensationsstrom ändert daher periodisch seine Richtung, sobald der magnetische Fluss $(n + 1/2) \cdot \phi_0$ ($n \in \mathbb{N}$) übersteigt [106].

Im resistiven Modus (*Resistive Mode*) wird das dc-SQUID mit einem Gleichstrom, der größer ist als der kritische Strom I_c der Josephson-Kontakte, betrieben. Dadurch fällt an den Josephson-Kontakten eine elektrische Spannung

⁹ Der Faktor $2e$ repräsentiert hier die zweifache Elektronenladung des Cooper-Paars.

als Funktion des Magnetfelds ab. Die resultierende Fluss-Spannungs-Kennlinie ist periodisch, mit einem magnetischen Flussquantum als Periode. Ein SQUID wandelt somit einen magnetischen Fluss in eine Spannung um (*Flux to Voltage Converter*). Der Spannungsabfall ergibt sich über den intrinsischen Widerstand bzw. den Kurzschlusswiderstand¹⁰ R des Josephson-Kontakts zu $\Delta V = R \Delta I_s$. Der Kompensationsstrom wiederum hängt von der Induktivität L des Rings ab, $I_s = \Delta\phi/L$. Daraus ergibt sich der Spannungsabfall am dc-SQUID in Abhängigkeit von der äußeren magnetischen Flussänderung zu [106]:

$$\Delta V = \Delta\phi \cdot R/L. \quad (3.4)$$

Abweichend zum dc-SQUID wird beim rf-SQUID statt des Gleichstroms über eine Spule ein Wechselstrom¹¹ mit einer Frequenz von mehreren 10 MHz induktiv in den Ring eingekoppelt. Durch ein äußeres Magnetfeld wird die Induktivität des Rings geändert, was zu einer messbaren Änderung der Resonanzfrequenz führt. Diese Änderung kann als Spannung ausgegeben werden, welche proportional zur Stärke des äußeren Magnetfelds ist [103, 106].

Um Änderungen des magnetischen Flusses zu detektieren, die größer als ein Flussquantum sind, kompensiert eine nachgeschaltete Elektronik mittels einer Induktionsspule die jeweilige Flussänderung im Ring. Durch diese Flussregelschleife wird das SQUID auf einem festem Arbeitspunkt betrieben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein SQUID des Herstellers Quantum Design verwendet (*MPMS XL*®). In diesem können Magnetfelder bis ± 7 T appliziert werden; zudem kann die Temperatur im Bereich von 5 – 400 K variiert werden. Zur Aufnahme von Hysterekurven wurde das Magnetfeld in der Probenebene parallel zur Probenkante orientiert. Da das SQUID sowohl für ferromagnetische, als auch für paramagnetische und diamagnetische Anteile sensitiv ist, wird zunächst eine Referenzmessung mit einem unbeschichteten GaAs-Substrat gleicher Größe durchgeführt. Der so ermittelte diamagnetische Anteil des GaAs-Substrats wird anschließend von den Messwerten der jeweiligen ferromagnetischen Probe subtrahiert.

3.3.2 Magnetotransportuntersuchungen an magnetischen Streifen

Um die magnetischen Eigenschaften der gewachsenen ferromagnetischen Schichten zu charakterisieren, werden neben den SQUID-Messungen auch Magnetotransportmessungen an strukturierten Schichten (Streifen) durchgeführt. Die ferromagnetischen Streifen weisen dabei die gleiche Schichtfolge auf wie die unstrukturierten Schichten. Durch die Messungen in einem ⁴He-Kryostat mit einem maximalen Magnetfeld von ± 10 T kann das Ummagnetisierungsverhalten der ferromagnetischen Streifen untersucht werden. Dazu wird die Probe

¹⁰ Die $U-I$ Kennlinie eines Josephson-Kontakts ist Hysterese behaftet. Um diese zu beseitigen, wird der Kontakt meist mit einem Widerstand R (*Resistive Shunt*) kurzgeschlossen; bei einigen Kontaktmaterialien reicht hierfür jedoch der intrinsische Widerstand aus [103, 106].

¹¹ Das rf-SQUID wird daher auch als ac-SQUID bezeichnet.

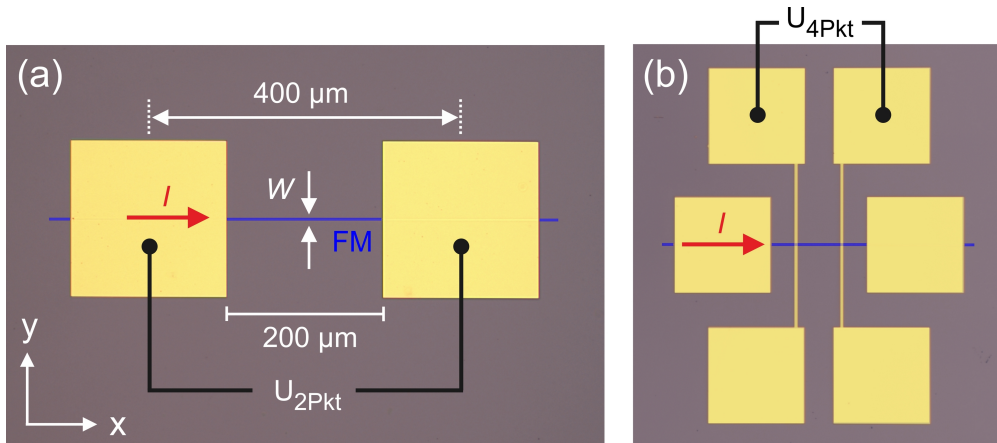


Abbildung 3.7: Messkonfiguration für Magnetotransportuntersuchungen. (a) Lichtmikroskop-Aufnahme eines ferromagnetischen Streifens. Mit Hilfe der Ohmschen Kontakte kann ein elektrischer Strom I durch den ferromagnetischen Streifen geschickt werden, sowie die 2-Punkt Spannung abgegriffen werden. (b) Einige Proben wurden mit weiteren Abgriffen versehen (vgl. auch Abbildung 3.2), so dass zusätzlich die 4-Punkt Spannung gemessen werden kann. Abbildungen nach [32, 84].

drehbar in einem Probenstab montiert und dieser anschließend in das vom Heliumbad des Kryostaten isolierte VTI¹² eingeführt. Flüssiges Helium kann über eine verschließbare Kapillare (Nadelventil), welche die beiden Gefäße miteinander verbindet, in das VTI gelangen. Bei Normaldruck kann dadurch eine Temperatur von 4.2 K erreicht werden; durch eine eingebaute Heizung können auch Temperaturen oberhalb von 4.2 K eingestellt werden.

Abbildung 3.7 (a) zeigt die Lichtmikroskop-Aufnahme eines ferromagnetischen Streifens (FM, blau eingefärbt). Mit Hilfe der nichtmagnetischen und direkt auf den Streifen aufgetragenen Ohmschen Kontakte wird während der Magnetotransportmessungen ein konstanter Gleichstrom $I = 50\ \mu\text{A}$ durch den Streifen geschickt. Das Magnetfeld wird dabei in der Probenebene appliziert. Über die Ohmschen Kontakte kann der magnetfeldabhängige 2-Punkt Widerstand gemessen werden. Wie in Abbildung 3.7 (b) zu erkennen ist, wurden einige Proben mit weiteren Abgriffen versehen, durch die zusätzlich der 4-Punkt Widerstand ermittelt werden kann.

Messverfahren

Im Folgenden werden die im Rahmen der Magnetotransportmessungen verwendeten Messverfahren erläutert, welche auch in [32, 84] beschrieben sind. Die Auswertung der erhaltenen Daten erfolgt im Wesentlichen durch den in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Mechanismus des AMR-Effekts. Dabei kann der

¹² Variable Temperature Insert.

Magnetisierungszustand der ferromagnetischen Schichten über die Änderung des AMR-Widerstands bestimmt werden [32, 84].

- Ist die Magnetisierung des Streifens (anti-) parallel zur Stromrichtung ($\vec{M} \parallel \pm \vec{I}$) und damit (anti-) parallel zur langen Achse des Streifens orientiert (x -Achse), so ist der durch den AMR-Effekt induzierte Widerstand R_{\parallel} maximal.
- Ist die Magnetisierung des Streifens senkrecht zur Stromrichtung orientiert ($\vec{M} \perp \vec{I}$), d.h. parallel zur y -Achse, so ist der durch den AMR-Effekt induzierte Widerstand R_{\perp} geringer als für die oben beschriebene Situation, da für den AMR-Effekt im Allgemeinen $R_{\perp} < R_{\parallel}$ gilt.

Unter Berücksichtigung weiterer magnetoresistiver Effekte (wie beispielsweise dem NMR-Effekt) kann aus der Änderung des Magnetwiderstands der magnetfeldabhängige Magnetisierungszustand des Streifens bestimmt werden, und so Rückschlüsse zum Ummagnetisierungsvorgang gezogen werden.

(i) Magnetfeld-Kreissweep

Mit Hilfe von Magnetfeld-Kreissweeps wird die Winkelabhängigkeit des AMR-Effekts erfasst. Dazu wird die Probe mittels der im Probenstab verbauten Mechanik in einem konstanten Magnetfeld rotiert und der elektrische Widerstand kontinuierlich gemessen. Der Einfachheit halber wird hier die Probe als Laborsystem angenommen, so dass wie in Abbildung 3.8 dargestellt das Magnetfeld in der xy -Probenebene rotiert. Der Winkel θ ist dabei als Winkel zwischen der langen Achse des Streifens (x -Achse) und dem Magnetfeld \vec{B} definiert ($-180^\circ \leq \theta \leq +180^\circ$). Für $\theta = 0^\circ$ ist \vec{B} parallel zum Streifen orientiert (x -Achse), für $\pm 90^\circ$ entsprechend senkrecht (y -Achse).

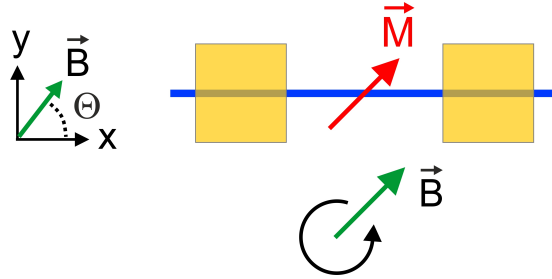


Abbildung 3.8: Messaufbau zur Bestimmung der Winkelabhängigkeit des AMR-Effekts. In der xy -Probenebene wird ein konstantes Magnetfeld \vec{B} rotiert mit $-180^\circ \leq \theta \leq +180^\circ$. Der Rotationswinkel θ ist definiert als der Winkel zwischen \vec{B} und der x -Achse, d.h. der langen Achse des Streifens. Die Magnetisierung des Streifens folgt dabei dem Magnetfeld, was mit einer $\cos^2(\theta)$ Modulation des AMR-Signals verknüpft ist.

Für ein hinreichend hohes Magnetfeld (größer oder gleich dem Sättigungsmagnetfeld) orientiert sich die Magnetisierungsachse \vec{M} des ferromagnetischen

Streifens während des Kreissweeps stets parallel zum Magnetfeld [107–109]. Gemäß Gleichung (3.3) ergibt sich für ein positives Vorzeichen des AMR-Effekts ($R_{\parallel} > R_{\perp}$) ein $\cos^2(\theta)$ periodischer Verlauf des AMR induzierten Widerstands, für ein negatives Vorzeichen des AMR-Effekts ($R_{\parallel} < R_{\perp}$) ein $\sin^2(\theta)$ periodischer Verlauf. Mit Hilfe der Magnetfeld-Kreissweeps kann neben dem Vorzeichen des AMR-Effekts die AMR-Amplitude $\Delta R = R_{\parallel} - R_{\perp}$ bestimmt werden.

(ii) Ermittlung des Koerzitivfelds

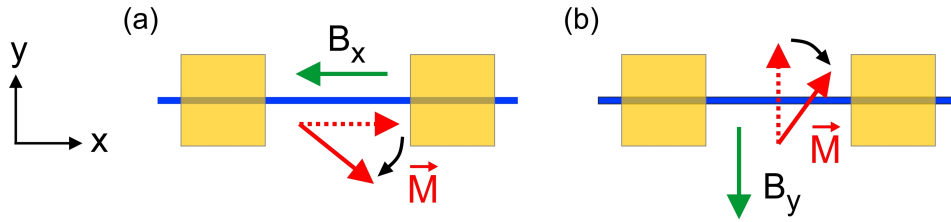


Abbildung 3.9: Messaufbau zur Bestimmung des Koerzitivfelds. (a) Das Magnetfeld wird entlang der langen Achse des Streifens von $+B_x \rightarrow -B_x$ gesweept. Während des Ummagnetisierungsprozesses rotiert die Magnetisierungsachse des Streifens in der Probenebene. Aus der resultierenden Änderung des AMR-Signals kann das Koerzitivfeld $B_{x,coerc}$ bestimmt werden. (b) Wird das Magnetfeld senkrecht zum Streifen orientiert und gesweept, kann das Koerzitivfeld $B_{y,coerc}$ in y -Richtung bestimmt werden.

Der Fokus der an Fe/Dy *Bilayer* durchgeführten Untersuchungen liegt auf der Verbesserung der magnetischen Eigenschaften von Fe-basierten Spindetektoren. Das durch SQUID und Magnetotransportmessungen bestimmte Koerzitivfeld der Fe/Dy *Bilayer* ist ein wichtiger Anhaltspunkt dafür, ob und wie die magnetischen Eigenschaften der Fe-Schicht durch die magnetische Kopplung mit der hartmagnetischen Dy-Schicht beeinflusst werden. Relevant ist das Koerzitivfeld von Spindetektoren beispielsweise für den Nachweis des Spintransports mit Hilfe des *Spin Valve* Effekts (siehe Abschnitt 7.1.3).

Wie in Abbildung 3.9 skizziert, wird zur Ermittlung des Koerzitivfelds das Magnetfeld in der Probenebene entweder (a) parallel zur langen Achse des Streifens gesweept (von $B_x \rightarrow -B_x$ und zurück), oder (b) senkrecht zum Streifen (entlang der y -Achse, von $B_y \rightarrow -B_y$ und zurück). Für die hartmagnetischen Dy-Schichten sowie für die Fe/Dy *Bilayer* wird das Magnetfeld im Bereich ± 10 T gesweept, für die weichmagnetischen Fe-Schichten im Bereich von ± 1 T. Durch den Vergleich der Daten der Magnetotransportmessung mit denen der SQUID-Messung kann das Koerzitivfeld $B_{x/y,coerc}$ in x - und y -Richtung bestimmt werden.

Die Reorientierung der Magnetisierung des Streifens kann dabei entweder über Domänenwandverschiebungen oder durch Rotation der Magnetisierung erfolgen [8, 110, 111]. Wird beispielsweise das Magnetfeld entlang der langen Achse des

Streifens von $B_x \rightarrow -B_x$ gesweept, so wird sich die Magnetisierungsachse von der $+x$ -Richtung parallel zur $-x$ -Richtung reorientieren. Läuft der Ummagnetisierungsvorgang ausschließlich über Domänenwandverschiebungen entlang der x -Achse ab, so ist die Magnetisierungsachse stets parallel ($+x$ -Richtung) oder antiparallel ($-x$ -Richtung) zur Stromrichtung orientiert. Das AMR induzierte Signal ändert sich in diesem Fall nicht, da dieses quadratisch mit $\cos^2(\theta)$ skaliert. Beide Orientierungen der Magnetisierungsachse liefern daher einen äquivalenten Beitrag zum AMR-Signal. Erfolgt die Ummagnetisierung jedoch über eine Rotation der Magnetisierung in der xy -Ebene, so gilt während der Rotation der Magnetisierung $\vec{M} \nparallel \vec{I}$, was mit einer entsprechenden Änderung des AMR-Signals verknüpft ist.

(iii) Ermittlung des kritischen Felds

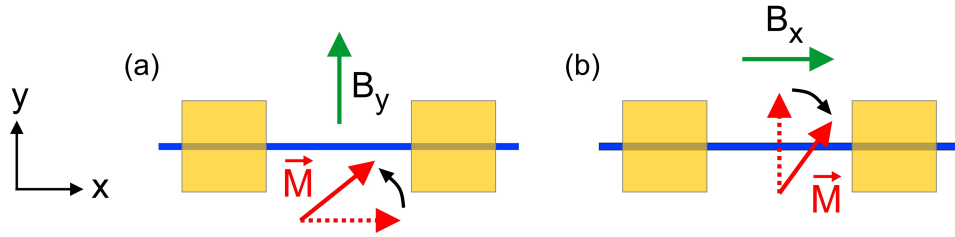


Abbildung 3.10: Messaufbau zur Ermittlung des kritischen Felds. (a) Zunächst wird der Streifen entlang der langen Achse magnetisiert (gestrichelte Linie). Anschließend wird ein zur Magnetisierungsrichtung senkrechtes Magnetfeld B_y appliziert und stetig erhöht. Aus der Rotation der Magnetisierung und der dadurch induzierten Änderung des AMR-Signals kann das kritische Feld $B_{x,crit}$ bestimmt werden. (b) Hier wird die initiale Magnetisierungsachse senkrecht zum Streifen orientiert, und ein Magnetfeld B_x entlang der Streifenachse appliziert. Aus der Änderung des AMR-Signals kann das kritische Feld $B_{y,crit}$ bestimmt werden.

Oftmals wird in Spintransportmessungen eine Konfiguration verwendet, bei der der Spindetektor zunächst vormagnetisiert wird, und dann ein zur Magnetisierungsrichtung senkrechtes Magnetfeld angelegt wird. Diese auch als „Hanle-Konfiguration“ bezeichnete Messanordnung wird beispielsweise bei der Detektion des Spin-Hall-Effekts (SHE) verwendet (siehe z.B. [29–31]). Hier wird der Spindetektor entlang seiner langen Achse magnetisiert (x -Achse) und anschließend in der Probenebene ein zur Magnetisierungsrichtung des Detektors senkrechtes Magnetfeld B_y in y -Richtung appliziert. Die durch den SHE induzierten Spins, welche *out-of-plane* in z -Richtung polarisiert sind, präzedieren dadurch in der xz -Ebene. Die Projektion der Spinkomponente auf die x -Achse kann am Spindetektor gemessen werden. Problematisch hierbei ist, dass die Magnetisierungsachse des Detektors nur für kleine B_y in der initialen Ausrichtung (entlang der x -Achse) verbleibt. Für größere Werte von B_y (mehrere 10 mT) orientiert sich die Magnetisierungsachse des Detektors entlang des Magnetfelds, d.h. in

y -Richtung. Da am Spindetektor nur die Spinkomponente parallel zur Magnetisierungsachse gemessen werden kann, führt dies zu einer raschen Abnahme des gemessenen SHE-Signales, da die Spinkomponente in x -Richtung liegt, die Magnetisierungsachse des Detektors dann jedoch in y -Richtung.

Diese Messroutine wird ebenso auf die ferromagnetischen Streifen angewandt. Wie in Abbildung 3.10 (a) dargestellt, wird der Streifen zunächst entlang der langen Achse magnetisiert (x -Achse, gestrichelte Linie), und das Magnetfeld wieder auf Null zurückgefahren. Anschließend wird in der Probenebene ein zur Magnetisierung senkrecht Magnetfeld B_y in y -Richtung appliziert und stetig erhöht. Dadurch reorientiert sich die Magnetisierung in Richtung des Magnetfelds, was mit einer Änderung des AMR-Signals verknüpft ist. Aus dieser kann das kritische Feld $B_{x,crit}$, bei dem sich die Magnetisierung des Streifens größtenteils parallel zu B_y ausgerichtet hat, bestimmt werden. Bezogen auf das oben skizzierte Experiment zum Nachweis des SHE, ist das kritische Feld gleichzusetzen mit dem Magnetfeld, bei dem das gemessene SHE-Signal Null wird.

Zusätzlich werden, wie in Abbildung 3.10 (b) skizziert, auch Messungen durchgeführt, bei denen die Magnetisierungsachse senkrecht zum Streifen orientiert ist (y -Achse, gestrichelte Linie), und ein Magnetfeld B_x entlang der Achse des Streifens angelegt wird. Daraus kann das kritische Feld $B_{y,crit}$ ermittelt werden.

Neben dem Koerzitivfeld ist das kritische Feld der Fe/Dy *Bilayer* ein weiterer Anhaltspunkt dafür, inwieweit die Eigenschaften der Fe-Schicht durch magnetische Kopplung mit der hartmagnetischen Dy-Schicht beeinflusst und verbessert werden.

4 Magnetische Eigenschaften gesputterter Eisen-Schichten

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse der SQUID und Magnetotransportuntersuchungen an wenigen Nanometer dünnen Fe-Schichten erörtert. Hierbei liegt der Fokus vor allem auf der Interpretation und Analyse der an strukturierten Fe-Schichten durchgeführten Magnetotransportmessungen. Anhand der experimentellen Daten wird gezeigt, wie mit Hilfe des AMR-Effekts Rückschlüsse auf den Magnetisierungszustand der strukturierten Fe-Schicht gezogen werden können. Dabei werden sowohl Messungen bei Helium-Temperatur, als auch temperaturabhängige Messungen bis 120 K ausgewertet. Ziel der Messungen ist es, Vergleichsdaten für entsprechende Experimente mit Fe/Dy Bilayer Systemen zu generieren, in denen die gleiche Fe-Schicht wie die hier untersuchte verwendet wird. Dadurch kann der Grad der Kopplung im Fe/Dy Bilayer bestimmt werden. Die in diesem Kapitel erarbeiteten Methoden werden in den nachfolgenden Kapiteln auch bei der Auswertung der Messungen an Dy und Fe/Dy-Schichten angewandt.

4.1 Eigenschaften von Eisen

Eisen gehört zur Gruppe der Übergangsmetalle (Ordnungszahl 26, Elektronenkonfiguration $[\text{Ar}] 3d^6 4s^2$) und besitzt insgesamt 8 Valenzelektronen in den 3d und 4s Zuständen. Die magnetischen Eigenschaften werden dabei maßgeblich über die 3d Zustände vermittelt [112]. Das durchschnittliche magnetische Moment pro Atom¹ beträgt $2.2 \mu_B$ [8, 88]. Experimentell wurde nachgewiesen, dass Fe weniger als ein freies (itinerantes) Elektron besitzt ($4s^{0.95}$), so dass auf das 3d-Band 7.05 Elektronen entfallen ($n_d = 7.05$),

$$n_d^\uparrow + n_d^\downarrow = 7.05. \quad (4.1)$$

Diese weisen ein magnetisches Moment pro Atom von $2.2 \mu_B$ auf [88]:

$$n_d^\uparrow - n_d^\downarrow = 2.2. \quad (4.2)$$

Daraus ergibt sich, dass 4.62 der 3d-Elektronen Spin-Up Elektronen sind und entsprechend 2.43 der 3d-Elektronen Spin-Down Elektronen [88].

Experimentell wird beobachtet, dass Fe mehrere kristallographische Modifikationen besitzt. Beim Abkühlen tritt zwischen dem Schmelzpunkt (1811 K) und

¹ Der Wert des Bohrschen Magnetons ist $\mu_B = (e/2m_e) \cdot \hbar \approx 5.588 \times 10^{-5} \text{ eV/T}$.

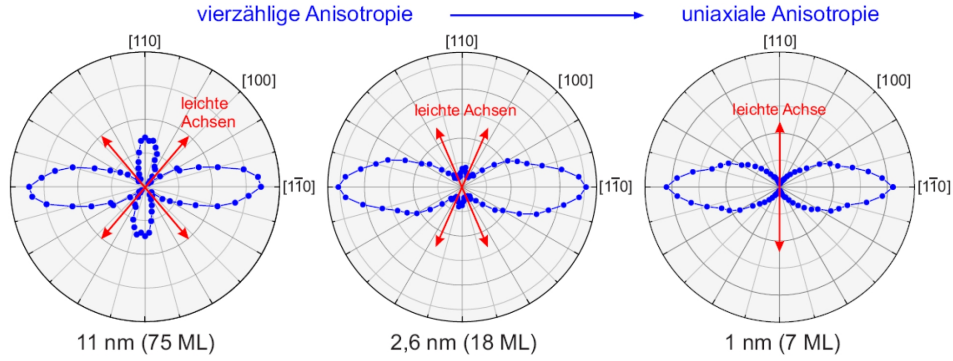


Abbildung 4.1: Polarplots der *in-plane* Magnetisierungsarbeit von (001) Fe-Schichten, gemessen bei Raumtemperatur, abhängig von der Dicke der Fe-Schicht. Die Fe-Schichten wurden bei 300 K epitaktisch auf (001) GaAs gewachsen. Abbildung aus [113, 114]

$T = 1667$ K die β -Fe Konfiguration mit einem kubisch-raumzentriertem Gitter (*bcc*) auf. Bei weiterem Abkühlen wird bis 1185 K die γ -Fe Modifikation mit einem kubisch-flächenzentriertem Gitter (*fcc*) beobachtet². Unterhalb dieser Temperatur tritt Fe schließlich in der α -Fe Konfiguration mit kubisch-raumzentriertem Gitter (*bcc*) auf [8].

Relevant für die durchgeführten Experimente ($T = 4.2 - 120$ K) ist daher α -Fe (*bcc*). Wie bereits in Abschnitt 2.3.2 erörtert (siehe Tabelle 2.1), besitzt Fe zwar eine sehr hohe Sättigungspolarisation $J_s = \mu_0 M_s \approx 2.15$ T, jedoch eine geringe magnetokristalline Anisotropie, und zählt daher zu den weichmagnetischen Materialien. Die Curie-Temperatur von Fe beträgt 1044 K, so dass Fe bei Raumtemperatur und den hier durchgeführten Experimenten bei tiefen Temperaturen ferromagnetisch ist [8, 33].

Der Fokus der in diesem Kapitel durchgeführten Experimente liegt auf der magnetischen Charakterisierung sehr dünner Fe-Schichten (wenige Nanometer dick). In Spininjektionsexperimenten, bei denen entsprechend dünne, strukturierte Fe-Schichten als Spininjektor bzw. -detektor verwendet wurden, wurden nur sehr geringe *in-plane* Koerzitivfelder im Bereich von 10 – 20 mT ermittelt (gemessen entlang der langen Achse der Fe-Streifen), was den weichmagnetischen Charakter von Fe unterstreicht [23, 27, 28].

Die magnetischen Eigenschaften von auf (001) GaAs gewachsenen Fe-Schichten hängen maßgeblich von den Eigenschaften der GaAs-Oberfläche und von der Dicke der Fe-Schicht ab. Mit Hilfe einer speziellen Vorbehandlung der GaAs-Oberfläche mittels *Annealing* bei etwa 550°C, anschließendem Sputtern mit Argon-Ionen und wiederholtem *Annealing*, konnten Zölfl *et al.* [113, 115] eine Gallium-terminierte und damit Arsen-verarmte Oberfläche präparieren³. Da-

² Durch Wachstum ultradünner Fe-Schichten auf *fcc* Substraten kann γ -Fe auch bei Raumtemperatur stabilisiert werden [8].

³ Durch das *Annealing* kann Sauerstoff von der GaAs-Oberfläche entfernt werden, durch Sputtern Kohlenstoff.

durch konnte bei Raumtemperatur sowohl per Molekularstrahlepitaxie (MBE)⁴, als auch per Magnetotronsputtern ein epitaktisches Fe-Wachstum ohne magnetisch „tote“ Lagen an der Fe/GaAs Grenzfläche beobachtet werden. Durch die niedrige Wachstumstemperatur und die As-verarmte Oberfläche kann sich keine nichtmagnetische, intermetallische Verbindung aus Fe und As bilden, wodurch die Bildung von magnetisch „toten“ Lagen verhindert wird.

Wie in Abbildung 4.1 dargestellt, konnten Zölfl *et al.* [113, 115] für dickere Fe-Schichten (11 nm) bei Raumtemperatur die für Fe typische vierzählige Anisotropie, welche durch die kubische Kristallstruktur induziert wird, im Polarplot der Magnetisierungsarbeit beobachten. Wird die Dicke der Fe-Schicht jedoch auf wenige Monolagen reduziert (1 nm), ändert sich die Symmetrie und es wird eine uniaxiale Symmetrie induziert. Dabei ist $[110]$ die magnetisch leichte Achse, während $[1\bar{1}0]$ die magnetisch harte Achse bildet. Ursächlich hierfür sind ungesättigte Bindungen (*Dangling Bonds*) an der GaAs-Oberfläche [116].

Für Fe-Schichtdicken (2.6 nm), die vergleichbar sind mit den im Rahmen dieser Arbeit gewachsenen Schichten, liegt annähernd eine uniaxiale Anisotropie vor, wie in Abbildung 4.1 (Mitte) dargestellt. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen werden daher jeweils beide Kristallrichtungen berücksichtigt. Einschränkend sei hier jedoch erwähnt, dass auf Grund des zur Strukturierung verwendeten PMMA-Lacks die Präparation der GaAs-Oberfläche nur mittels HCl-Reinigung und ohne *Annealing* bei hohen Temperaturen erfolgen kann.

⁴ *Molecular Beam Epitaxy.*

4.2 Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften bei tiefen Temperaturen

In diesem Abschnitt werden die magnetischen Eigenschaften einer dünnen, gesputterten Fe-Schicht mittels SQUID und Magnetotransportmessungen bei einer Temperatur von 5 K bzw. 4.2 K untersucht. Die Herstellung der Fe-Schicht erfolgt dabei wie in Abschnitt 3.1 beschrieben per Magnetron-Sputtern auf einem 500 μm dicken GaAs-Substrat mit Kantenlänge 5 mm \times 5 mm. Zum Schutz vor Korrosion wurde *in-situ* auf die 2.9 nm dünne Fe-Schicht zusätzlich eine 12 nm dünne Au-Schicht aufgebracht. Für die Magnetotransportuntersuchungen wurde die Fe-Schicht zusätzlich mikrostrukturiert.

4.2.1 Charakterisierung mittels SQUID-Messungen bei 5 K

Wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben, wird bei der SQUID-Messung das Magnetfeld in der Probenebene parallel zur Probekante appliziert. Ein Unterschied bezüglich der Orientierung der Probe zum Magnetfeld (Magnetfeld parallel zu $[110]$ bzw. $[1\bar{1}0]$) konnte hierbei nicht festgestellt werden. Dies deutet, wie in bereits in Abschnitt 3.1 erwähnt, darauf hin, dass die gewachsenen Schichten wahrscheinlich polykristallin sind.

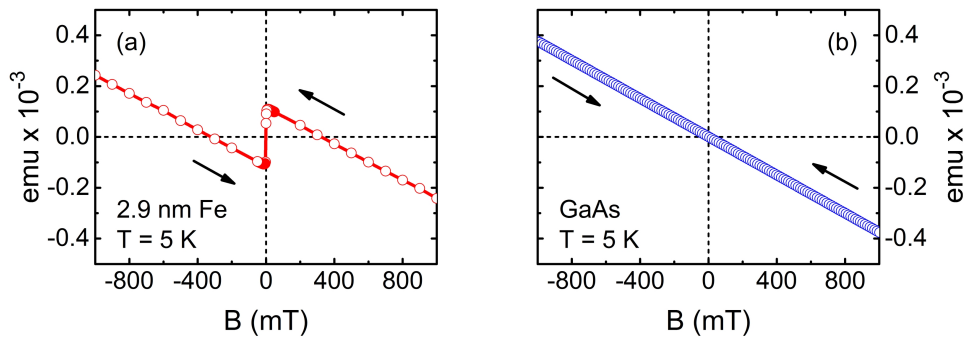


Abbildung 4.2: (a) SQUID-Hysteresekurve einer Fe-Schicht mit 2.9 nm Fe / 12 nm Au, aufgenommen für $T = 5$ K. Der Graph zeigt die Rohdaten (in emu), die noch nicht um den diamagnetischen Beitrag in (b) bereinigt wurden. (b) SQUID-Referenzmessung des unbeschichteten GaAs-Substrats, aufgenommen für $T = 5$ K.

Abbildung 4.2 (a) zeigt die SQUID-Rohdaten (in emu) der charakterisierten Fe-Probe für eine Messung bei $T = 5$ K. Die Rohdaten weisen einen deutlich sichtbaren diamagnetischen Anteil auf (negative Steigung), welcher im wesentlichen vom GaAs-Substrat induziert wird. Der diamagnetische Anteil kann dabei durch zwei verschiedene Methoden ermittelt und subtrahiert werden.

Die einfachste Methode besteht darin, für hohe Magnetfelder anzunehmen, dass die Magnetisierung der Probe gesättigt ist. Der diamagnetische Anteil kann dann durch einen Fit des linear verlaufenden Teils der Kurve (*High Field Linear Fit*) bei hohen Magnetfeldern (in diesem Fall ab etwa $\pm 200 - 300$ mT)

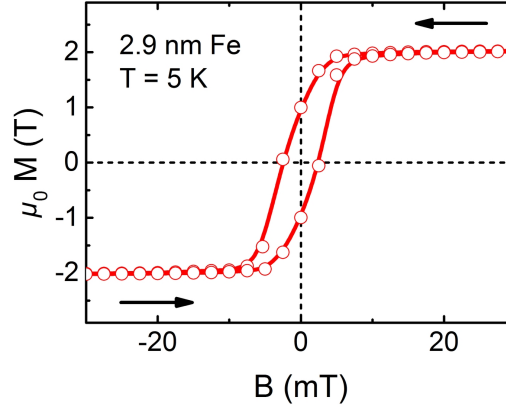


Abbildung 4.3: SQUID-Hysteresekurve der Fe-Schicht in Abbildung 4.2 (a) ($t_{\text{Fe}} = 2.9 \text{ nm}$, $T = 5 \text{ K}$), welche durch Subtraktion der Referenzmessung des unbeschichteten GaAs-Substrats [Abbildung 4.2 (b)] um den diamagnetischen Beitrag bereinigt wurde.

ermittelt werden und anschließend von den Rohdaten abgezogen werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde jedoch der diamagnetische Anteil durch eine separate Referenzmessung eines unbeschichteten GaAs-Substrats ermittelt, welche in Abbildung 4.2 (b) dargestellt ist. Der Vergleich der Rohdaten der Fe-Probe und der Referenzmessung zeigt deutlich, dass der diamagnetische Anteil in beiden Messungen gleich ist (gleiche Steigung).

Abbildung 4.3 zeigt die SQUID-Daten der Fe-Probe, von denen der diamagnetische Anteil wie oben beschrieben subtrahiert wurde⁵. Die Daten wurden dabei von emu in Tesla umgerechnet⁶. Die Fe-Probe weist eine ferromagnetische Hysteresese mit einem Koerzitivfeld von $|B_{\text{coerc}}| = 2.7 \text{ mT}$ und einer finiten Remanenz von $\mu_0 M_r = 996 \text{ mT}$ auf. Das ermittelte Koerzitivfeld ist hier in gleicher Größenordnung wie in anderen Experimenten beobachtet [118–121]. Bereits für kleine Magnetfelder ($\pm 20 \text{ mT}$) zeigt die Hysteresekurve Sättigung; die ermittelte Sättigungsmagnetisierung der Fe-Probe (2.03 T) entspricht im Wesentlichen dem Literaturwert von 2.15 T [8, 33]. Ein geringes Koerzitivfeld und eine hohe Sättigungsmagnetisierung sind typisch für weichmagnetische Materialien, wie bereits in Abschnitt 2.3.2 dargelegt wurde.

4.2.2 Charakterisierung mittels Magnetotransport-Messungen bei 4.2 K

In diesem Abschnitt werden die an strukturierten, 2.9 nm dünnen Fe-Schichten durchgeführten Magnetotransportmessungen für 4.2 K analysiert. Die charak-

⁵ Anmerkung: Beide oben beschriebene Methoden liefern hier ein identisches Ergebnis.

⁶ Zur Umrechnung werden die Daten zunächst durch das ferromagnetische Volumen der Probe geteilt (emu/cm^3), für die Umrechnung in Tesla wird das Ergebnis schließlich mit $4\pi \times 10^{-4}$ multipliziert [117].

terisierten Fe-Streifen weisen dabei eine Streifenbreite von 3 μm bis 500 nm auf. Diese wurden, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, vor dem Schichtwachstum per Elektronenstahlolithographie auf dem GaAs-Substrat strukturiert. Die lange Achse der Streifen ist dabei entlang der $[110]$ Richtung orientiert. Magneto-transportmessungen mit einer identisch präparierten Probe, bei der die lange Achse der Streifen jedoch entlang $[1\bar{1}0]$ orientiert ist, sind im Anhang in Abschnitt A.1 zu finden. Analog zu der für SQUID-Messungen verwendeten Probe wird die Fe-Schicht *in-situ* mit einer 12 nm dicken Au-Schicht abgedeckt. Dies gewährleistet einen effektiven Schutz der Fe-Schicht vor Korrosion, was durch die bei Raumtemperatur und tiefen Temperaturen aufgenommenen linearen Kennlinien der Streifen bestätigt wird.

Die nachfolgenden Auswertungen der Messdaten zeigen, wie der Magnetisierungszustand (Koerzitivfeld, kritisches Feld) der strukturierten Fe-Schicht anhand der Änderung des Magnetwiderstands identifiziert werden kann. Das dabei erarbeitete Schema (siehe hierzu auch Messmethoden in Abschnitt 3.3.2) kann ebenso auf die Messungen an strukturierten Dy-Schichten in Abschnitt 5.2.2 angewandt werden, insbesondere jedoch auf die Messungen an strukturierten Fe/Dy *Bilayer* in Abschnitt 6.2.2, um dort den Magnetisierungszustand der Fe-Schicht zu bestimmen.

4.2.2.1 Magnetfeld-Kreissweep

Anhand des Magnetfeld-Kreissweeps kann die Winkelabhängigkeit des AMR-Effekts sowie die AMR-Amplitude der strukturierten Fe-Schichten erfasst werden. Wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, wird die Probe in einem konstanten Magnetfeld, welches in der Probenebene appliziert wird, um 360° rotiert. Durch den Streifen wird dabei ein konstanter Gleichstrom ($I = 50 \mu\text{A}$) geschickt und der elektrische Widerstand winkelabhängig gemessen. Die SQUID-Messungen an einer unstrukturierten Fe-Schicht haben gezeigt, dass diese bereits für kleine Magnetfelder ($< 50 \text{ mT}$) Sättigung aufweist. Die Magnetisierungsachse \vec{M} des Fe-Streifens orientiert sich daher bei einem applizierten Magnetfeld von 1 T während des Kreissweeps stets parallel zum Magnetfeldvektor [107–109].

Abbildung 4.4 zeigt den an einem Fe-Streifen durchgeführten Magnetfeld-Kreissweep. Hier ist deutlich zu erkennen, dass sich der Magnetwiderstand periodisch mit $\cos^2(\theta)$ ändert und auch durch eine entsprechende Funktion gefittet werden kann (rote, durchgezogene Linie). Die Änderung des Magnetwiderstands wird, wie in Abschnitt 3.2.2, Gleichung (3.3) hergeleitet, durch den AMR-Effekt induziert. Der Magnetwiderstand (i) und (iii) ist daher maximal, wenn die Magnetisierungsachse parallel zu \vec{I} orientiert ist ($\theta = 0^\circ$ bzw. $\pm 180^\circ$). Wenn die Magnetisierungsachse \vec{M} senkrecht zu \vec{I} orientiert ist (ii) ($\theta = \pm 90^\circ$), ist der Magnetwiderstand hingegen minimal. Anhand des AMR-Effekts lässt sich daher der Magnetisierungszustand des ferromagnetischen Streifens, wie in den Insets abgebildet, abhängig vom äußeren Feld bestimmen [32, 84].

Für die obige Messung gilt $R_{\parallel} > R_{\perp}$ und für die AMR-Amplitude entsprechend $\Delta R (AMR) = R_{\parallel} - R_{\perp} > 0$. Die gesputterte Fe-Schicht weist somit ein positives Vorzeichen des AMR-Effekts auf. Die AMR-Amplitude $\Delta R (AMR) = 4.3 \Omega$

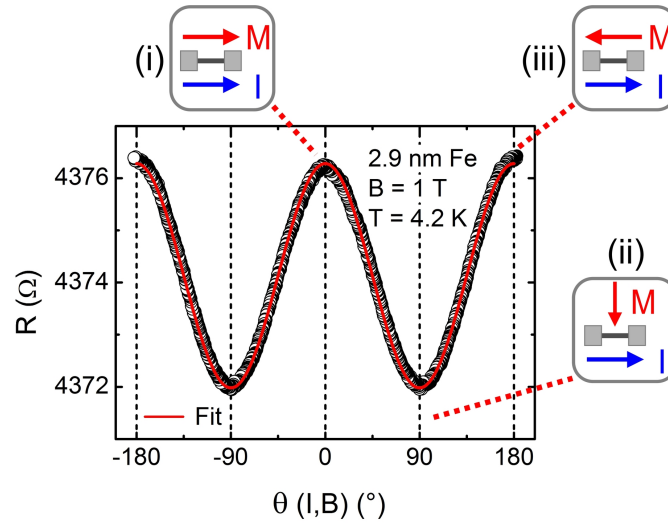


Abbildung 4.4: Magnetfeld-Kreissweep an einer strukturierten Fe-Schicht (2.9 nm Fe / 12 nm Au, $W = 3 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[110]$) und einem konstantem Magnetfeld $|\vec{B}| = 1 \text{ T}$. Die durch den AMR-Effekt induzierte periodische Änderung des Magnetwiderstands kann mit einer $\cos^2(\theta)$ Funktion gefittet werden (rote durchgezogene Linie). Die Insets zeigen den Magnetisierungszustand des Fe-Streifens abhängig von der Orientierung des Magnetfelds zum Streifen. Abbildung nach [32, 84].

kann aus dem Fit der Daten mit einer $\cos^2(\theta)$ Funktion (rote, durchgezogene Linie) bestimmt werden. Die Auswertung der Daten ergibt einen AMR Wert $(R_{\parallel} - R_{\perp})/R_{\perp}$ von knapp 0.1 %. Von Zhang *et al.* [122] bei 5 K untersuchte, unstrukturierte Fe/Au Proben mit ähnlicher Fe-Schichtdicke, zeigen einen AMR-Wert von etwa 0.1 - 0.2 % und damit eine gute Übereinstimmung mit dem hier ermittelten Wert.

In Tabelle 4.2 sind die AMR-Werte der weiteren charakterisierten Streifen ($W = 2 \mu\text{m} - 500 \text{ nm}$) aufgeführt. Die aus den Messungen bestimmten AMR-Werte sind hier in der gleichen Größenordnung im Bereich zwischen 0.11 % und 0.13 %, und somit unabhängig von der Streifenbreite.

Die im Anhang in Abschnitt A.1 aufgeführten Messungen an Fe-Streifen, bei denen die lange Achse parallel zu $[1\bar{1}0]$ orientiert ist, zeigen ebenfalls eine durch den AMR-Effekt induzierte periodische Modulation des Magnetwiderstands mit $\cos^2(\theta)$, wie in Abbildung A.1 zu erkennen ist. Der AMR-Wert ist positiv und mit knapp unter 0.1 % in der gleichen Größenordnung wie der AMR-Wert der hier charakterisierten Probe.

4.2.2.2 Ermittlung des Koerzitivfelds

Zur Bestimmung des Koerzitivfelds der Fe-Streifen wird, wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, das Magnetfeld in der Probenebene parallel bzw. quer zur langen

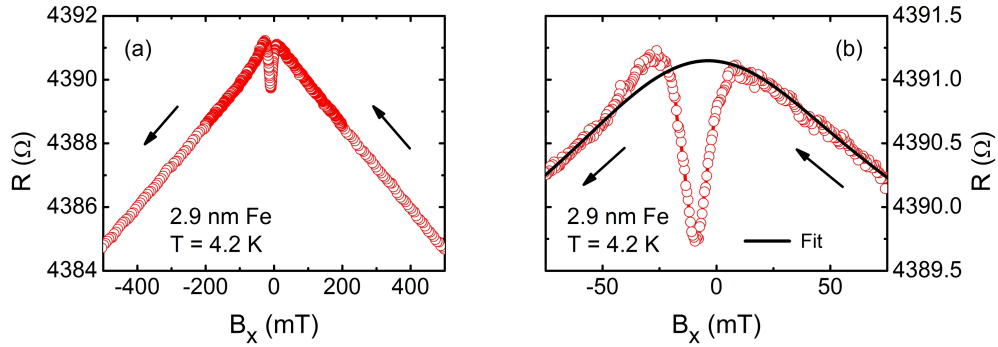


Abbildung 4.5: (a) Magnetotransportmessung (*Downsweep*) an einer strukturierten Fe-Schicht (2.9 nm Fe / 12 nm Au, $W = 3 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu [110]) zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{x,\text{coerc}}$. Das Magnetfeld wird parallel zur langen Achse des Streifens appliziert. (b) Vergrößerte Darstellung der Magnetotransportmessung. Das durch den NMR-Effekt induzierte Signal kann mit einem Polynom gefittet werden (durchgezogene Linie). Abbildungen nach [32, 84].

Achse des Streifens appliziert, von +1 T nach -1 T gesweept (*Downsweep*) und anschließend wieder zurück auf +1 T (*Upsweep*) gefahren. Aus den Daten der Magnetotransportmessungen lassen sich die Koerzitivfelder $B_{x,\text{coerc}}$ bzw. $B_{y,\text{coerc}}$ bestimmen.

Koerzitivfeld parallel zur langen Achse des Streifens

Abbildung 4.5 (a) zeigt die Änderung des Magnetwiderstands, abhängig vom äußeren Magnetfeld B_x . Während des *Downsweep* erhöht sich der Magnetwiderstand, für ein negatives Magnetfeld nimmt der Magnetwiderstand ab. Ursächlich für die Abnahme des Magnetwiderstands mit $|B_x|$ ist der in Abschnitt 3.2.1 beschriebene „Negative Magnetwiderstand“ (NMR), welcher in ferromagnetischen Materialien beobachtet werden kann [123].

In der vergrößerten Darstellung der Messdaten in Abbildung 4.5 (b) ist zwischen 0 mT und -25 mT eine nicht-monotone Änderung des Magnetwiderstands, von einem Maximum zu einem Minimum und zurück, sichtbar. Da der NMR-Effekt monoton mit $|B_x|$ ist, kann diese Änderung nicht durch den NMR-Effekt induziert werden. Im vorherigen Abschnitt (Magnetfeld-Kreisweep) wurde jedoch gezeigt, wie sich auf Grund des AMR-Effekts der Magnetwiderstand abhängig vom Magnetisierungszustand des Fe-Streifens, $\vec{M} \parallel \vec{I}$ bzw. $\vec{M} \perp \vec{I}$, ändert. Die in Abbildung 4.5 beobachtete Änderung des Widerstands wird durch den Ummagnetisierungsprozess des Streifens im Gegenfeld verursacht und kann mit Hilfe des AMR-Effekts beschrieben werden [32, 84].

Da sich der gemessene Magnetwiderstand aus dem Beitrag des AMR und des NMR zusammensetzt, ist es zunächst notwendig, die durch den AMR-Effekt induzierte Änderung des Magnetwiderstands und den Beitrag des NMR-Effekts zu separieren. Der Beitrag des NMR-Effekts zum Magnetwiderstand kann mit

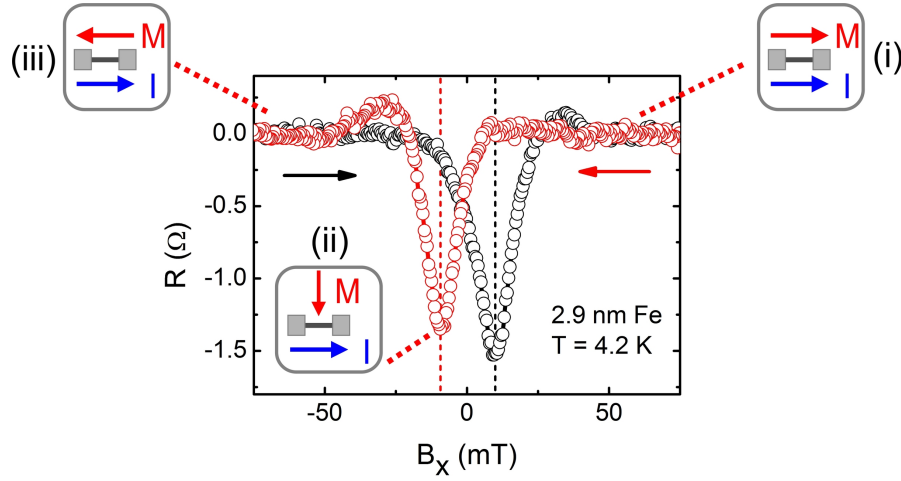


Abbildung 4.6: Magnetotransportmessung aus Abbildung 4.5 nach Subtraktion des gefitteten NMR-Signals. Mit Hilfe des AMR-Effekts kann das Koerzitivfeld $|B_{x,coerc}| = 9.3 \text{ mT}$ des Fe-Streifens (gestrichelte Linien, jeweils für Up- bzw. Downsweep) aus dem Minimum des Magnetwiderstands bestimmt werden. Die Insets zeigen für den Downsweep (+1 T nach -1 T) den Magnetisierungszustand des Fe-Streifens abhängig vom äußeren Magnetfeld B_x .

einem entsprechenden Polynom gefittet werden kann (durchgezogene, schwarze Linie). Anschließend wird der Fit vom gesamten Magnetwiderstand subtrahiert. Das so erhaltene Signal ist in Abbildung 4.6 sowohl für den *Downsweep*, als auch für den *Upsweep* dargestellt.

Die Reorientierung der Magnetisierung kann im vorliegenden Fall, wie in Abschnitt 3.3.2 erörtert, entweder über Domänenwandverschiebungen entlang der x -Achse oder über kohärente Rotation der Magnetisierung ablaufen. Durch die Domänenwandverschiebungen wird jedoch keine Änderung des AMR-Signals induziert, da hier \vec{M} stets parallel bzw. antiparallel zu \vec{I} ist⁷. Rotiert hingegen die Magnetisierungsachse in der xy -Probenebene von der $+x$ -Richtung in die $-x$ -Richtung, so ändert sich der AMR-Widerstand mit dem Winkel $\theta(\vec{M}, \vec{I})$. Anhand des *Downsweep* wird im Folgenden beschrieben, wie mit Hilfe des AMR-Effekts aus dem Widerstandsverlauf das Koerzitivfeld ermittelt werden kann (siehe auch Insets) [32, 84].

(i) Für hohe Magnetfelder ist die Magnetisierungsachse parallel zum applizierten Magnetfeld B_x und damit parallel zur langen Achse des Streifens ausgerichtet. Damit gilt $\vec{M} \parallel \vec{I}$, was einem Maximum des AMR-Signals entspricht (in diesem Fall $0 \text{ } \Omega$).

(ii) Im Gegenfeld reorientiert sich die Magnetisierung und rotiert in der xy -Probenebene. Damit gilt $\vec{M} \nparallel \vec{I}$, was das experimentell beobachtete Absinken des AMR-Widerstands ($R < 0 \text{ } \Omega$) mit steigendem, negativem B_x erklärt.

⁷ Der AMR-Widerstand skaliert mit $\cos^2(\theta)$, daher ergeben die Winkel $\theta = 0^\circ$ (\vec{M} parallel \vec{I}) und $\theta = 180^\circ$ (\vec{M} antiparallel \vec{I}) den gleichen AMR-Widerstand.

Der AMR-Widerstand ist minimal (ii), wenn die Magnetisierungsachse quer zur Streifenachse, d.h. parallel zur y -Achse liegt. Aus dem Minimum des AMR-Widerstands kann daher das Koerzitivfeld $B_{x,coerc}$ ermittelt werden.

(iii) Die Magnetisierungsachse orientiert sich schließlich parallel zum Gegenfeld, d.h. entlang der $-x$ -Richtung. Dadurch steigt der AMR-Widerstand wieder an und ist maximal ($0\ \Omega$), wenn die Magnetisierungsachse parallel zur langen Achse des Streifens ist ($-x$ -Richtung, \vec{M} antiparallel zu \vec{I}).

In Experimenten mit dünnen Fe-Schichten konnten Zhang *et al.* [122, 124, 125] einen vergleichbaren Verlauf des Magnetwiderstands beobachten, welcher ebenfalls durch Ummagnetisierungsprozesse und der damit verbundenen Änderung des AMR-Widerstands induziert wird.

Das aus dem Minimum des Magnetwiderstands des *Downsweep* ermittelte Koerzitivfeld $B_{x,coerc}$ (rote, gestrichelte Linie) beträgt 9.3 mT, für den spiegelsymmetrischen *Upsweep* ergibt sich der gleiche Wert (schwarze, gestrichelte Linie). Angemerkt sei an dieser Stelle, dass die Lage des Minimum des Magnetwiderstands und damit auch das ermittelte Koerzitivfeld von der Subtraktion des NMR-Fits unabhängig ist. Aus Abbildung 4.5 (b) (gesamter Magnetwiderstand, ohne Subtraktion des NMR-Signals) kann somit der gleiche Wert für das Koerzitivfeld extrahiert werden wie aus Abbildung 4.6.

Vergleichbar kleine *in-plane* Koerzitivfelder von 10-20 mT konnten auch in Spininjektionsexperimenten beobachtet werden, in denen strukturierte Elektroden aus dünnen Fe-Schichten zur Spininjektion bzw. -detektion verwendet wurden [23, 27, 28].

Die an unstrukturierten Fe-Schichten durchgeführten SQUID-Messungen in Abschnitt 4.2.1 haben ein Koerzitivfeld von $|B_{coerc}| = 2.6\text{ mT}$ ergeben. Im Vergleich hierzu ist das Koerzitivfeld des strukturierten Fe-Streifen ($W = 3\ \mu\text{m}$) höher (9.3 mT). Grund hierfür ist die durch die Strukturierung der Streifen induzierte *Shape Anisotropy* (Formanisotropie) [67–69], die für weichmagnetische Materialien wie Fe einen deutlich höheren Einfluss auf das Koerzitivfeld hat, als beispielsweise für hartmagnetische Materialien [33, 34]. Diese Annahme wird zudem durch den experimentellen Befund gestützt, dass das Koerzitivfeld $B_{x,coerc}(W)$ mit abnehmender Breite der Streifen W zunimmt, wie aus den Daten in Tabelle 4.1 ersichtlich ist.

Vergleichsmessungen mit Fe-Streifen, deren lange Achse parallel zu $[1\bar{1}0]$ ausgerichtet ist (siehe Anhang A.1), ergeben gleich große Koerzitivfelder. Dies unterstützt die Vermutung, dass die Schichten polykristallin und damit ohne magnetische Vorzugsrichtung gewachsen sind.

Aus den Daten in Abbildung 4.6 können zudem Rückschlüsse auf den Ummagnetisierungsprozess gezogen werden. Die als Differenz zwischen Maximum und Minimum des Magnetwiderstands ermittelte AMR-Amplitude $\Delta R(B_{x,coerc}) = 1.6\ \Omega$ ist etwa $2/3$ geringer als der aus dem Magnetfeld-Kreisssweep bestimmte Wert von $\Delta R(AMR) = 4.3\ \Omega$. Im Falle des Magnetfeld-Kreisssweep folgt die Magnetisierung dem äußeren Magnetfeld, so dass es sich um eine kohärente Rotation der Magnetisierung (*Single Domain Rotation*) ohne Domänenwandverschiebung handelt [107–109]. Die AMR-Amplitude ist in diesem Fall daher

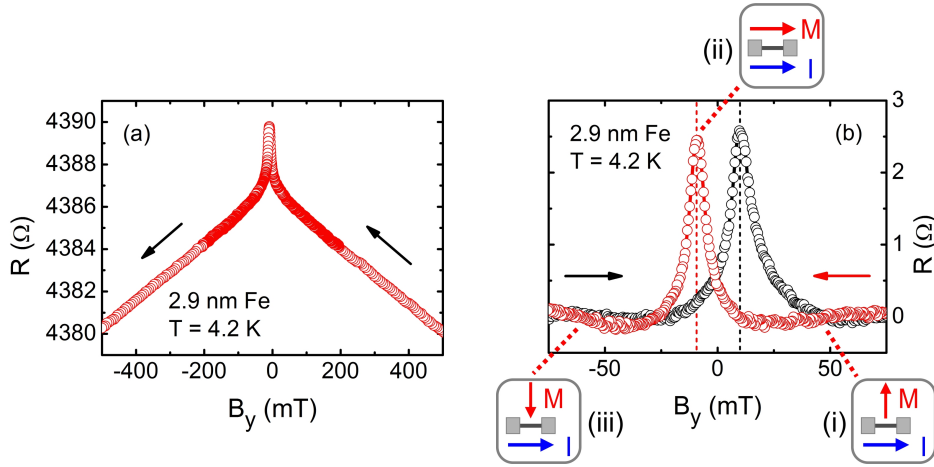


Abbildung 4.7: (a) Magnetotransportmessung (Downsweep) an einer strukturierten Fe-Schicht (2.9 nm Fe / 12 nm Au, $W = 3 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu [110]) zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{y,\text{coerc}}$. Das Magnetfeld wird in der Probenebene quer zur langen Achse des Streifens appliziert. Abbildung nach [84]. (b) Magnetwiderstand nach Subtraktion des NMR-Signals. Mit Hilfe des AMR-Effekts kann das Koerzitivfeld $|B_{y,\text{coerc}}| = 9.6 \text{ mT}$ des Fe-Streifens (gestrichelte Linien, jeweils für Up- bzw. Downsweep) aus dem Maximum des Magnetwiderstands bestimmt werden.

maximal. Daraus kann abgeleitet werden, dass in der vorliegenden Messung der Ummagnetisierungsprozess nicht ausschließlich über die Rotation der Magnetisierung vermittelt wird, sondern auch durch Domänenwandverschiebungen entlang der x -Achse, welche nicht zur Änderung des AMR-Widerstands beitragen. Auch für die weiteren charakterisierten Streifen mit geringerer Streifenbreite bleibt das Verhältnis $\Delta R(B_{x,\text{coerc}})/\Delta R(\text{AMR})$ etwa konstant (siehe Tabelle 4.2), so dass auch hier eine inkohärente Rotation der Magnetisierung vorliegt.

Koerzitivfeld quer zur langen Achse des Streifens

Das für $B_{x,\text{coerc}}$ erarbeitete Schema wird ebenso auf die Daten zur Ermittlung des Koerzitivfeld $B_{y,\text{coerc}}$ angewandt, welche in Abbildung 4.7 (a) dargestellt sind. Die Zunahme des Magnetwiderstands während des *Downsweep* (für $B_y > 0$), sowie die Abnahme des Magnetwiderstands für negative B_y wird durch den NMR-Effekt induziert. Um $B_y \approx 0 \text{ mT}$ ist ein deutlicher, nicht-monotoner Anstieg des Magnetwiderstands zu erkennen, der nicht durch den NMR-Effekt beschrieben werden kann. Hier liegt es wiederum nahe, dass diese Änderung durch den AMR-Effekt induziert wird. Analog zum vorherigen Abschnitt wird das NMR-Signal mit einem Polynom gefittet und dieses vom Gesamtwiderstand abgezogen. Der resultierende Verlauf des Magnetwiderstands ist in Abbildung 4.7 (b) sowohl für den *Downsweep*, als auch für den *Upsweep* dargestellt.

Mit Hilfe des AMR-Effekts kann auch hier, wie anhand des *Downsweep* gezeigt wird, das Koerzitivfeld $B_{y,\text{coerc}}$ quer zur langen Achse des Fe-Streifens bestimmt

werden. Hierfür wird angenommen, dass die Magnetisierungsachse während des Ummagnetisierungsprozesses in der yx -Probenebene von der $+y$ -Richtung in die $-y$ -Richtung rotiert. Damit lässt sich der Magnetisierungszustand und das Koerzitivfeld wie folgt bestimmen (siehe auch Insets) [32, 84].

(i) Für hohe Magnetfelder B_y ist die Magnetisierungsachse quer zum Streifen ausgerichtet. Damit gilt $\vec{M} \perp \vec{I}$, was einem Minimum des AMR-Signals entspricht (in diesem Fall 0Ω).

(ii) Im Gegenfeld reorientiert sich die Magnetisierung und rotiert in der yx -Probenebene. Damit ist \vec{M} nicht länger senkrecht zu \vec{I} und der Winkel $\theta(\vec{M}, \vec{I})$ sinkt, wodurch der AMR-Widerstand ansteigt ($R > 0 \Omega$). Der AMR-Widerstand ist maximal (ii), wenn die Magnetisierungsachse parallel zur x -Achse liegt und damit \vec{M} parallel (oder antiparallel) zu \vec{I} ist. Aus dem Maximum des AMR-Widerstands kann daher das Koerzitivfeld $B_{y,coerc}$ ermittelt werden.

(iii) Die Magnetisierungsachse orientiert sich schließlich parallel zum Gegenfeld, d.h. entlang der $-y$ -Richtung. Dadurch sinkt der AMR-Widerstand wieder und ist minimal (0Ω), wenn die Magnetisierungsachse senkrecht zu \vec{I} und damit senkrecht zur langen Achse des Streifens liegt ($-y$ -Richtung).

Das aus dem Maximum des Magnetwiderstands ermittelte Koerzitivfeld $B_{y,coerc}$ des *Downsweep* (rote, gestrichelte Linien) beträgt 9.6 mT, für den spiegelsymmetrischen *Upsweep* ergibt sich der gleiche Wert (schwarze, gestrichelte Linie). Für Streifen mit geringerer Streifenbreite ergeben sich vergleichbar große Koerzitivfelder (siehe auch Tabelle 4.1).

Auch hier ist die ermittelte AMR-Amplitude (2.5Ω) kleiner als die aus dem Kreissweep ermittelte Amplitude (4.3Ω). Dies bedeutet, dass der Ummagnetisierungsprozess von der $+y$ -Richtung in die $-y$ -Richtung wiederum nicht ausschließlich über die Rotation der Magnetisierung vermittelt wird, sondern auch über Domänenwandverschiebungen entlang der y -Achse.

4.2.2.3 Ermittlung des kritischen Felds

Bei der Bestimmung des kritischen Felds wird, wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, mit Hilfe eines Magnetfelds die Magnetisierung des Fe-Streifens parallel (bzw. quer) zur langen Achse orientiert. Anschließend wird das Magnetfeld auf Null zurückgefahren und quer (bzw. parallel) zur langen Achse appliziert. Das kritische Feld $B_{x,crit}$ bzw. $B_{y,crit}$ entspricht dem Feld, bei dem sich die Magnetisierungsachse des Streifens größtenteils entlang des angelegten Magnetfelds ausgerichtet hat.

Vormagnetisierung parallel zur langen Achse des Streifens

Für die Ermittlung des kritischen Felds $B_{x,crit}$ wird die Magnetisierungsachse mit einem Magnetfeld von $B_x = +1 \text{ T}$ parallel zur langen Achse des Streifens orientiert. Nach der Erniedrigung von B_x auf Null wird das Magnetfeld quer zum Streifen kontinuierlich bis auf $B_y = +1 \text{ T}$ (*Upsweep*) bzw. $B_y = -1 \text{ T}$

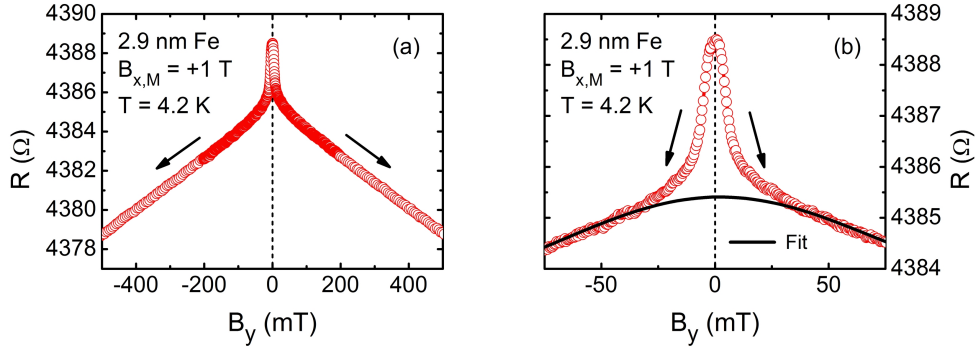


Abbildung 4.8: (a) Magnetotransportmessung an einer strukturierten Fe-Schicht (2.9 nm Fe / 12 nm Au, $W = 3 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[110]$) zur Ermittlung des kritischen Felds $B_{x,crit}$. Vor Beginn der Messung wird die Magnetisierung des Streifens entlang der x -Achse ausgerichtet. Anschließend wird das Magnetfeld quer zum Streifen appliziert und von 0 T auf $B_y = +1$ T oder $B_y = -1$ T gefahren. (b) Vergrößerte Darstellung der Magnetotransportmessung. Das durch den NMR-Effekt induzierte Signal kann mit einem Polynom gefittet werden (durchgezogene Linie). Abbildungen nach [32, 84].

(Downsweep) gefahren, d.h. eine komplette Messung besteht aus zwei Einzelmessungen.

Abbildung 4.8 (a) zeigt die auf diese Weise generierten Magnetotransportdaten. Wie bereits bei den Messungen zur Bestimmung des Koerzitivfelds beobachtet, skaliert der Widerstand für $|B_y| > 50$ mT annähernd linear mit dem angelegten Magnetfeld. Diese Beobachtung kann abermals dem NMR-Effekt zugeschrieben werden. Die vergrößerte Darstellung der Messung in Abbildung 4.8 (b) zeigt zudem deutlich, dass der Magnetwiderstand für $B_y = 0$ maximal ist. Bis $|B_y| \approx 25$ mT nimmt der Magnetwiderstand ab und wird danach vom NMR-Effekt dominiert. Analog zum vorherigen Abschnitt wird das NMR-Signal mit einem Polynom gefittet (schwarze, durchgezogene Linie) und der Fit vom gemessenen Magnetwiderstand subtrahiert.

Aus der so erhaltenen Kurve, dargestellt in Abbildung 4.9, kann mit Hilfe des AMR-Effekts der Magnetisierungszustand und damit das kritische Feld $B_{x,crit}$ bestimmt werden (vergleiche auch Insets) [32, 84].

(i) Für $B_y = 0$ ist die Magnetisierungsachse parallel zur langen Achse des Streifens orientiert. Der AMR-Widerstand ist daher maximal ($\vec{M} \parallel \vec{I}$), und damit auch der gesamte Magnetwiderstand.

(ii) / (iii) Mit steigendem Magnetfeld $|B_y|$ nimmt der Magnetwiderstand rapide ab. Diese Beobachtung kann im Rahmen des AMR-Modells mit der Rotation der Magnetisierung von der x -Achse in Richtung der y -Achse erklärt werden. Dadurch gilt $\vec{M} \nparallel \vec{I}$, so dass mit zunehmenden Magnetfeld und Rotationswinkel $\theta(\vec{M}, \vec{I})$ der AMR-Widerstand abnimmt. Hat sich die Magnetisierungsachse größtenteils parallel zum Magnetfeld orientiert, ist der AMR-Widerstand minimal ($\vec{M} \perp \vec{I}$), und der Beitrag des AMR-Widerstands zum gesamten Magnetwi-

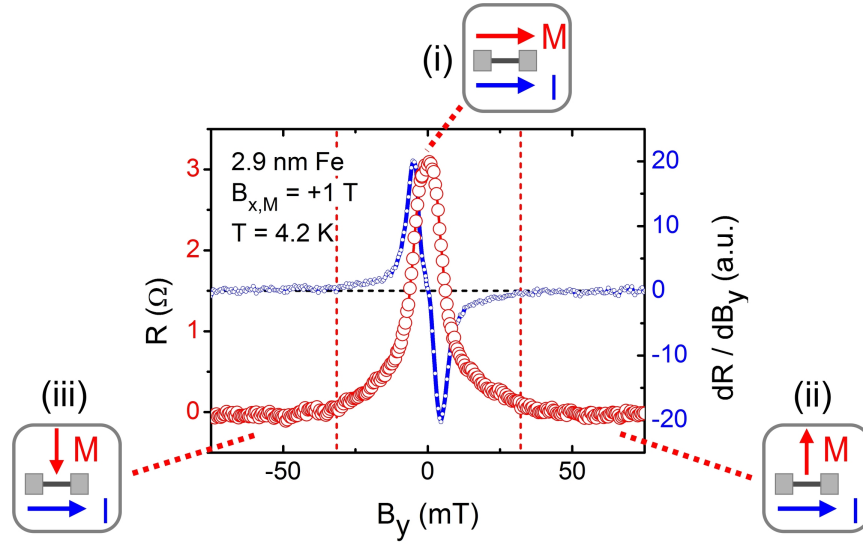


Abbildung 4.9: Magnetotransportmessung aus Abbildung 4.8 nach Subtraktion des gefitteten NMR-Signals. Mit Hilfe des AMR-Effekts kann das kritische Feld $|B_{x,crit}| = 24.5$ mT (gestrichelte Linien) aus dem Nulldurchgang der Ableitung dR/dB_y bestimmt werden. Die Insets zeigen den Magnetisierungszustand des Fe-Streifens abhängig vom äußeren Magnetfeld B_y .

derstand konstant. Das kritische Feld $B_{x,crit}$ kann daher aus dem Nulldurchgang der Ableitung dR/dB_y (blaue Kurve) bestimmt werden.

Aus den vorliegenden Daten lässt sich ein kritisches Feld (gestrichelte Linien) von $|B_{x,crit}| = 24.5$ mT bestimmen. Die Daten in Tabelle 4.1 zeigen zudem, dass das kritische Feld von der Breite des Fe-Streifens abhängt. Mit geringerer Streifenbreite steigt das kritische Feld, für $W = 500$ nm beträgt dieses 40 mT. Dieser Befund kann wiederum durch *Shape Anisotropy* erklärt werden.

Messungen, bei denen die initiale Magnetisierung entlang der $-x$ -Richtung ausgerichtet wird, zeigen konsistent innerhalb des AMR-Modells einen gleichen Verlauf des Magnetwiderstands mit B_y (Übergang von Maximum zu Minimum) mit einem gleichen Wert für $B_{x,crit}$.

Alternativ kann das kritische Feld auch direkt aus dem gemessenen Magnetwiderstand in Abbildung 4.8 (a) bestimmt werden. Hierzu wird der Beitrag des NMR als Gerade bis auf $B_y = 0$ extrapoliert. Das kritische Feld ergibt sich dann als der Wert, an dem der durch den AMR-Widerstand induzierte Beitrag (Übergang Maximum auf Minimum) die vom NMR-Effekt induzierte Kurve / Gerade schneidet. Der so ermittelte Wert von $B_{x,crit}$ entspricht dem Wert, der aus Abbildung 4.9 bestimmt wurde. Für die Auswertung über den polynomiellen Fit ist sicherzustellen, dass der Fit den NMR-Anteil (in diesem Fall von ± 1 T bis $\approx \pm 50$ mT) vollständig abbildet, wie in Abbildung 4.8 (b) gut zu erkennen ist.

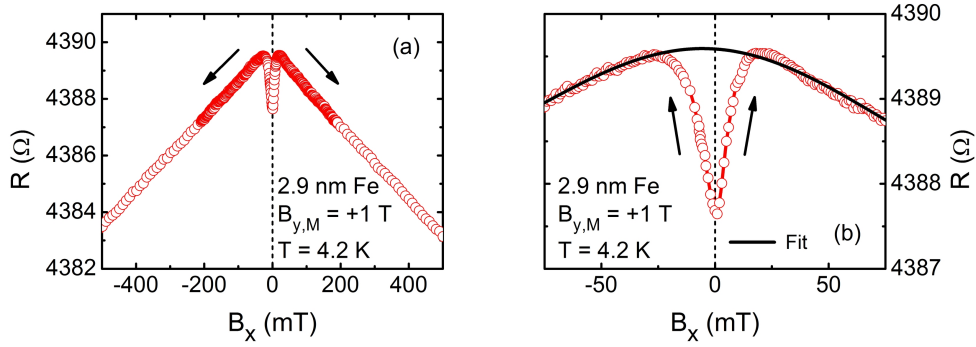


Abbildung 4.10: (a) Magnetotransportmessung an einer strukturierten Fe-Schicht (2.9 nm Fe / 12 nm Au, $W = 3 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[110]$) zur Ermittlung des kritischen Felds $B_{y,crit}$. Vor Beginn der Messung wird die Magnetisierung des Streifens quer zur langen Achse des Streifens ausgerichtet (y -Achse). Anschließend wird das Magnetfeld entlang des Streifens appliziert und von 0 T auf $B_x = +1$ T oder $B_x = -1$ T gefahren. (b) Vergrößerte Darstellung der Magnetotransportmessung. Das durch den NMR-Effekt induzierte Signal kann mit einem Polynom gefittet werden (durchgezogene Linie). Abbildungen nach [84].

Vormagnetisierung quer zur langen Achse des Streifens

Zur Ermittlung des kritischen Felds $B_{y,crit}$ wird die Magnetisierungsachse des Fe-Streifens zunächst mit einem Magnetfeld von $B_y = +1$ T quer zur langen Achse orientiert. Anschließend wird B_y auf Null erniedrigt und das Magnetfeld kontinuierlich bis auf $B_x = +1$ T (*Upsweep*) bzw. $B_x = -1$ T (*Downsweep*) gesweept. Die hierbei aufgenommenen Messdaten sind in Abbildung 4.10 (a) dargestellt.

Abbildung 4.8 (a) zeigt die auf diese Weise generierten Magnetotransportdaten. Abermals skaliert der Magnetwiderstand annähernd linear mit dem applizierten Magnetfeld (für $|B_x| > 50$ mT), was durch den NMR-Effekt erklärt werden kann. Die vergrößerte Darstellung der Messdaten in Abbildung 4.8 (b) zeigt zudem einen Anstieg des Magnetwiderstands von einem relativem Minimum bei $B_x = 0$ zu einem Maximum im Bereich von etwa ± 25 mT. Für höhere Magnetfelder wird der Magnetwiderstand vom linearen NMR-Beitrag bestimmt. Das NMR-Signal kann auch hier mit einem Polynom gefittet werden (schwarze, durchgezogene Linie) und wird anschließend vom gemessenen Magnetwiderstand subtrahiert.

Aus den Daten in Abbildung 4.11 kann mit Hilfe des AMR-Effekts der Magnetisierungszustand und damit das kritische Feld $B_{y,crit}$ bestimmt werden (vergleiche auch Insets) [32, 84].

(i) Für $B_x = 0$ ist die Magnetisierungsachse quer zur langen Achse des Streifens orientiert ($\vec{M} \perp \vec{I}$). Der AMR-Widerstand und damit auch der Magnetwiderstand sind minimal ($R < 0 \Omega$).

(ii) / (iii) Mit steigendem Magnetfeld $|B_x|$ nimmt auch der Magnetwiderstand

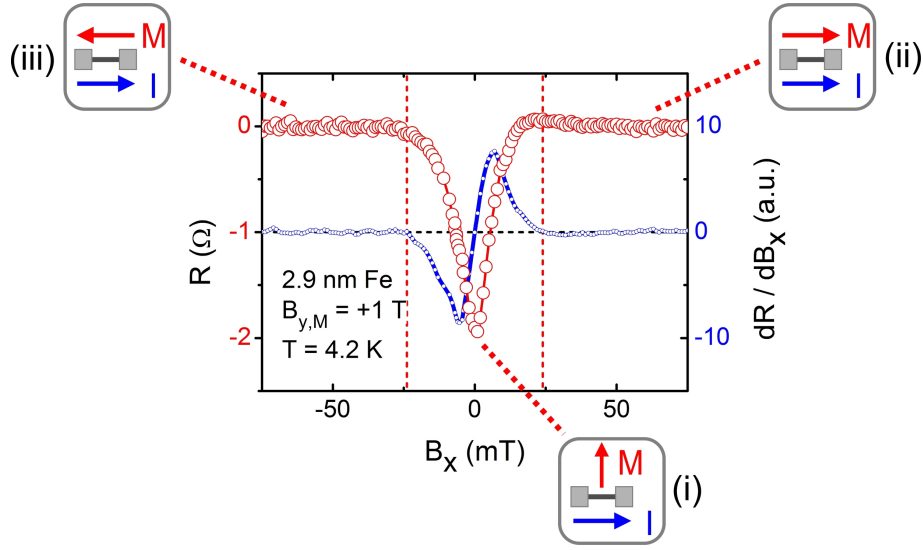


Abbildung 4.11: Magnetotransportmessung aus Abbildung 4.10 nach Subtraktion des gefitteten NMR-Signals. Mit Hilfe des AMR-Effekts kann das kritische Feld $|B_{y,crit}| = 24.3$ mT (gestrichelte Linien) aus dem Nulldurchgang der Ableitung dR/dB_x bestimmt werden. Die Insets zeigen den Magnetisierungszustand des Fe-Streifens abhängig vom äußeren Magnetfeld B_x .

zu. Diese Beobachtung kann im Rahmen des AMR-Modells mit der Rotation der Magnetisierung von der y -Achse ($\vec{M} \perp \vec{I}$, Minimum des AMR-Widerstands), in Richtung der x -Achse, d.h. parallel zum Streifen, erklärt werden. Dadurch verringert sich der Winkel $\theta(\vec{M}, \vec{I})$, wodurch der AMR-Widerstand ansteigt. Hat sich die Magnetisierungsachse größtenteils parallel zum Streifen orientiert ($\theta \approx 0^\circ$), ist der AMR-Widerstand und damit auch der Magnetwiderstand maximal ($\vec{M} \parallel \vec{I}$). Das kritische Feld $B_{y,crit}$ kann daher aus dem Maximum des AMR-induzierten Magnetwiderstands bestimmt werden. Dazu wird die Ableitung dR/dB_x des Magnetwiderstands betrachtet (blaue Kurve). Ist die Ableitung Null, ist der Beitrag des AMR-Widerstands zum Magnetwiderstand konstant. Aus den vorliegenden Daten lässt sich damit ein kritisches Feld von $|B_{y,crit}| = 24.3$ mT (gestrichelte Linien) bestimmen.

Das kritische Feld kann auch hier unabhängig vom polynomiellen Fit aus dem gemessenen Magnetwiderstand in Abbildung 4.10 (a) bestimmt werden. Dazu wird der Beitrag des NMR als Gerade bis auf $B_x = 0$ extrapoliert. Das kritische Feld ergibt sich dann als der Wert, an dem der durch den AMR-Widerstand induzierte Beitrag (Übergang Minimum auf Maximum) die vom NMR-Effekt induzierte Kurve / Gerade schneidet.

4.2.2.4 Auswertung der für 4.2 K durchgeführten Magnetotransportmessungen

In den beiden nachfolgenden Tabellen sind in Abhängigkeit von der Streifenbreite W , die relevanten Werte der Magnetotransportmessungen an strukturierten Fe-Schichten für 4.2 K angegeben. Daten zu Messungen mit Fe-Streifen, deren lange Achse parallel zu $[1\bar{1}0]$ orientiert ist, sind im Anhang in Tabelle B.1 zu finden. Im Rahmen der durchgeführten Messungen konnte keine signifikante Abhängigkeit der Koerzitivfelder bzw. kritischen Felder von der Orientierung der Streifen ($[110]$ bzw. $[1\bar{1}0]$) festgestellt werden, da die gewachsenen Schichten wahrscheinlich polykristallin sind.

W	$ B_{x,coerc} $	$ B_{y,coerc} $	$ B_{x,crit} $	$ B_{y,crit} $
3 μm	9.3 mT	9.6 mT	24.5 mT	24.3 mT
2 μm	11.3 mT	11.1 mT	31.5 mT	23.3 mT
1 μm	12.9 mT	14.8 mT	36.8 mT	22.9 mT
750 nm	13.8 mT	13.8 mT	38 mT	22.5 mT
500 nm	17.2 mT	5.2 mT	40 mT	22.3 mT

Tabelle 4.1: Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}|$ und kritische Felder $|B_{x/y,crit}|$ für $T = 4.2$ K, ermittelt aus Magnetotransportmessungen an strukturierten Fe-Schichten (2.9 nm Fe / 12 nm Au, Streifen parallel $[110]$) mit unterschiedlicher Streifenbreite W .

W	AMR	$\Delta R (AMR)$	$\Delta R (B_{x,coerc})$	$\Delta R (B_{y,coerc})$
3 μm	0.0983 %	4.3 Ω	1.67 Ω	2.55 Ω
2 μm	0.128 %	8.72 Ω	2.2 Ω	3.95 Ω
1 μm	0.119 %	18.76 Ω	3.5 Ω	9.85 Ω
750 nm	0.114 %	29.58 Ω	6.0 Ω	14.74 Ω
500 nm	0.115 %	72.2 Ω	12.2 Ω	33.76 Ω

Tabelle 4.2: AMR-Wert (%) und Widerstandsänderung $\Delta R (AMR) = R_{||} - R_{\perp}$ für die gleiche Fe-Schicht wie in obiger Tabelle. Zudem sind die durch den AMR-Effekt induzierten Widerstandsänderungen, ermittelt aus den Magnetotransportmessungen zur Bestimmung der Koerzitivfelder $B_{x,coerc}$ und $B_{y,coerc}$, angegeben.

4.3 Temperaturabhängige Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften

Neben den Messungen bei 5 K bzw. 4.2 K wurden die Fe-Proben mittels SQUID-Messungen und Magnetotransportmessungen im Temperaturbereich von 15 K bis 120 K charakterisiert. Ziel der temperaturabhängigen Charakterisierung ist es, Vergleichsdaten für Experimente mit einem Fe/Dy *Bilayer* zu generieren, für den die gleiche Fe-Schicht wie die hier untersuchte gewachsen wird. Dadurch kann in den Fe/Dy Messungen der Grad der Kopplung der Fe-Schicht auch für die temperaturabhängigen Messungen bestimmt werden.

4.3.1 Charakterisierung mittels SQUID-Messungen

Die für SQUID-Messungen bei 5 K verwendete Fe-Probe wurde zusätzlich bei Temperaturen von 15 K bis 120 K charakterisiert, wobei die Messparameter gleich bleiben. Die aus den entsprechenden SQUID-Messungen ermittelten temperaturabhängigen Werte des Koerzitivfelds, der Remanenz sowie der Sättigungsmagnetisierung sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.

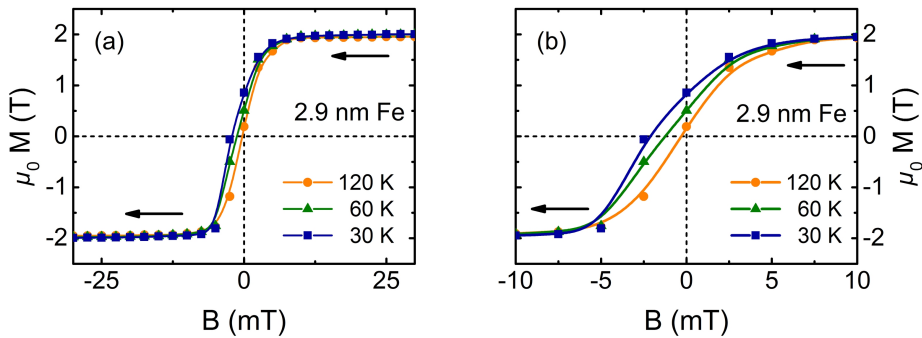


Abbildung 4.12: (a) SQUID-Magnetisierungskurven einer Fe-Schicht mit 2.9 nm Fe / 12 nm Au für 30 K, 60 K und 120 K. (b) Vergrößerte Darstellung der Graphik in (a).

Abbildung 4.12 zeigt die für 30 K, 60 K und 120 K aufgenommenen SQUID-Hysteresekurven. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist hier jeweils nur der *Downsweep* abgebildet. Der *Upsweep* ist jedoch entsprechend symmetrisch, so dass für alle Temperaturen eine ferromagnetische Hysterese beobachtet werden kann. Wie auch in Abbildung 4.13 ersichtlich, nimmt das Koerzitivfeld der Fe-Schicht mit steigender Temperatur ab. Ursächlich hierfür ist einerseits die Abnahme der magnetokristallinen Anisotropie mit steigender Temperatur, andererseits werden mit steigender Temperatur Domänenwandbewegungen, welche thermisch aktiviert sind, erleichtert [118, 126].

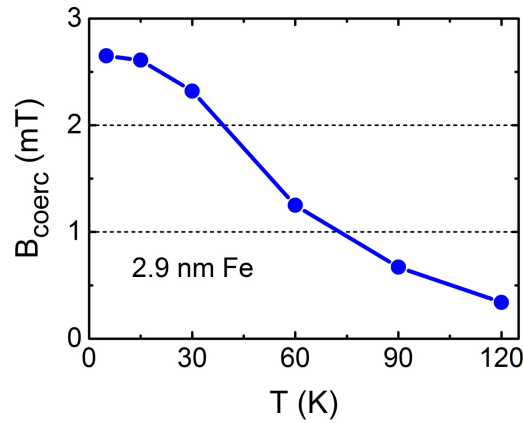


Abbildung 4.13: Temperaturabhängigkeit des aus SQUID-Messungen ermittelten Koerzitivfelds $|B_{\text{coerc}}(T)|$ einer Fe-Schicht mit 2.9 nm Fe / 12 nm Au (siehe Tabelle 4.3). Die durchgezogene Linie dient nur zur visuellen Orientierung.

T	$ B_{\text{coerc}} $	$\mu_0 M_s$	$\mu_0 M_r$
5 K	2.7 mT	2.03 T	996 mT
15 K	2.6 mT	2.01 T	962 mT
30 K	2.3 mT	2.01 T	857 mT
60 K	1.3 mT	2.01 T	505 mT
90 K	0.67 mT	2.00 T	368 mT
120 K	0.34 mT	1.96 T	189 mT

Tabelle 4.3: Temperaturabhängige Werte des Koerzitivfelds $|B_{\text{coerc}}|$, der Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_s$, sowie der Remanenz $\mu_0 M_r$ einer Fe-Schicht mit 2.9 nm Fe / 12 nm Au. Die Werte wurden aus den entsprechenden SQUID-Hysteresekurven ermittelt.

4.3.2 Charakterisierung mittels Magnetotransportmessungen

Ergänzend zu den SQUID-Messungen wurden an einer strukturierten Fe-Schicht mit $W = 3 \mu\text{m}$ temperaturabhängige Magnetotransportmessungen im Bereich von 4.2 – 120 K durchgeführt. Abbildung 4.14 zeigt Messungen zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{x,\text{coerc}}$ (linke Grafik) sowie des kritischen Felds $B_{x,\text{crit}}$ (rechte Grafik). Für alle charakterisierten Temperaturen entspricht der magnetfeldabhängige Verlauf des Magnetwiderstands der bei 4.2 K beobachteten Form, so dass der Magnetisierungszustand über den AMR-Effekt bestimmt werden kann. Hierbei ist deutlich zu erkennen, dass sowohl das Koerzitivfeld $B_{x,\text{coerc}}$, als auch das kritische Feld $B_{x,\text{crit}}$ mit steigender Temperatur abnehmen (vergleiche jeweils gestrichelte Linien).

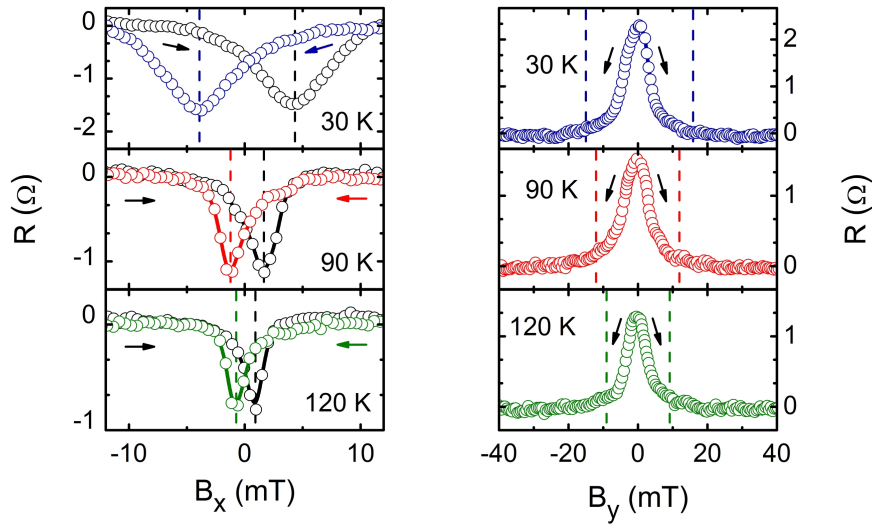


Abbildung 4.14: Temperaturabhängige Magnetotransportmessungen an einer strukturierten Fe-Schicht (2.9 nm Fe / 12 nm Au, $W = 3 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu [110]) zur Bestimmung des Koerzitivfelds $B_{x,\text{coerc}}$ (linke Grafik) und des kritischen Felds $B_{x,\text{crit}}$ (rechte Grafik). Das Koerzitivfeld bzw. das kritische Feld sind jeweils mit gestrichelten Linien markiert.

Die in Tabelle 4.4 aufgelisteten temperaturabhängigen Werte der Koerzitivfelder und kritischen Felder sind in Abbildung 4.15 visualisiert. Sowohl die Koerzitivfelder (a), als auch die kritischen Felder (b) nehmen mit steigender Temperatur ab, wobei der Abfall am stärksten zwischen 4.2 K und 30 K ist. Für 120 K können nur noch sehr kleine Werte für die Koerzitivfelder ($|B_{x,\text{coerc}}(120 \text{ K})| = 0.9 \text{ mT}$) und die kritischen Felder $|B_{x,\text{crit}}(120 \text{ K})| = 9 \text{ mT}$ gemessen werden. Dies kann sowohl auf die Abnahme der magnetokristallinen Anisotropie⁸ mit

⁸ Die durchgeführten Magnetotransportmessungen lassen vermuten, dass die Proben polykristallin sind. Die Bezeichnung der „magnetokristallinen Anisotropie“ trifft streng genommen nur auf einkristalline Materialien zu. Für polykristalline Materialien sollte sich dieser Beitrag zu Null herausmitteln, da die Kristallite zufällig orientiert sind. Jedoch kann abhängig von der Materialtextur auch für polykristalline Materialien eine lokale Anisotropie

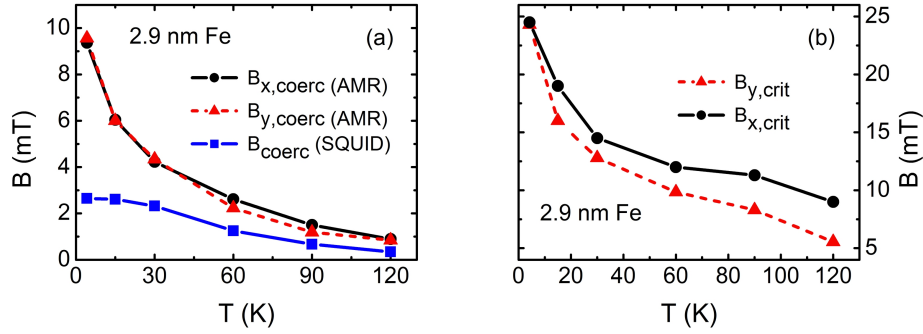


Abbildung 4.15: (a) Temperaturabhängigkeit der Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}|$ und (b) der kritischen Felder $|B_{x/y,crit}|$, ermittelt aus Magnetotransportmessungen mit einer strukturierten Fe-Schicht (2.9 nm Fe / 12 nm Au, $W = 3 \mu\text{m}$, Streifen parallel [110]). Zu Vergleichszwecken sind in (a) die aus SQUID-Messungen an einer unstrukturierten Fe-Schicht (2.9 nm Fe / 12 nm Au) ermittelten temperaturabhängigen Werte des Koerzitivfelds $|B_{coerc}|$ dargestellt (siehe Abbildung 4.13). Die Linien dienen nur zur visuellen Orientierung.

steigender Temperatur zurückgeführt werden, als auch auf thermische aktivierte Domänenwandbewegungen [118, 126]. Die durch *Shape Anisotropy* induzierte Diskrepanz zwischen dem aus SQUID-Messungen ermittelten Koerzitivfeld (quadratische Probe) und dem Koerzitivfeld der strukturierten Probe nimmt mit steigender Temperatur ab.

T	$ B_{x,coerc} $	$ B_{y,coerc} $	$ B_{coerc} $	$ B_{x,crit} $	$ B_{y,crit} $
4.2 K	9.3 mT	9.5 mT	2.7 mT	24.5 mT	24.3 mT
15 K	6.0 mT	6.0 mT	2.6 mT	19.0 mT	16.0 mT
30 K	4.2 mT	4.3 mT	2.3 mT	14.5 mT	12.8 mT
60 K	2.6 mT	2.2 mT	1.3 mT	12.0 mT	9.8 mT
90 K	1.5 mT	1.2 mT	0.67 mT	11.3 mT	8.3 mT
120 K	0.89 mT	0.85 mT	0.34 mT	9.0 mT	5.5 mT

Tabelle 4.4: Temperaturabhängige Werte der Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}|$ und der kritischen Felder $|B_{x/y,crit}|$, ermittelt aus Magnetotransportmessungen mit einer strukturierten Fe-Schicht (2.9 nm Fe / 12 nm Au, $W = 3 \mu\text{m}$, Streifen parallel [110]). Angegeben ist zusätzlich noch das aus SQUID-Messungen mit unstrukturierten Fe-Schichten ermittelte Koerzitivfeld $|B_{coerc}|$.

4.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die an dünnen, gesputterten Fe-Schichten durchgeführten SQUID und Magnetotransportmessungen im Temperaturbereich von 5 K bis 120 K ausgewertet. Aus den SQUID-Messungen ergeben sich in Einklang mit Literaturwerten und vergleichbaren Publikationen ein kleines Koerzitivfeld im Bereich von wenigen mT, sowie eine hohe Sättigungsmagnetisierung von über 2 T. Beide Eigenschaften sind charakteristisch für weichmagnetische Materialien wie Fe.

Im Rahmen der Magnetotransportmessungen an identisch gewachsenen und zusätzlich mikrostrukturierten Fe-Schichten wurde ein Schema erarbeitet, welches es anhand des AMR-Effekts erlaubt, den Magnetisierungszustand der Fe-Schicht aus dem Magnetwiderstand zu bestimmen. Damit kann der Verlauf des Magnetwiderstands und der Ummagnetisierungsprozess der Fe-Schicht in einem externen Magnetfeld konsistent im Modell des AMR-Effekts erklärt werden. Über die Auswertung der AMR-Amplitude ist es zudem möglich, das Verhältnis der Domänenwandverschiebungen zur Rotation der Magnetisierung während der Ummagnetisierung abzuschätzen. Für $B_{x,coerc}$ und $B_{x,crit}$ kann zudem eine Abhängigkeit von der Streifenbreite beobachtet werden, die maßgeblich von der *Shape Anisotropy* induziert wird. Eine signifikante Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der Orientierung der Fe-Streifen zur Kristallrichtung ([110] bzw. $[1\bar{1}0]$) konnte nicht festgestellt werden.

5 Magnetische Eigenschaften gesputterter Dysprosium-Schichten

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse der an dünnen Dy-Schichten durchgeführten SQUID und Magnetotransportmessungen dargestellt. Durch den Vergleich beider Messmethoden können die erhobenen Daten für tiefe Temperaturen (5 K bzw. 4.2 K) konsistent interpretiert und ausgewertet werden. Ein weiterer Fokus liegt hier auf temperaturabhängigen Messungen im Bereich von 4.2 - 120 K, da (einkristallines) Dy oberhalb von $T_C = 85$ K einen magnetischen Phasenübergang von der ferromagnetischen Phase in die antiferromagnetische Phase aufweist. Ziel der Messungen ist es, Vergleichsdaten für entsprechende Experimente mit Fe/Dy Bilayer Systemen zu generieren, in denen die gleiche Dy-Schicht wie die hier untersuchte verwendet wird. Dadurch kann der Einfluss der Dy-Schicht auf das magnetische Verhalten des Fe/Dy Bilayer besser abgeschätzt werden.

5.1 Eigenschaften von Dysprosium

Dysprosium gehört zur Gruppe der „Lanthanoide“¹ und besitzt die Elektronenkonfiguration $[\text{Xe}] 4f^{10} 6s^2$. Das näher am Kern liegende 4f Orbital wird hierbei zuletzt aufgefüllt, d.h. nach dem 6s Orbital. Die magnetischen Eigenschaften werden dabei maßgeblich über die 4f Zustände vermittelt. Da diese jedoch lokalisiert sind und von den 5p und 5s Elektronen abgeschirmt werden, sowie der Überlapp der Wellenfunktionen sehr gering ist, erfolgt die magnetische Wechselwirkung indirekt über die Leitungsbandelektronen durch RKKY-Wechselwirkung (siehe auch Kapitel 7.2.2) [112, 128–131]. Für $T = 4.2$ K beträgt das durchschnittliche magnetische Moment pro Atom $10.4 \mu_B$ [8]². Die für *Rare-Earth* Elemente im Vergleich zu den 3d Metallen geringere magnetische Wechselwirkung zwischen den Spins (für Dy der 4f Spins) zeigt sich durch eine geringere magnetische Ordnungstemperatur, die im Allgemeinen unterhalb der Raumtemperatur liegt [112].

¹ Die Gruppe der „Lanthanoide“ umfasst die 14 Elemente Lanthan (Ordnungszahl 57), Cer (58), Praseodym (59), Neodym (60), Promethium (61), Samarium (62), Europium (63), Gadolinium (64), Terbium (65), Dysprosium (66), Holmium (67), Erbium (68), Thulium, Ytterbium (70) und Lutetium (71). In der Definition der „Metalle der seltenen Erden“ (*Rare-Earth Metals*) sind zusätzlich noch Scandium (21) sowie Yttrium (39) mit eingeschlossen.

² Hiervon entfallen $10.0 \mu_B$ auf die lokalisierten 4f Zustände und $0.4 \mu_B$ auf die 5d Elektronen [8].

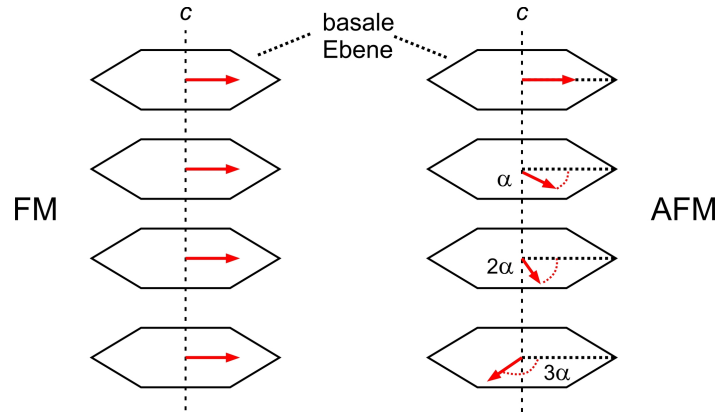


Abbildung 5.1: Magnetische Struktur von Dysprosium. Links: In der ferromagnetischen Phase sind die magnetischen Momente in der basalen Ebene parallel zueinander angeordnet. Rechts: Helikale Anordnung in der antiferromagnetischen Phase, bei der die magnetischen Momente jeweils um den Winkel α zueinander verdreht sind. Abbildung nach [128].

Dysprosium kristallisiert im hcp^3 Gitter [8, 132]. Zahlreiche Untersuchungen der magnetischen Eigenschaften von Dy (Einkristallen) haben gezeigt, dass Dy je nach Temperatur unterschiedliche magnetische Phasen aufweist. Bei Raumtemperatur ist Dy paramagnetisch, unterhalb der Néel-Temperatur von $T_N = 179$ K wird Dy antiferromagnetisch mit einer helikalen Struktur / Anordnung der Magnetisierung. Wie in Abbildung 5.1 skizziert, ist die Magnetisierung der jeweiligen basalen Ebene dabei um den Winkel α im Vergleich zur vorhergehenden basalen Ebene des hexagonalen Gitters gedreht [128, 131]. Mit sinkender Temperatur nimmt der Winkel α von 44° bis auf 23° (für T knapp oberhalb von T_C) ab. Wird die Temperatur unter die Curie-Temperatur von $T_C = 85$ K erniedrigt, befindet sich Dy schließlich in der ferromagnetischen Phase. Der Winkel α zwischen den jeweiligen magnetischen Momenten der benachbarten basalen Ebenen beträgt hier 0° , d.h. alle magnetischen Momente sind parallel ausgerichtet [77–79, 128, 131, 133–135].

Für $T \rightarrow 0$ K besitzt einkristallines Dy eine sehr hohe Sättigungspolarisation von $J_s = \mu_0 M_s = 3.8$ T [8, 136, 137]. Für polykristallines Dy wird erwartet, dass dieses erst bei Magnetfeldern von bis zu 50 T gesättigt ist [138]. Da Dy im Vergleich zu Fe eine um mehrere Größenordnungen höhere magnetokristalline Anisotropie aufweist, zählt Dy zu den hartmagnetischen Materialien [8]. Für die *Light Rare-Earth* Elemente Pr, Nd und Sm gilt, dass Spin und Drehimpuls antiparallel ausgerichtet sind. Hingegen gilt für die *Heavy Rare-Earth* Elemente ab Tb aufwärts, d.h. auch für Dy, dass Spin und Drehmoment parallel ausgerichtet sind [112, 139].

In diesem Kapitel werden sehr dünne Dy-Schichten ($t_{Dy} = 35 - 75$ nm) magnetisch charakterisiert. Experimente mit vergleichbar dünnen (und strukturier-

³ Hexagonal Close Packed.

ten) Dy-Schichten bei tiefen Temperaturen sind in der Fachliteratur jedoch verhältnismäßig selten. Zumeist werden strukturierte Dy-Schichten als magnetisches Übergitter verwendet, wie beispielsweise in [140–143]. Relevant für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente ist zudem eine Studie von Scheunert *et al.* [144], in der polykristalline Dy-Schichten (50 nm Dicke), die per Sputterdeposition auf Si / SiO₂ Wafer mit einem Tantal *Seed Layer* abgeschieden wurden, magnetisch charakterisiert werden. Hier zeigt sich, dass die Wachstumsbedingungen (Wachstumstemperatur und Depositionsrate) einen erheblichen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften der Dy-Schicht haben.

5.2 Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften bei tiefen Temperaturen

In diesem Abschnitt werden die magnetischen Eigenschaften einer 75 nm dünnen, gesputterten Dy-Schicht mittels SQUID und Magnetotransportmessungen untersucht. Die 75 nm dünne Dy-Schicht wurde per Magnetron-Sputtern auf einem 500 μm dicken GaAs-Substrat mit Kantenlänge 5 mm \times 5 mm aufgewachsen. Für die durchgeführten Magnetotransportmessungen wurde die Dy-Schicht zusätzlich mikrostrukturiert.

5.2.1 Charakterisierung mittels SQUID-Messungen bei 5 K

Auf Grund der hartmagnetischen Eigenschaften von Dy wird bei den SQUID-Messungen das maximal erreichbare Magnetfeld von bis zu ± 7 T in der Probenebene appliziert. Abbildung 5.2 (a) zeigt die SQUID-Rohdaten (in emu) der charakterisierten Dy-Probe für eine Messung bei $T = 5$ K. Die Rohdaten weisen einen diamagnetischen Anteil auf (negative Steigung). Der Vergleich mit der SQUID-Referenzmessung des unbeschichteten GaAs-Substrats in (b) zeigt deutlich, dass die Steigungen beider Kurven, im Gegensatz zur im vorherigen Abschnitt charakterisierten Fe-Probe (siehe Abbildung 4.2), nicht identisch sind.

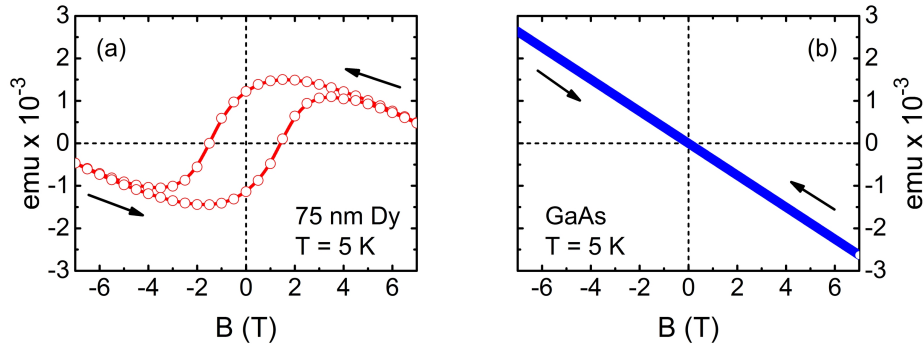


Abbildung 5.2: (a) SQUID-Hysteresekurve einer Dy-Schicht mit $t_{\text{Dy}} = 75$ nm, aufgenommen für $T = 5$ K. Der Graph zeigt die Rohdaten (in emu), die noch nicht um den diamagnetischen Beitrag in (b) bereinigt wurden. (b) SQUID-Referenzmessung des unbeschichteten GaAs-Substrats, aufgenommen für $T = 5$ K.

Analog zur Auswertung im vorherigen Abschnitt wird von den SQUID-Daten der Dy-Probe die Referenzmessung subtrahiert. Die resultierende Kurve ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Dy-Probe zeigt ferromagnetische Hysteresis mit einem Koerzitivfeld von $|B_{\text{coerc}}| = 1150$ mT und einer Remanenz von $\mu_0 M_r = 765$ mT. Das aus der Hysteresekurve bestimmte Koerzitivfeld stimmt gut mit dem Wert des Koerzitivfelds von 1100 mT überein, der von Scheunert *et al.* [144] bei 4 K für 50 nm dicke Dy-Schichten ermittelt wurde. In der Studie

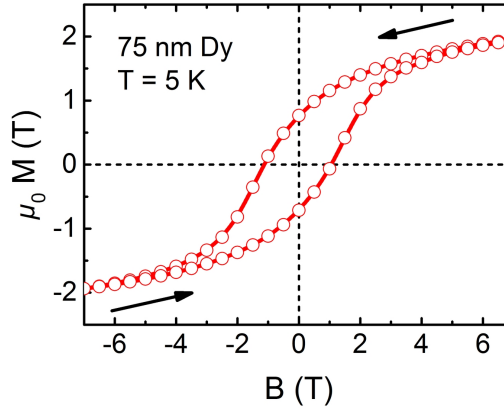


Abbildung 5.3: SQUID-Hysteresekurve der Dy-Schicht aus Abbildung 5.2 (a) ($t_{\text{Dy}} = 75 \text{ nm}$, $T = 5 \text{ K}$), welche durch Subtraktion der Referenzmessung des unbeschichteten GaAs-Substrats [Abbildung 5.2 (b)] um dessen diamagnetischen Beitrag bereinigt wurde. Im Gegensatz zur Fe-Schicht (Abbildung 4.3) weist die Dy-Schicht auch bei $\pm 7 \text{ T}$ keine Sättigung auf. Abbildung nach [32].

von Scheunert *et al.* wurden die Dy-Schichten ebenfalls bei Raumtemperatur gewachsen (*as-grown*).

Obwohl das applizierte Magnetfeld größer ist als in der Studie von Scheunert *et al.* (5 T), weist die Hysteresekurve auch für hohe Magnetfelder eine finite, positive Steigung auf, und zeigt somit bei $\pm 7 \text{ T}$ keine Sättigung. Ursächlich hierfür dürfte die mutmaßlich polykristalline Natur der gewachsenen Dy-Schichten sein, da für diese erst bei höheren Magnetfeldern (tlw. bis zu 50 T) magnetische Sättigung eintritt [138]. Hier zeigt sich, dass eine detaillierte Auswertung der SQUID-Daten mittels Subtraktion der GaAs-Referenzmessung wichtig ist. Wäre hier der diamagnetische Anteil nur durch einen *High Field Linear Fit* genähert worden, so hätten die resultierenden Daten fälschlicherweise eine Sättigung der Dy-Schicht bei $\pm 7 \text{ T}$ gezeigt.

Auf Grund der fehlenden Sättigung wird hier statt der Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_s$ die Magnetisierung bei 7 T angegeben. Im Vergleich zu einkristallinem Dy ($\mu_0 M_s = 3.7 - 3.8 \text{ T}$) [138] sowie magnetisch orientiertem, polykristallinem Dy ($\mu_0 M_s = 3.5 \text{ T}$) [128, 144], ist die hier erzielte Magnetisierung $\mu_0 M(7 \text{ T}) = 1.95 \text{ T}$ deutlich geringer. Scheunert *et al.* [144] konnten in ihrer Studie jedoch ebenfalls beobachten, dass bei Raumtemperatur gewachsenes, polykristallines Dy eine deutlich reduzierte Sättigungsmagnetisierung von nur $\mu_0 M_s = 2.2 \text{ T}$ besitzt, was näherungsweise dem hier gemessenen Wert von 1.95 T entspricht.

Ursächlich hierfür sind zwei unterschiedliche Mechanismen. Bei Raumtemperatur wächst an der Grenzfläche zum Substrat die Dy-Schicht zunächst in einer *fcc* Struktur auf, welche eine sehr geringe Sättigungsmagnetisierung von nur 1 T aufweist [144, 145]. Erst mit fortschreitender Nukleation (etwa 5 nm) wächst

Dy dann in *hcp* Struktur auf. Zudem ist die *hcp* Struktur durch das Wachstum bei Raumtemperatur verspannt, was im Vergleich zum unverspannten Gitter ebenfalls zu einer Reduktion der Sättigungsmagnetisierung führt. Für dünne Dy-Schichten dominiert die *fcc* Phase, mit zunehmender Schichtdicke ist der Einfluss des verspannten *hcp* Gitters dominant. Im Vergleich hierzu wächst polykristallines Dy bei höheren Temperaturen (350°C) unverspannt und ohne *fcc* Phase auf [136].

5.2.2 Charakterisierung mittels Magnetotransportmessungen bei 4.2 K

In diesem Abschnitt werden die an strukturierten, 75 nm dünnen Dy-Schichten durchgeführten Magnetotransportmessungen für 4.2 K analysiert. Die charakterisierten Dy-Streifen weisen dabei eine Streifenbreite von 3 µm bis 750 nm auf. Die lange Achse der Streifen ist entlang der [110] Richtung orientiert.

Magnetotransportmessungen mit einer identisch präparierten Probe, bei der die lange Achse der Streifen jedoch entlang $[1\bar{1}0]$ orientiert ist, sind im Anhang B.1 zu finden. Weiterhin sind im Anhang Messungen an einer strukturierten Dy-Probe dargestellt, die zusätzlich mit einer Au-Schicht versehen wurde (75 nm Dy / 12 nm Au), sowie einer Dy-Probe, die auf Si / SiO₂ gewachsen wurde (35 nm Dy / 12 nm Au).

5.2.2.1 Magnetfeld-Kreissweep

Anhand des Magnetfeld-Kreissweeps kann die Winkelabhängigkeit des AMR-Effekts sowie die AMR-Amplitude der strukturierten Dy-Schichten erfasst werden. Wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, wird die Probe in einem konstanten Magnetfeld, welches in der Probenebene appliziert wird, um 360° rotiert. Durch den Streifen wird dabei ein konstanter Gleichstrom ($I = 50 \mu\text{A}$) geschickt und der elektrische Widerstand winkelabhängig gemessen.

Da die SQUID-Messungen an der unstrukturierten Dy-Schicht gezeigt haben, dass diese für ± 7 T noch nicht vollständig gesättigt ist, wird für die Kreissweeps das im Kryostaten maximal erreichbare Magnetfeld von 10 T appliziert. Abbildung 5.4 zeigt die Daten einer entsprechend durchgeführten Messung. Für die im vorherigen Abschnitt charakterisierte Fe-Probe (siehe Abbildung 4.4), konnte eine periodische Modulation des Magnetwiderstands mit $\cos^2(\theta)$ beobachtet werden (positiver AMR-Effekt). Für den Dy-Streifen hingegen ist deutlich zu erkennen, dass eine winkelabhängige, trigonometrische Modulation des Magnetwiderstand vorliegt, welche jedoch im Vergleich zur $\cos^2(\theta)$ Modulation um $\theta = 90^\circ$ verschoben ist. Die Daten können daher mit einer $\sin^2(\theta)$ Funktion gefittet werden (rote, durchgezogene Linie). Hier liegt es nahe, dass die Modulation durch den AMR-Effekt induziert wird, welcher jedoch ein negatives Vorzeichen besitzt ($R_{\parallel} < R_{\perp}$), und somit durch eine $\sin^2(\theta)$ Funktion beschrieben werden kann [32, 84].

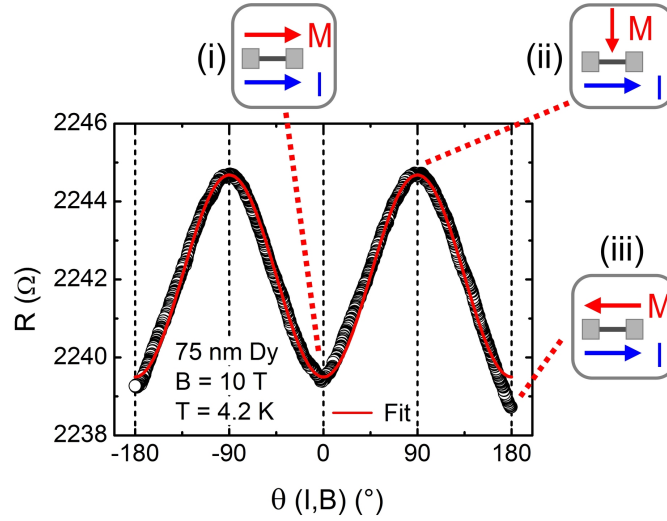


Abbildung 5.4: Magnetfeld-Kreissweep an einer strukturierten Dy-Schicht ($t_{\text{Dy}} = 75 \text{ nm}$, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[110]$) und einem konstantem Magnetfeld $|\vec{B}| = 10 \text{ T}$. Die durch den AMR-Effekt induzierte periodische Änderung des Magnetwiderstands kann mit einer $\sin^2(\theta)$ Funktion gefittet werden (rote, durchgezogene Linie). Die Insets zeigen den Magnetisierungszustand des Dy-Streifens abhängig von der Orientierung des Magnetfelds zum Streifen. Abbildung nach [32, 84].

Durch Kontrollmessungen kann der vermutete Zusammenhang zwischen der Ummagnetisierung der Dy-Schicht im rotierenden Magnetfeld und der Modulation des Magnetwiderstands durch den AMR-Effekt verifiziert werden. Zunächst wurde, wie in Abbildung 5.5 (a) dargestellt, eine Referenzmessung ohne appliziertes Magnetfeld ($|\vec{B}| = 0 \text{ T}$) durchgeführt, welche erwartungsgemäß keine winkelabhängige Modulation des Magnetwiderstands zeigt. Im Rahmen der SQUID-Messungen wurde zudem festgestellt, dass die Dy-Schicht bei 7 T noch nicht komplett gesättigt ist. Daher wurde eine weitere Referenzmessung mit einem geringeren Magnetfeld (7 T) durchgeführt, welche in (b) dargestellt ist. Auch hier kann keine periodische Modulation des Magnetwiderstands beobachtet werden, da die Magnetisierungsachse für 7 T nicht instantan dem rotierenden Magnetfeld folgen kann. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass erst für $|\vec{B}| > 7 \text{ T}$ das Magnetfeld ausreichend hoch ist, um die Magnetisierungsachse zu orientieren. Die Modulation des Magnetwiderstands hängt somit von der Reorientierung der Magnetisierungsachse relativ zur Stromrichtung ab und wird daher durch den AMR-Effekt induziert.

Wie die Insets in Abbildung 5.4 zeigen, ist für den Dy-Streifen der Magnetwiderstand minimal [(i) und (iii)], wenn das Magnetfeld und damit die Magnetisierungsachse parallel zu \vec{I} orientiert sind ($\theta = 0^\circ$ bzw. $\pm 180^\circ$). Der Magnetwiderstand ist hingegen maximal (ii), wenn die Magnetisierungsachse \vec{M} senkrecht zu \vec{I} orientiert ist ($\theta = \pm 90^\circ$) [32, 84]. Für die obige Messung gilt daher $R_{\parallel} < R_{\perp}$.

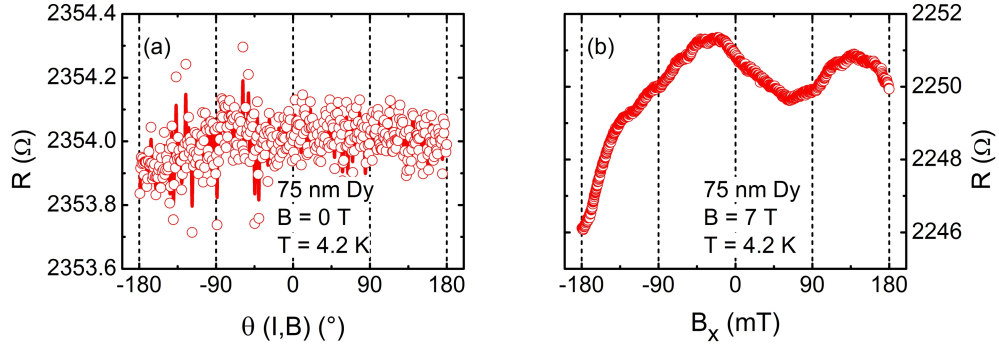


Abbildung 5.5: Magnetfeld-Kreisweep an einer strukturierten Dy-Schicht ($t_{\text{Dy}} = 75 \text{ nm}$, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[110]$). (a) Eine Referenzmessung mit $B = 0 \text{ T}$ zeigt keine periodische Modulation des Magnetwiderstands. (b) Für $B = 7 \text{ T}$ weist der Magnetwiderstand im Gegensatz zur Messung mit 10 T (siehe Abbildung 5.4) keine periodische, durch den AMR-Effekt induzierte Modulation auf.

und für die AMR-Amplitude entsprechend $\Delta R (\text{AMR}) = R_{\parallel} - R_{\perp} < 0$.

Die gesputterte Dy-Schicht weist somit ein negatives Vorzeichen des AMR-Effekts auf. Die AMR-Amplitude $\Delta R (\text{AMR}) = -5.2 \Omega$ kann aus dem Fit der Daten mit einer $\sin^2(\theta)$ Funktion (rote, durchgezogene Linie) bestimmt werden. Die Auswertung der Daten ergibt einen AMR-Wert $(R_{\parallel} - R_{\perp})/R_{\perp}$ von etwa -0.23% . In Tabelle 5.2 sind die AMR-Werte der weiteren charakterisierten Streifen ($W = 3 \mu\text{m} - 750 \text{ nm}$) aufgeführt. Die AMR-Werte sind in der gleichen Größenordnung wie für $W = 2 \mu\text{m}$ und somit unabhängig von der Streifenbreite.

Die im Anhang B.1 aufgeführten Messungen an Dy-Streifen (75 nm Dy), bei denen die lange Achse parallel zu $[1\bar{1}0]$ orientiert ist, zeigen ebenfalls eine $\sin^2(\theta)$ Modulation des Magnetwiderstands und damit ein negatives Vorzeichen des AMR-Effekts, wie in Abbildung B.1 (a) zu erkennen ist. Der AMR-Wert ist mit -0.23% identisch zur hier charakterisierten Probe. Auch für Dy-Streifen, die mit einer Au-Schicht zum Schutz vor eventueller Korrosion versehen wurden (75 nm Dy / 12 nm Au, siehe Anhang B.2), konnte ein negativer AMR-Wert festgestellt werden. Weiterhin wurden Dy-Streifen mit 35 nm Dy / 12 nm Au bei Raumtemperatur auf einem Si / SiO₂ Substrat gewachsen. Auch hier ergibt der Magnetfeld-Kreisweep einen negativen AMR-Wert (siehe Anhang B.3). Für alle Messungen gilt konsistent, dass erst bei $|\vec{B}| = 10 \text{ T}$ eine $\sin^2(\theta)$ periodische Modulation des Magnetwiderstands vorliegt.

Der für dünne, gesputterte Dy-Schichten beobachtete negative AMR-Werte ist somit unabhängig von Schichtdicke (35 nm, 75 nm Dy), der Streifenbreite (3 $\mu\text{m} - 750 \text{ nm}$), eventueller Korrosion der Dy-Schicht (mit / ohne 12 nm Au-Abdeckung) und Substrat (GaAs, Si / SiO₂). Anhand des (negativen) AMR-Effekts lässt sich somit auch für die charakterisierten Dy-Streifen der Magnetisierungszustand abhängig vom äußeren Feld bestimmen.

Ein negatives Vorzeichen des AMR-Effekts wurde bisher beispielsweise in

(Ga,Mn)As [98, 99], Ni- und Mangan-basierten Legierungen [146, 147], Fe_4N [148] und halbmagnetischen Ferromagneten [149] gefunden. Kokada *et al.* [149] haben hierzu im Rahmen eines erweiterten Zwei-Strom Modells zeigen können, dass das Vorzeichen des AMR-Effekts abhängig ist von der jeweils dominanten s-d Streuung. Für $s_{\downarrow(\uparrow)} \rightarrow d_{\uparrow(\downarrow)}$ Streuung ergibt sich ein positives Vorzeichen, für $s_{\uparrow(\downarrow)} \rightarrow d_{\uparrow(\downarrow)}$ ein negatives Vorzeichen. Für Fe als schwacher Ferromagnet ist die dominante s-d Streuung $s_{\downarrow} \rightarrow d_{\uparrow}$, für Co $s_{\uparrow} \rightarrow d_{\downarrow}$. Daraus ergibt sich im Modell von Kokado für Fe und Co folgerichtig ein positives Vorzeichen des AMR-Effekts, während für Fe_4N ($s_{\downarrow} \rightarrow d_{\downarrow}$) oder Fe_3O_4 ($s_{\uparrow} \rightarrow d_{\uparrow}$) das experimentell beobachtete negative Vorzeichen des AMR-Werts hergeleitet werden kann. Experimentell ist für *Rare-Earth* Elemente bisher noch kein negativer AMR-Wert berichtet worden, auch ein zu Kokado *et al.* vergleichbares Modell für seltene Erden (4f-Magnetismus) ist nicht bekannt.

5.2.2.2 Ermittlung der Koerzitivfelder

Zur Bestimmung des Koerzitivfelds der Dy-Streifen wird das Magnetfeld in der Probenebene parallel bzw. quer zur langen Achse des Streifens von +10 T nach -10 T gesweept (*Downsweep*), und anschließend wieder zurück auf +10 T (*Upsweep*) gefahren. Aus den Daten der Magnetotransportmessungen lassen sich die Koerzitivfelder $B_{x,\text{coerc}}$ bzw. $B_{y,\text{coerc}}$ bestimmen.

Koerzitivfeld parallel zur langen Achse des Streifens

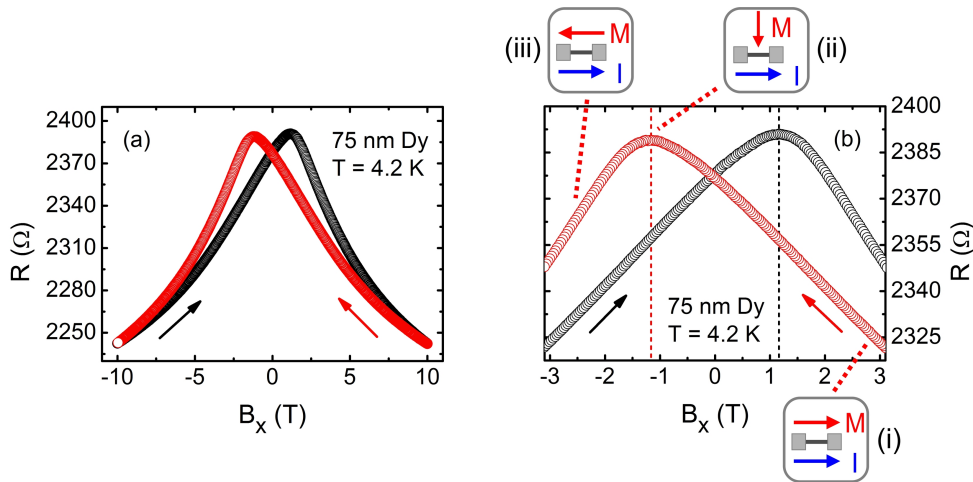


Abbildung 5.6: (a) Magnetotransportmessung an einer strukturierten Dy-Schicht ($t_{\text{Dy}} = 75 \text{ nm}$, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[110]$) zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{x,\text{coerc}}$. Das Magnetfeld wird parallel zur langen Achse des Streifens appliziert. (b) Vergrößerte Darstellung der Magnetotransportmessung. Das Koerzitivfeld $|B_{x,\text{coerc}}| = 1167 \text{ mT}$ kann aus dem Maximum des Magnetwiderstands bestimmt werden (gestrichelte Linien, jeweils für Up- bzw. Downsweep). Die Insets zeigen den Magnetisierungszustand abhängig von B_x für den Downsweep. Abbildungen nach [32, 84].

Abbildung 5.6 (a) zeigt die Magnetotransportmessung zur Bestimmung des Koerzitivfelds $B_{x,coerc}$. Während des *Downsweep* erhöht sich der Magnetwiderstand monoton. Wie die vergrößerte Darstellung in (b) zeigt, steigt der Magnetwiderstand um das Nullfeld herum und auch im Gegenfeld monoton an. Erst für $B_x = -1167$ mT ist der Magnetwiderstand maximal, und nimmt dann mit steigendem Gegenfeld monoton wieder ab. Der Verlauf des *Upsweep* ist spiegelsymmetrisch. Die Abnahme des Magnetwiderstands mit $|B_x|$ wird hier durch den NMR-Effekt induziert.

Der Vergleich mit den SQUID-Daten in Abbildung 5.3 zeigt, dass das Maximum des Magnetwiderstands bei $B_x = -1167$ mT mit dem aus der SQUID-Hysteresekurve ermittelten Koerzitivfeld $B_{coerc} = -1150$ mT koinzidiert. Hier kann angenommen werden, dass der Ummagnetisierungsprozess von der $+x$ -Richtung in die $-x$ -Richtung, wie in den Insets in (b) skizziert, zu einer erhöhten Spinunordnung und damit zu einem Anstieg des Magnetwiderstands führt. Die maximale Spinunordnung ist für das Koerzitivfeld erreicht, und nimmt wieder ab, sobald sich die Magnetisierungsachse entlang der $-x$ -Richtung ausrichtet. Der Magnetwiderstand ist daher für den Zustand maximaler Spinunordnung entsprechend maximal, so dass das Koerzitivfeld $B_{x,coerc} = -1167$ mT aus dem Maximum des Magnetwiderstands bestimmt werden kann (gestrichelte, rote Linie) [32].

Die Messung an einer strukturierten Dy-Probe, bei der die lange Achse des Streifens entlang $[1\bar{1}0]$ orientiert ist (siehe Anhang B.1), ergibt einen identischen Wert für das Koerzitivfeld. Ein qualitativ ähnlicher Verlauf des Magnetwiderstands mit $|B_x|$ konnte auch für alle im Anhang charakterisierten Dy-Proben mit unterschiedlichen Wachstumsparametern gemessen werden (siehe Anhang B.2 und B.3).

Für Fe als weichmagnetisches Material konnte, im Vergleich zur quadratischen SQUID-Probe ($|B_{coerc}| = 2.7$ mT), durch die Mikrostrukturierung und der dadurch induzierten *Shape Anisotropy* das Koerzitivfeld der Streifen deutlich erhöht werden (9.3 mT für $W = 3$ μ m und 17.2 mT für $W = 500$ nm). Der Einfluss der *Shape Anisotropy* ist für hartmagnetische Materialien wie Dy geringer, so dass sich einerseits die Koerzitivfelder der quadratischen SQUID-Probe und der mikrostrukturierten Probe nicht signifikant unterscheiden (1150 mT und 1167 mT). Zudem zeigen die Daten in Tabelle 5.1, dass das Koerzitivfeld auch mit abnehmender Streifenbreite W gleich bleibt.

Koerzitivfeld quer zur langen Achse des Streifens

In Abbildung 5.7 ist der Magnetwiderstand, resultierend aus der Messung des Koerzitivfelds $B_{y,coerc}$, dargestellt. Der Verlauf des Magnetwiderstands mit B_y ist qualitativ ähnlich zur der Messung von $B_{x,coerc}$ in Abbildung 5.6. Unter der gleichen Annahme wird das Koerzitivfeld auch hier aus dem Maximum des Magnetwiderstands ermittelt (gestrichelte Linien, vergleiche auch Insets). Der so ermittelte Wert von $|B_{y,coerc}| = 953$ mT ist kleiner als das Koerzitivfeld in x -Richtung, d.h. parallel zur Achse des Streifens. Dieser Befund kann durch

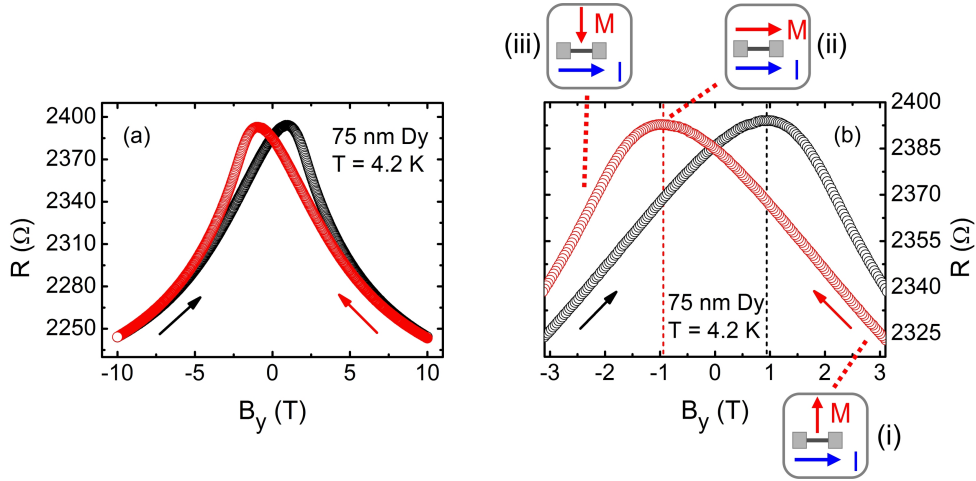


Abbildung 5.7: (a) Magnetotransportmessung an einer strukturierten Dy-Schicht ($t_{\text{Dy}} = 75 \text{ nm}$, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[110]$) zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{y,\text{coerc}}$. Das Magnetfeld wird in der Probenebene quer zur langen Achse des Streifens appliziert. Abbildung nach [84]. (b) Vergrößerte Darstellung der Magnetotransportmessung. Das Koerzitivfeld $|B_{y,\text{coerc}}| = 953 \text{ mT}$ kann aus dem Maximum des Magnetwiderstands bestimmt werden (gestrichelte Linien, jeweils für Up- bzw. Downsweep). Die Insets zeigen den Magnetisierungszustand abhängig von B_y für den Downsweep.

Shape Anisotropy verstanden werden, durch die die lange Achse des Streifens (x -Achse) gegenüber der deutlich kürzeren y -Achse magnetisch präferiert wird⁴.

5.2.2.3 Ermittlung des kritischen Felds

Zur Bestimmung des kritischen Felds der Dy-Streifen wird mit Hilfe eines Magnetfelds von 10 T die Magnetisierung parallel (bzw. quer) zur langen Achse orientiert. Anschließend wird das Magnetfeld auf Null zurückgefahren und anschließend quer (bzw. parallel) zur langen Achse appliziert. Das kritische Feld $B_{x,\text{crit}}$ bzw. $B_{y,\text{crit}}$ entspricht dem Feld, bei dem sich die Magnetisierungsachse des Dy-Streifens größtenteils entlang des angelegten Magnetfelds ausgerichtet hat.

Vormagnetisierung parallel zur langen Achse des Streifens

Abbildung 5.8 (a) zeigt die Magnetotransportmessung zur Bestimmung des kritischen Felds $B_{x,\text{crit}}$. Hier wird die Vormagnetisierung parallel zur langen Achse (x -Achse) orientiert. Wie bereits im vorherigen Abschnitt beobachtet, nimmt von $B_y = 0 \text{ mT}$ ausgehend mit zunehmendem Gegenfeld $|B_y|$ der Magnetwiderstand auf Grund des NMR-Effekts ab. Die vergrößerte Darstellung der

⁴ Dies ist nicht zu verwechseln mit der Tatsache, dass die Shape Anisotropy im Vergleich zum Koerzitivfeld der quadratischen SQUID-Probe, keinen merklichen Einfluss auf das Koerzitivfeld entlang der Streifenachse hat.

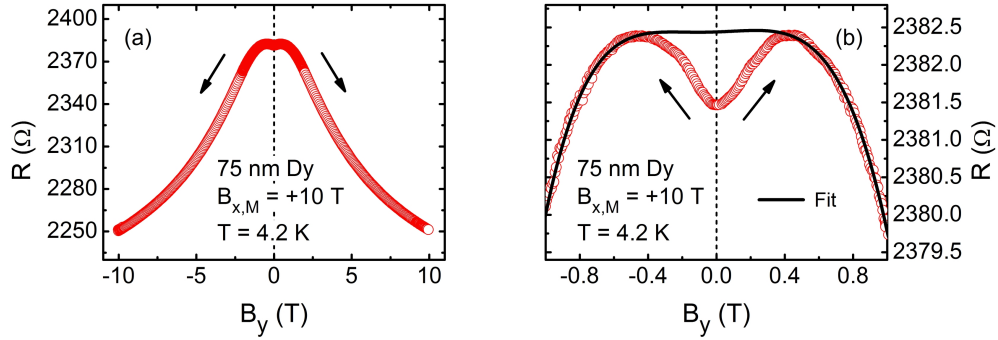


Abbildung 5.8: (a) Magnetotransportmessung an einer strukturierten Dy-Schicht ($t_{Dy} = 75$ nm, $W = 2$ μ m, Streifen parallel zu $[110]$) zur Ermittlung des kritischen Felds $B_{x,crit}$. Vor Beginn der Messung wird die Magnetisierung des Streifens entlang der x -Achse ausgerichtet. Anschließend wird das Magnetfeld quer zum Streifen appliziert und von 0 T auf $B_y = +10$ T oder $B_y = -10$ T gefahren. (b) Vergrößerte Darstellung der Magnetotransportmessung. Das durch den NMR-Effekt induzierte Signal kann mit einem Polynom gefittet werden (durchgezogene Linie). Abbildungen nach [32, 84].

Messung in (b) zeigt jedoch für $B_y = 0$ ein ausgeprägtes, lokales Minimum. Wird $|B_y|$ erhöht, so nimmt der Magnetwiderstand zunächst zu und erreicht für etwa ± 500 mT ein Maximum.

Das gemessene Signal ist, wie bereits für Fe beobachtet, eine Überlagerung des AMR-Widerstands der Dy-Schicht und des NMR-Widerstands. Das NMR-Signal wird mit einem Polynom gefittet⁵ (schwarze, durchgezogene Linie) und der Fit anschließend vom gemessenen Magnetwiderstand subtrahiert. Aus der so erhaltenen Kurve, dargestellt in Abbildung 5.9, kann mit Hilfe des AMR-Effekts der Magnetisierungszustand der Dy-Schicht und damit das kritische Feld $B_{x,crit}$ bestimmt werden (vergleiche auch Insets) [32, 84].

(i) Für $B_y = 0$ ist die Magnetisierungsachse parallel zur langen Achse des Streifens orientiert. Der AMR-Widerstand ist hier auf Grund des negativen AMR-Effekts für Dy minimal ($\vec{M} \parallel \vec{I}$, $R < 0$ Ω), und damit auch der gemessene Magnetwiderstand.

(ii) / (iii) Mit steigendem Magnetfeld $|B_y|$ nimmt der Magnetwiderstand zu. Diese Beobachtung kann im Rahmen des AMR-Modells mit der Rotation der Magnetisierung des Dy-Streifens von der x -Achse in Richtung der y -Achse erklärt werden. Dadurch gilt $\vec{M} \nparallel \vec{I}$, so dass mit zunehmenden Magnetfeld und Rotationswinkel θ (\vec{M}, \vec{I}) der AMR-Widerstand zunimmt. Hat sich die Magnetisierungsachse größtenteils zum Magnetfeld orientiert, ist der AMR-Widerstand und damit auch der Magnetwiderstand maximal ($\vec{M} \perp \vec{I}$, $R = 0$ Ω). Das kritische Feld $B_{x,crit}$ kann daher mit Hilfe der Ableitung dR/dB_y (blaue Kurve) aus

⁵ Der polynomielle Fit gibt den Verlauf des NMR-Widerstands für $|B_y| > 500$ mT gut wieder. Für den Bereich $|B_y| < 500$ mT, in dem der AMR-Widerstand dominiert, ist der Verlauf generisch. Dennoch können mit Hilfe des Fits der NMR und der AMR dominierte Bereich gut voneinander getrennt werden.

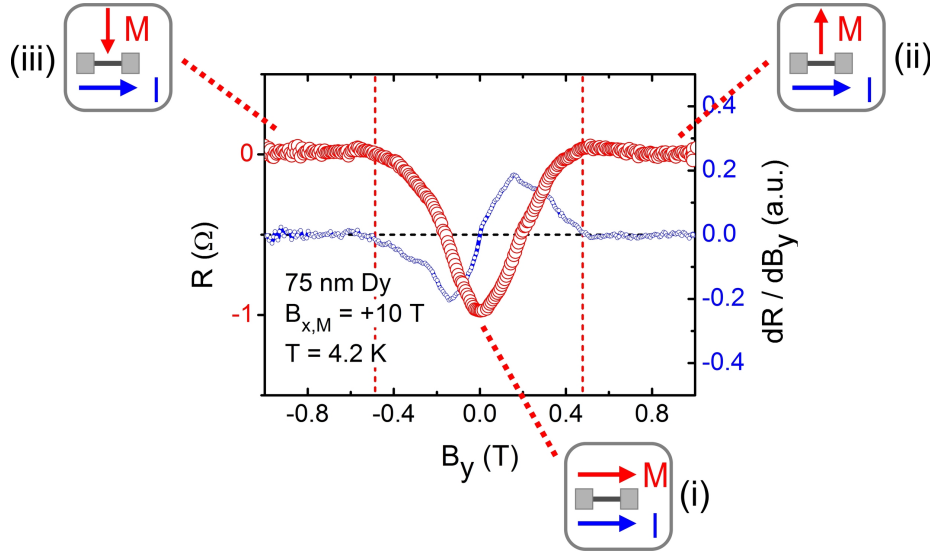


Abbildung 5.9: Magnetotransportmessung aus Abbildung 5.8 nach Subtraktion des gefitteten NMR-Signals. Mit Hilfe des AMR-Effekts kann das kritische Feld $|B_{x,crit}| = 484.5$ mT (gestrichelte Linien) aus dem Nulldurchgang der Ableitung dR/dB_y bestimmt werden. Die Insets zeigen den Magnetisierungszustand des Dy-Streifens abhängig vom äußeren Magnetfeld B_y .

dem Minimum des AMR-induzierten Magnetwiderstands bestimmt werden.

Aus den vorliegenden Daten lässt sich ein kritisches Feld (gestrichelte Linien) von $|B_{x,crit}| = 484.5$ mT bestimmen. Alternativ kann das kritische Feld auch direkt aus dem Maximum des Magnetwiderstands in Abbildung 5.8 (a) bestimmt werden. Der so ermittelte Wert von $B_{x,crit}$ entspricht dem Wert, der aus Abbildung 5.9 bestimmt wurde. Die Daten in Tabelle 5.1 für die weiteren charakterisierten Dy-Streifen zeigen, dass das kritische Feld nicht signifikant von der Streifenbreite abhängt.

Messungen, bei denen die initiale Magnetisierung entlang der $-x$ -Richtung ausgerichtet wird, zeigen konsistent innerhalb des AMR-Modells einen gleichen Verlauf des Magnetwiderstands mit B_y (Übergang von Minimum zu Maximum).

Vormagnetisierung quer zur langen Achse des Streifens

Die bei der Ermittlung des kritischen Felds $B_{y,crit}$ (Vormagnetisierung quer zur langen Achse des Streifens) aufgenommenen Messwerte sind in Abbildung 5.10 (a) dargestellt. Der Verlauf des Magnetwiderstands für hohe B_y ist vergleichbar mit der Messung von $B_{x,crit}$ in Abbildung 5.8 (a), da mit zunehmendem Gegenfeld der Magnetwiderstand auf Grund des NMR-Effekts abnimmt. Die vergrößerte Darstellung der Daten in (b) zeigt jedoch, dass der Magnetwiderstand ein breites Maximum / Plateau von $B_x = 0$ mT bis etwa ± 200 mT aufweist. Im Gegensatz zur Messung von $B_{x,crit}$ sind hier der NMR-Beitrag und

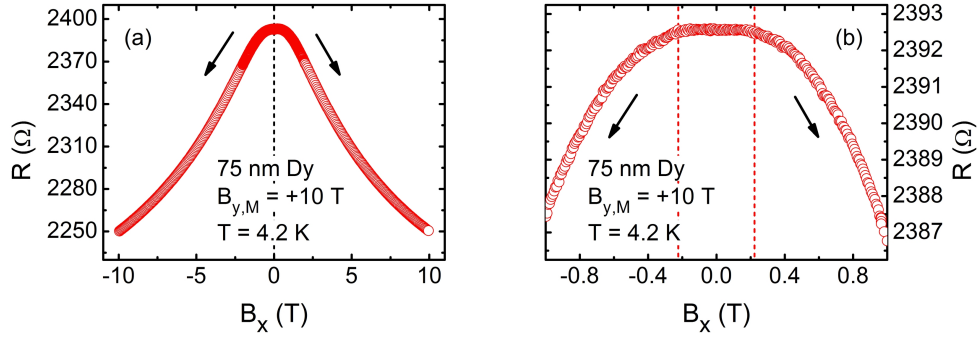


Abbildung 5.10: (a) Magnetotransportmessung an einer strukturierten Dy-Schicht ($t_{Dy} = 75$ nm, $W = 2$ μ m, Streifen parallel zu $[110]$) zur Ermittlung des kritischen Felds $B_{y,crit}$. Vor Beginn der Messung wird die Magnetisierung des Streifens quer zur langen Achse des Streifens ausgerichtet (y -Achse). Anschließend wird das Magnetfeld entlang des Streifens appliziert und von 0 T auf $B_x = +10$ T oder $B_x = -10$ T gefahren. (b) Vergrößerte Darstellung der Magnetotransportmessung. Das durch den NMR-Effekt induzierte Signal kann mit einem Polynom gefittet werden (durchgezogene Linie). Abbildungen nach [84].

der AMR-Beitrag so überlagert, dass kein eindeutiger Fit des NMR induzierten Widerstands möglich ist.

Dennoch kann mit Hilfe des AMR-Effekts der Magnetisierungszustand und damit das kritische Feld $B_{y,crit}$ bestimmt werden, wie anhand von Abbildung 5.11 gezeigt wird. Hierfür ist die Überlegung hilfreich, dass der NMR-Widerstand streng monoton mit $|B_x|$ abnimmt. Das Plateau um ± 200 mT wird daher nicht vom NMR-Effekt induziert, sondern vom AMR-Effekt, wie im Folgenden erörtert wird [32, 84].

(i) Für $B_x = 0$ ist die Magnetisierungsachse quer zur langen Achse des Streifens orientiert. Der AMR-Widerstand ist somit maximal ($\vec{M} \perp \vec{I}$). Steigt das Gegenfeld $|B_x|$ an, so gilt zunächst noch $\vec{M} \perp \vec{I}$. Der Beitrag des AMR-Widerstands zum Magnetwiderstands bleibt konstant; was das beobachtete Plateau erklärt.

(ii) / (iii) Rotiert die Magnetisierungsachse in Richtung der x -Achse, nimmt der Winkel $\theta(\vec{M}, \vec{I})$ ab. Dadurch ändert sich der AMR-Widerstand und ist somit im Gegensatz zu (i) nicht mehr konstant. Das kritische Feld $B_{y,crit}$ kann daher aus der Ableitung dR/dB_x des Magnetwiderstands (blaue Kurve) bestimmt werden. Weicht die Ableitung signifikant von Null ab, rotiert die Magnetisierungsachse aus der initialen Orientierung in Richtung der x -Achse. Aus den vorliegenden Daten lässt sich damit ein kritisches Feld von $|B_{y,crit}| = 179$ mT bestimmen (gestrichelte Linien).

Insgesamt kann hier, trotz der Überlagerung durch das NMR-Signal, der zu erwartende AMR-Signalverlauf von einem Maximum ($\vec{M} \perp \vec{I}$) zu einem Minimum ($\vec{M} \parallel \vec{I}$) beobachtet werden.

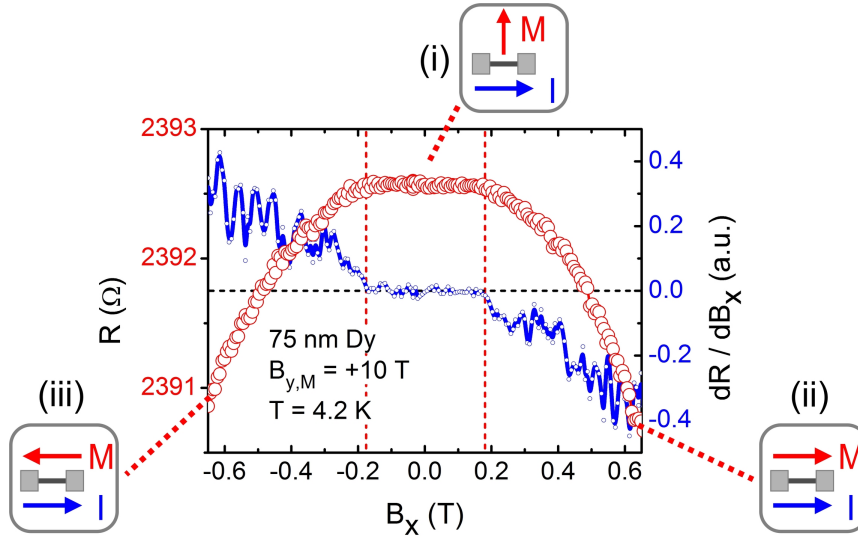


Abbildung 5.11: Magnetotransportmessung aus Abbildung 5.10. Aus der Ableitung dR/dB_x kann mit Hilfe des AMR-Effekts das kritische Feld $|B_{y,crit}| = 179 \text{ mT}$ (gestrichelte Linien) bestimmt werden. Die Insets zeigen den Magnetisierungszustand des Dy-Streifens abhängig vom äußeren Magnetfeld B_x .

5.2.2.4 Auswertung der für 4.2 K durchgeführten Magnetotransportmessungen

In den beiden nachfolgenden Tabellen sind, in Abhängigkeit von der Streifenbreite W , die relevanten Werte der Magnetotransportmessungen an strukturierten Dy-Schichten für 4.2 K angegeben. Daten zu Messungen mit Dy-Streifen, deren lange Achse parallel zu $[1\bar{1}0]$ ist, sind im Anhang in Tabelle B.1 zu finden. Im Rahmen der durchgeführten Messungen konnte keine signifikante Abhängigkeit der Koerzitivfelder bzw. kritischen Felder von der Orientierung der Streifen ($[110]$ bzw. $[1\bar{1}0]$) festgestellt werden, da die gewachsenen Schichten wahrscheinlich polykristallin sind.

W	$ B_{x,coerc} $	$ B_{y,coerc} $	$ B_{x,crit} $	$ B_{y,crit} $
3 μm	1156 mT	949.5 mT	484 mT	200 mT
2 μm	1167 mT	953 mT	484.5 mT	179 mT
1 μm	1157 mT	955 mT	499 mT	160.5 mT
750 nm	1150 mT	954 mT	499 mT	159 mT

Tabelle 5.1: Strukturierte Dy-Schichten (75 nm Dy, Streifen parallel $[110]$) mit unterschiedlicher Streifenbreite W . Die Werte der Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}|$ und der kritischen Felder $|B_{x/y,crit}|$ für $T = 4.2 \text{ K}$, in Abhängigkeit von der Streifenbreite W , wurden aus den entsprechenden Magnetotransportmessungen ermittelt.

W	AMR	$\Delta R (AMR)$	$\Delta R (B_{x,crit})$
3 μm	-0.2366 %	2.80 Ω	0.9 Ω
2 μm	-0.2343 %	5.26 Ω	1.0 Ω
1 μm	-0.2352 %	15.94 Ω	3.8 Ω
750 nm	-0.2336 %	16.42 Ω	4.6 Ω

Tabelle 5.2: *AMR-Wert (%) und Widerstandsänderung $\Delta R (AMR) = R_{\parallel} - R_{\perp}$ für strukturierte Dy-Schichten (35 nm Dy, Streifen parallel [110]) mit unterschiedlicher Streifenbreite W , ermittelt aus den entsprechenden Magnetfeld-Kreissweeps. Zudem sind die durch den AMR-Effekt induzierten Widerstandsänderungen, ermittelt aus den Magnetotransportmessungen zur Bestimmung des Koerzitivfelds $B_{x,coerc}$ und des kritischen Felds $B_{x,crit}$, angegeben.*

5.3 Temperaturabhängige Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften

Neben den im vorherigen Abschnitt gezeigten Messungen bei 5 K bzw. 4.2 K wurden die Dy-Proben zusätzlich bei Temperaturen von 15 K bis 120 K charakterisiert. Da die nominelle Curie-Temperatur etwa 85 K beträgt (je nach Quelle wird die Curie-Temperatur auch einige Kelvin höher angegeben) [77, 131, 134, 135], sind insbesondere die Messungen bei 120 K von großem Interesse, da sich hier die Dy-Schicht in der antiferromagnetischen Phase befinden sollte.

5.3.1 Charakterisierung mittels SQUID-Messungen

Die aus den entsprechenden SQUID-Messungen ermittelten temperaturabhängigen Werte des Koerzitivfelds, der Remanenz sowie der Sättigungsmagnetisierung sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. In Abbildung 5.12 sind die temperaturabhängigen Werte für das Koerzitivfeld und die Remanenz grafisch dargestellt. Beide Werte nehmen mit steigender Temperatur deutlich ab. Bereits für 30 K hat sich das Koerzitivfeld, im Vergleich zu 5 K, fast halbiert. Für 90 K beträgt das Koerzitivfeld 241 mT. Ursächlich hierfür ist die Abnahme der magnetokristallinen Anisotropie mit steigender Temperatur [150].

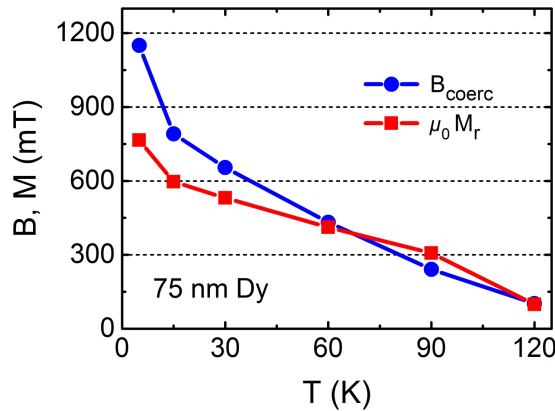


Abbildung 5.12: Temperaturabhängigkeit des aus SQUID-Messungen ermittelten Koerzitivfelds $|B_{coerc}|$ sowie der Remanenz $\mu_0 M_r$ einer Dy-Schicht mit $t_{Dy} = 75$ nm (siehe Tabelle 5.3). Auch für 120 K, d.h. oberhalb der nominellen Curie-Temperatur von Dy ($T_C \approx 85$ -90 K), sind Koerzitivfeld und Remanenz ungleich Null. Die durchgezogenen Linien dienen nur der visuellen Orientierung.

Überraschenderweise kann jedoch auch für 120 K, d.h. oberhalb der nominellen Curie-Temperatur, noch ein deutlich von Null verschiedenes Koerzitivfeld von 102 mT, sowie eine finite Remanenz, gemessen werden. Abbildung 5.13 (a)

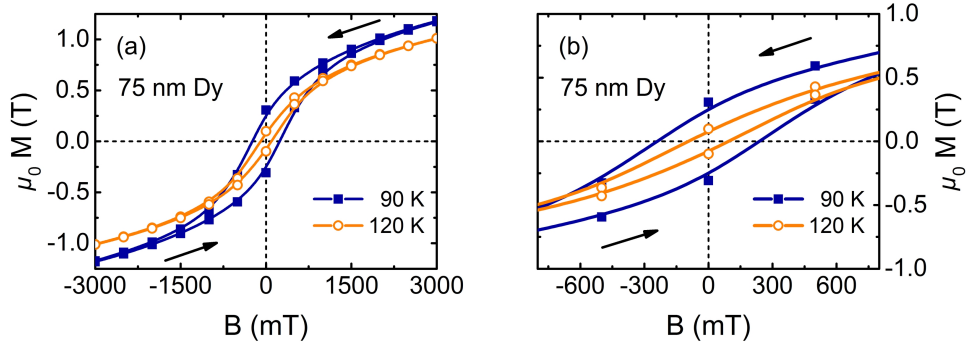


Abbildung 5.13: SQUID-Hysteresekurven einer Dy-Schicht mit $t_{Dy} = 75$ nm für 90 K und 120 K. Auch für 120 K, d.h. oberhalb der nominellen Curie-Temperatur von Dy, kann für die untersuchten Proben ferromagnetische Hysterese beobachtet werden.

zeigt die entsprechenden SQUID-Kurven für 90 K und 120 K. In der vergrößerten Darstellung in (b) ist deutlich ersichtlich, dass die Dy-Probe auch für 120 K eine ferromagnetische Hysterese aufweist und sich somit noch in der ferromagnetischen Phase befindet.

T	$ B_{coerc} $	$\mu_0 M (7 \text{ T})$	$\mu_0 M_r$
5 K	1150 mT	1.95 T	765 mT
15 K	791 mT	1.94 T	596 mT
30 K	654 mT	1.91 T	530 mT
60 K	432 mT	1.77 T	411 mT
90 K	241 mT	1.57 T	306 mT
120 K	102 mT	1.37 T	98.3 mT
200 K	-	0.58 T	-

Tabelle 5.3: Temperaturabhängige Werte des Koerzitivfelds $|B_{coerc}|$, der Magnetisierung $\mu_0 M$ bei 7 T, sowie der Remanenz $\mu_0 M_r$ einer Dy-Schicht mit $t_{Dy} = 75$ nm. Die Werte wurden aus den entsprechenden SQUID-Hysteresekurven ermittelt.

Um die Unterdrückung des FM-AFM Phasenübergangs bei 85 K zu untersuchen, wurden weitere temperaturabhängige SQUID-Messungen durchgeführt. Zunächst wurde die Probe ohne angelegtes Magnetfeld von Raumtemperatur auf 5 K abgekühlt (ZFC⁶). Wie in Abbildung 5.14 (a) ersichtlich, bleibt die gemessene Magnetisierung dabei (erwartungsgemäß) Null. Die Dy-Probe wird danach bei 5 K mit einem in der Probenebene applizierten Feld von 7 T magnetisiert, und das Feld wieder auf Null gefahren. Während des Aufwärmens ohne Magnetfeld (ZF⁷) wird temperaturabhängig die remanente Magnetisierung gemessen. Die Messung der remanenten Magnetisierung gibt Aufschluss darüber,

⁶ Zero Field Cooling.

⁷ Zero Field Warm Up.

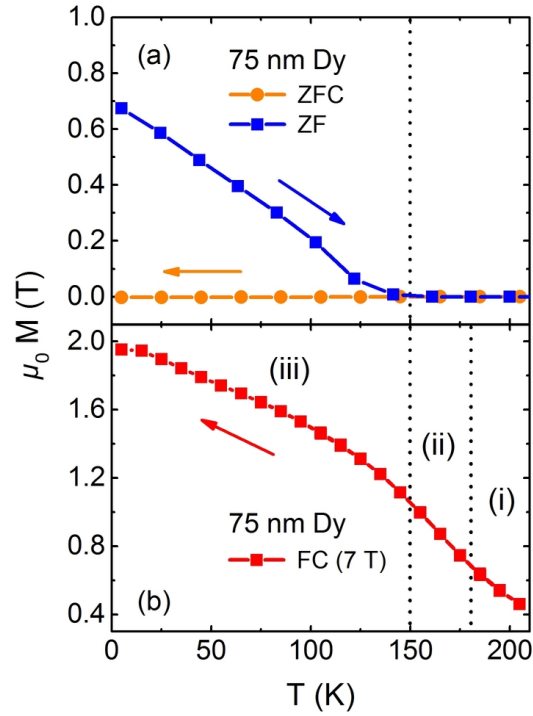


Abbildung 5.14: Temperaturabhängige Magnetisierung einer Dy-Schicht ($t_{\text{Dy}} = 75$ nm), gemessen mittels SQUID. Die gestrichelten Linien markieren jeweils einen magnetischen Phasenübergang. (a) ZFC: Magnetisierung gemessen während des Abkühlens der Probe von Raumtemperatur auf 5 K ohne Magnetfeld (Zero Field Cooling). ZF: Remanente Magnetisierung der gleichen Probe, gemessen während des anschließenden Erwärmens der Probe von 5 K auf Raumtemperatur (Zero Field Warm Up). (b) FC: Magnetisierung gemessen während des Abkühlens mit einem applizierten Feld von 7 T (Field Cooling).

wann sich die Dy-Schicht nicht mehr in der ferromagnetischen Phase befindet. Für 5 K entspricht die gemessene remanente Magnetisierung ungefähr dem aus der SQUID-Hysteresekurve ermittelten Wert von 765 mT. Mit steigender Temperatur nimmt die gemessene remanente Magnetisierung annähernd linear ab. Für 145 K kann noch eine geringe remanente Magnetisierung von 0.35 mT gemessen werden; für 160 K ist die remanente Magnetisierung Null. Aus der ZF Kurve kann somit ein magnetischer Phasenübergang der Dy-Schicht im Bereich von oberhalb 145 K (gestrichelte Linie) und damit eine deutlich erhöhte Curie-Temperatur im Vergleich zu (einkristallinem) Dy festgestellt werden.

Eine Unterdrückung des FM-AFM Phasenübergangs bei 85 K wurde beispielsweise von Beach *et al.* [151, 152] für ein Dy/Lu⁸ *Superlattice* beobachtet. Hier wird durch die kompressive epitaktische Verspannung der Dy-Schicht gegenüber der Lu-Schicht eine Erhöhung der Curie-Temperatur auf 160 K induziert. Auch

⁸ Lutetium.

für auf Er⁹ gewachsene Dy-Schichten tritt eine kompressive Verspannung auf, welche jedoch geringer ist als für Dy/Lu. In entsprechenden Experimenten wurde eine Erhöhung der Curie-Temperatur auf über 100 K festgestellt [153, 154]. In der Studie von Scheunert *et al.* [144] wurden Dy-Schichten bei Raumtemperatur auf Si / SiO₂ gesputtert, wodurch die Dy-Schicht vor allem am *Interface* zur SiO₂ Schicht verspannt aufwächst. Hier konnten Scheunert *et al.* eine Erhöhung der Curie-Temperatur auf 172 K sowie eine komplette Unterdrückung der AFM-Phase feststellen.

Durch die Messung der remanenten Magnetisierung in Abbildung 5.14 (a) kann zwar die Curie-Temperatur der Dy-Schicht bestimmt werden, jedoch nicht, ob ein Phasenübergang in die antiferromagnetische Phase vorliegt oder ob die antiferromagnetische Phase komplett unterdrückt wird. Ergänzend wurde daher die Probe mit einem applizierten Magnetfeld¹⁰ von 7 T abgekühlt (*FC*¹¹). Die so erhaltene Kurve in Abbildung 5.14 (b) kann in drei Bereiche unterteilt werden.

(i) Oberhalb der nominellen Néel-Temperatur von $T_N = 179$ K, befindet sich Dy in der paramagnetischen Phase. Dies wurde im Vorfeld durch eine bei 200 K aufgenommene SQUID-Kurve verifiziert (hier nicht gezeigt), welche paramagnetisches Verhalten zeigt. Die dabei ermittelte Magnetisierung bei 7 T entspricht dem bei 200 K aus der *FC*-Kurve ermittelten Wert der Magnetisierung.

(ii) Zwischen 179 K und 145 K, d.h. unterhalb der eingezeichneten Néel-Temperatur von $T_N = 179$ K und oberhalb der in Abbildung 5.14 (a) festgestellten Curie-Temperatur, kann unter Einwirkung des Magnetfelds eine von Null verschiedene Magnetisierung gemessen werden, obwohl die Dy-Schicht in diesem Temperaturbereich in der antiferromagnetischen Phase sein sollte.

(iii) Unterhalb der in Abbildung 5.14 (a) bestimmten Curie-Temperatur von etwa 145 K ist die Dy-Schicht ferromagnetisch.

Augenscheinlich befindet sich während des *Field Cooling* die Dy-Schicht zwischen der Néel-Temperatur von 179 K und der Curie-Temperatur von 145 K nicht in der antiferromagnetischen Phase. Dieser experimentelle Befund könnte einerseits dadurch erklärt werden, dass die Dy-Schicht durch das Wachstum bei Raumtemperatur verspannt ist, wodurch die antiferromagnetische Phase unterdrückt wird und eine paramagnetische Phase beobachtet wird [144]. Dies würde implizieren, dass die Néel-Temperatur 145 K beträgt. In Magnetotransportmessungen mit strukturierten Dy-Schichten (siehe Abbildung 5.18) kann jedoch ein magnetischer Phasenübergang bei 180 K beobachtet werden, welcher der Néel-Temperatur zugeschrieben werden kann.

Andererseits kollabiert, wie in Abbildung 5.15 dargestellt, die helikale Spinstruktur der antiferromagnetischen Phase, wenn ein Magnetfeld oberhalb des kritischen Werts H_{cr} in der basalen Ebene appliziert wird. In der dadurch induzierten *Fan Phase* oszillieren die magnetischen Momente um den Magnetfeldvektor. Ab einer gewissen Magnetfeldstärke ($H > H_0$) richten sich die magneti-

⁹ Erbium.

¹⁰ Das gemessene magnetische Moment wurde für jede Temperatur um den mit Hilfe einer Referenzmessung ermittelten diamagnetischen Anteil bereinigt.

¹¹ *Field Cooling*.

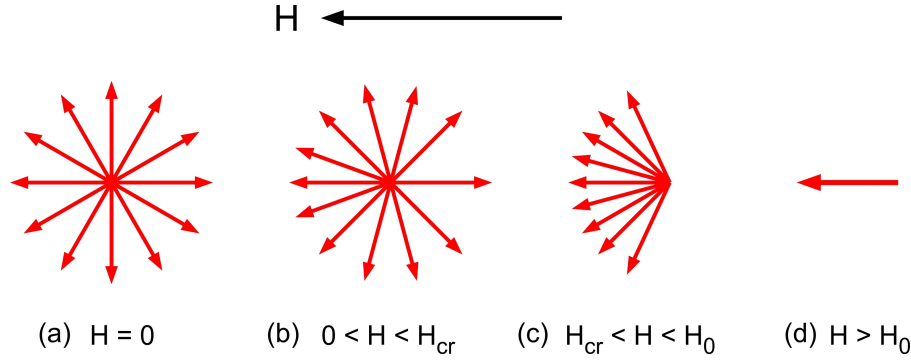


Abbildung 5.15: Die helikale Spinstruktur der antiferromagnetischen Phase von Dysprosium kann durch Anlegen eines Magnetfelds in der basalen Ebene ($H > H_{cr}$) kollabieren. Die magnetischen Momente oszillieren zunächst um den Magnetfeldvektor, und richten sich für $H > H_0$ entlang des Magnetfeldvektors aus. Abbildung nach [128].

schen Momente entlang des Magnetfeldvektors aus, wodurch die Magnetisierung in diesem Magnetisierungszustand bis zu 90 % der Sättigungsmagnetisierung betragen kann [128, 131, 134, 135, 155].

Im Rahmen von Untersuchungen an Dy Einkristallen konnten Behrendt *et al.* [79] und Belov *et al.* [128] nachweisen, dass die Übergangstemperatur von der ferromagnetischen in die antiferromagnetische Phase durch ein externes Magnetfeld erhöht werden kann. Oberhalb eines kritischen Magnetfelds wird durch die *Fan Phase* zudem die AFM-Phase unterdrückt. Die von Behrendt und Belov ermittelten *FC*-Kurven für Magnetfelder oberhalb H_0 (≈ 1.2 T) zeigen die gleiche Form wie die Daten in Abbildung 5.14 (b). Auch in einer Studie von Jena *et al.* [156] an $\text{Dy}_{0.93}\text{Y}_{0.07}$ Legierungen konnte durch ein Magnetfeld H_0 von 1.5 T die antiferromagnetische Phase unterdrückt werden.

Die *ZF* und *FC*-Kurve in Abbildung 5.14 zeigen, dass die magnetische Konfiguration der gesputterten Dy-Schicht abhängig ist von der Temperatur und vom externen Magnetfeld. Durch das Wachstum der Dy-Schicht bei Raumtemperatur und der wahrscheinlich dadurch induzierten Verspannung des *hcp* Gitters kann eine Erhöhung der Curie-Temperatur auf über 145 K beobachtet werden. Zudem kann in der *FC*-Kurve durch Applikation eines ausreichend hohen Magnetfelds die helikale, antiferromagnetische Phase unterdrückt werden, und eine von Null verschiedene Magnetisierung gemessen werden. Ausschlaggebend für die in Kapitel 6 durchgeführten temperaturabhängigen Messungen an Fe/Dy *Bilayer* Systemen ist vor allem die Tatsache, dass die gesputterte Dy-Schicht auch ohne die Applikation eines externen Magnetfelds bei 120 K ferromagnetisch ist.

5.3.2 Charakterisierung mittels Magnetotransportmessungen

Analog zu den in Abschnitt 5.2.2 dargestellten Magnetotransportmessungen für 4.2 K wurden an den strukturierten Dy-Schichten auch Messungen im Temperaturbereich von 15 – 120 K durchgeführt. Die für einen Dy-Streifen mit Streifenbreite $W = 2 \mu\text{m}$ experimentell ermittelten Werte sind in Tabelle 5.4 aufgelistet. Abbildung 5.16 (a) zeigt die temperaturabhängigen Werte der Koerzitivfelder $B_{x,\text{coerc}}$ und $B_{y,\text{coerc}}$. Für Vergleichszwecke sind zudem die aus den SQUID-Messungen ermittelten Werte eingezeichnet.

Die Koerzitivfelder nehmen, in Übereinstimmung mit den SQUID-Messungen, mit steigender Temperatur deutlich ab. Für 90 K betragen diese $|B_{x,\text{coerc}}| = 273 \text{ mT}$ und $|B_{y,\text{coerc}}| = 250 \text{ mT}$. Wie bereits in den SQUID-Messungen beobachtet wurde, sind bei 120 K die Koerzitivfelder deutlich von Null verschiedenen ($\approx 70 \text{ mT}$). Auch die kritischen Felder nehmen mit steigender Temperatur deutlich ab, wie in Abbildung 5.16 (b) ersichtlich. Hier können für 120 K ebenfalls von Null verschiedene Werte ermittelt werden, $|B_{x,\text{crit}}| = 36 \text{ mT}$ und $|B_{y,\text{crit}}| = 19 \text{ mT}$.

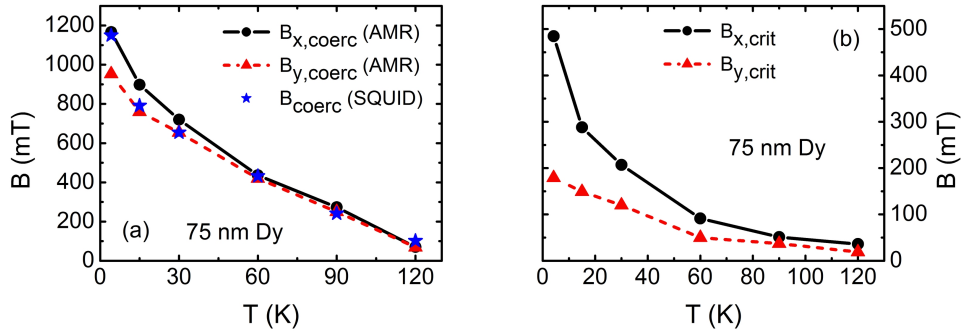


Abbildung 5.16: (a) Temperaturabhängigkeit der Koerzitivfelder $|B_{x/y,\text{coerc}}|$, ermittelt aus Magnetotransportmessungen mit einer strukturierten Dy-Schicht (75 nm Dy, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel [110]). Zu Vergleichszwecken sind die aus SQUID-Messungen an einer unstrukturierten Dy-Schicht (35 nm Dy) ermittelten temperaturabhängigen Werte des Koerzitivfelds $|B_{\text{coerc}}|$ dargestellt (vergleiche Abbildung 5.12). (b) Temperaturabhängigkeit der kritischen Felder $|B_{x/y,\text{crit}}|$, gemessen an der gleichen Probe. Die Linien dienen nur zur visuellen Orientierung.

Abbildung 5.16 (a) zeigt die Magnetotransportmessungen zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{x,\text{coerc}}$ bei 60 K, 90 K und 120 K. Hier ist deutlich zu erkennen, dass für 120 K die Abhängigkeit des Magnetwiderstands bzw. der Verlauf mit B_x prinzipiell mit den Messungen bei 60 K und 90 K übereinstimmt. Somit kann für 120 K das Koerzitivfeld der strukturierten Dy-Schicht eindeutig bestimmt werden (gestrichelte Linien). Für die in (b) abgebildete Messung des kritischen Felds kann $B_{x,\text{crit}}$ für 120 K ebenfalls eindeutig ermittelt werden, da der Signalverlauf (Übergang Minimum auf Maximum) dem für 60 K und 90 K entspricht. Auch Messungen von $B_{y,\text{coerc}}$ und $B_{y,\text{crit}}$ (nicht gezeigt) bei 120 K zeigen einen

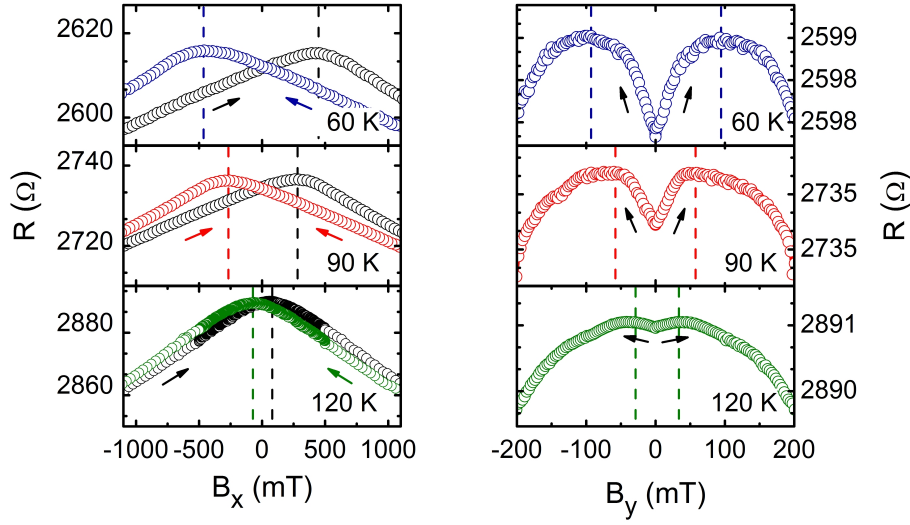


Abbildung 5.17: Temperaturabhängige Magnetotransportmessungen an einer strukturierten Dy-Schicht (75 nm Dy, $W = 2 \mu\text{m}$ Streifen parallel zu $[110]$) zur Bestimmung des Koerzitivfelds $B_{x,\text{coerc}}$ (linke Grafik) und des kritischen Felds $B_{x,\text{crit}}$ (rechte Grafik). Das Koerzitivfeld bzw. das kritische Feld sind jeweils mit gestrichelten Linien markiert.

gleichen Signalverlauf wie die jeweiligen Messungen bei 60 K und 90 K. Für die Magnetfeld-Kreissweeps kann zudem für alle gemessenen Temperaturen ein mit $\sin^2(\theta)$ modulierter AMR-Magnetwiderstand beobachtet werden, und damit ein negatives Vorzeichen des AMR-Effekts (siehe auch Tabelle 5.4).

Die temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen bestätigen somit den experimentellen Befund der SQUID-Messungen. Die gesputterte Dy-Schicht ist bei 120 K noch ferromagnetisch, da durch das verspannte Wachstum die Curie-Temperatur im Vergleich zu einkristallinem Dy erhöht ist.

T	$ B_{x,\text{coerc}} $	$ B_{y,\text{coerc}} $	$ B_{x,\text{crit}} $	$ B_{y,\text{crit}} $	AMR
4.2 K	1167 mT	953 mT	484.5 mT	179 mT	-0.2343 %
15 K	898 mT	760 mT	288 mT	149 mT	-0.2373 %
30 K	720 mT	654 mT	207 mT	120 mT	-0.2933 %
60 K	436 mT	420 mT	91.5 mT	50 mT	-0.5084 %
90 K	273 mT	250 mT	51 mT	37 mT	-0.5702 %
120 K	70 mT	69 mT	36 mT	19 mT	-0.7803 %

Tabelle 5.4: Strukturierte Dy-Schicht (75 nm Dy, Streifen parallel $[110]$) mit einer Streifenbreite $W = 2 \mu\text{m}$. Die temperaturabhängigen Werte für die Koerzitivfelder $|B_{x/y,\text{coerc}}|$, die kritischen Felder $|B_{x/y,\text{crit}}|$, sowie der AMR-Wert wurden aus den entsprechenden Magnetotransportmessungen ermittelt.

Ergänzend zu den mittels SQUID aufgezeichneten *Field Cooling* und *Zero Field Warm Up* Kurven (siehe Abbildung 5.14), wurde während des Abkühlens auf 1.4 K der elektrische Widerstand der strukturierten Dy-Schicht ohne appliziertes Magnetfeld (*Zero Field Cooling*) gemessen. Wie in Abbildung 5.18 zu erkennen, nimmt während des Abkühlens der Widerstand der Dy-Schicht mit sinkender Temperatur ab. Zwischen 195 K und 172 K kann jedoch eine Anomalie des Widerstands beobachtet werden. Hier steigt der Widerstand zunächst an, und erreicht bei etwa 172 K ein lokales Maximum. Anschließend nimmt der Widerstand mit sinkender Temperatur wieder ab.

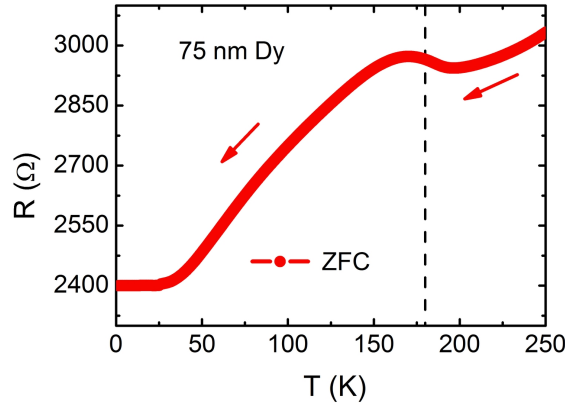


Abbildung 5.18: Elektrischer Widerstand R einer strukturierten Dy-Schicht (75 nm Dy, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel $[110]$, $I = 50 \mu\text{A}$), aufgenommen während des Abkühlens von Raumtemperatur auf 1.4 K ohne angelegtes Magnetfeld. Die Anomalie im Widerstand spiegelt den Phasenübergang von der paramagnetischen in die antiferromagnetische Phase wider. Abbildung nach [32].

Experimente von Hall *et al.* [157] und Colvin *et al.* [158] an einkristallinem und polykristallinem Dy zeigen einen identischen Verlauf des temperaturabhängigen Widerstands. Beide Autoren schlussfolgern, dass die Anomalie des Widerstands durch den Phasenübergang von der paramagnetischen in die antiferromagnetische Phase induziert wird. Auch in neueren Studien von Jena *et al.* [156] und Lakhani *et al.* [159] kann im Bereich der Néel-Temperatur eine Anomalie des Widerstands beobachtet werden. Dieser Zusammenhang wird zudem gestützt durch Experimente mit einer $\text{Dy}_{0.93}\text{Y}_{0.07}$ Legierung von Jena *et al.* [156], in der Dy durch Yttrium substituiert wird. Durch das Einbringen von nicht-magnetischem Yttrium wird die magnetische Wechselwirkung in Dy modifiziert, wodurch sowohl die Curie-Temperatur, als auch die Néel-Temperatur sinken. Folgerichtig wird die Anomalie des Widerstands bei T_N auch erst bei niedrigen Temperaturen beobachtet.

Aus den Daten in Abbildung 5.18 kann ein Wendepunkt im Verlauf des Widerstands bei 180 K (gestrichelte Linie) und damit eine Néel-Temperatur von $T_N = 180 \text{ K}$ ermittelt werden, welche sehr gut mit dem Literaturwert von 179 K

übereinstimmt. Gleiche Werte für die Néel-Temperatur konnten auch für eine auf GaAs gewachsene Dy-Schicht mit einer Au-Abdeckung (75 nm Dy / 12 nm Au) sowie für eine Dy-Schicht mit geringerer Schichtdicke (35 nm) beobachtet werden.

5.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden dünne, gesputterte Dy-Schichten mittels SQUID und Magnetotransportmessungen im Temperaturbereich von 5 K bis 120 K magnetisch charakterisiert.

Für 5 K kann aus den SQUID-Hysteresekurven in Einklang mit ähnlichen Studien [144] ein hohes Koerzitivfeld von über 1100 mT bestimmt werden. Weiterhin zeigen die SQUID-Messungen, dass die Dy-Schicht auf Grund der mutmaßlich polykristallinen Beschaffenheit bei 7 T magnetisch noch nicht gesättigt ist.

Obwohl Magnetotransportmessungen mit strukturierten Dy-Schichten in der Literatur rar sind, können durch den Vergleich mit den SQUID-Messungen die Koerzitivfelder der strukturierten Dy-Schichten bestimmt werden. Diese liegen in der gleichen Größenordnung (≈ 1150 mT) wie das aus den SQUID-Messungen ermittelte Koerzitivfeld. Die Magnetfeld-Kreissweeps an strukturierten Dy-Schichten zeigen für 10 T einen negativen AMR-Wert, welcher unabhängig von der Streifenbreite, Schichtdicke und vom Wachstumssubstrat (GaAs, Si / SiO₂) beobachtet werden kann. Für kleinere Magnetfelder (z.B. 7 T) kann keine AMR-Modulation des Magnetwiderstands beobachtet werden, da hier die Dy-Schicht magnetisch noch nicht gesättigt ist. Das in Abschnitt 4.2.2 für Fe erarbeitete Schema zur Auswertung der Magnetotransportmessungen kann, unter Berücksichtigung des negativen AMR-Werts von Dy, ebenso auf die Daten der strukturierten Dy-Proben angewandt werden. Dadurch können die kritischen Felder $B_{x/y,crit}$ bestimmt werden, welche deutlich höher sind ($B_{x,crit} = 480 - 490$ mT) als die der weichmagnetischen Fe-Schicht (25 – 30 mT). Eine signifikante Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der Orientierung der Dy-Streifen zur Kristallrichtung ([110] bzw. $[\bar{1}\bar{1}0]$) konnte dabei nicht festgestellt werden.

Durch die Messung der remanenten Magnetisierung mittels SQUID kann die Curie-Temperatur der Dy-Schicht, $T_C \approx 145$ K, ermittelt werden. Durch das Wachstum der Dy-Schicht bei Raumtemperatur und der dadurch induzierten Verspannung im *hcp* Gitter ist die Curie-Temperatur im Vergleich zu einkristallinem Dy ($T_C = 85$ K) deutlich erhöht, was die Resultate früherer Studien bestätigt [144, 151, 152]. Durch gezielte Verspannung beim Wachstum kann die Dy-Schicht somit auch bei höheren Temperaturen als der nominellen Curie-Temperatur als hart- / ferromagnetische Schicht eingesetzt werden, was weitreichende Anwendungen im Gebiet der „Spintronik“ ermöglicht. Durch die Applikation eines ausreichend hohen Magnetfelds kann zudem die antiferromagnetische Phase unterdrückt und mutmaßlich die paramagnetische *Fan Phase* beobachtet werden. Zuletzt ermöglicht die temperaturabhängige Mes-

sung des Widerstands die Bestimmung der Néel-Temperatur der Dy-Schicht, $T_N = 180$ K, welche sehr mit dem Literaturwert übereinstimmt (179 K).

Durch Kombination der Daten der SQUID und Magnetotransportmessungen können die magnetischen Eigenschaften und insbesondere die Phasenübergänge der Dy-Schicht umfassend charakterisiert werden. In Hinblick auf die im nachfolgenden Kapitel vorstellten Messungen an Fe/Dy *Bilayer* Systemen können durch den positiven AMR-Effekt von Fe, und den negativen AMR-Effekt von Dy, die jeweiligen Beiträge zum kombinierten Magnetwiderstand unterschieden werden.

6 Magnetische Eigenschaften gesputterter Eisen / Dysprosium Bilayer

In diesem Kapitel wird die magnetische Kopplung in einem Fe/Dy Bilayer mittels SQUID und Magnetotransportmessungen untersucht. Ziel der durchgeführten Experimente ist es, die magnetischen Eigenschaften einer weichmagnetischen Fe-Schicht durch Kopplung mit einer hartmagnetischen Dy-Schicht zu verbessern. Die hierfür verwendeten dünnen Fe und Dy-Schichten wurden bereits in den vorhergehenden Kapiteln charakterisiert. Durch Vergleich der jeweiligen Messdaten der Fe-Schicht bzw. der Dy-Schicht mit denen des Fe/Dy Bilayer kann die Kopplung beider Schichten im Bilayer analysiert und interpretiert werden. Dabei werden zunächst die durch die magnetische Kopplung induzierten Merkmale für eine bestimmte Schichtfolge (2.9 nm Fe / 35 nm Dy) erörtert. Anschließend wird auch die Temperaturabhängigkeit der Kopplung untersucht.

Der Fokus liegt auf der Untersuchung der magnetischen Kopplung im Rahmen des in Kapitel 2.3 vorgestellten Exchange Spring Modells. Dafür werden unterschiedliche Fe/Dy Bilayer charakterisiert, bei denen die Fe-Schichtdicke von 2.1 nm bis auf 15 nm erhöht wird, während die Dy-Schichtdicke (35 nm) konstant bleibt. Anhand der durchgeführten Experimente kann einerseits die Kopplung beider Schichten detailliert charakterisiert werden, andererseits wird gezeigt, dass dadurch auch die magnetischen Eigenschaften der gekoppelten Fe-Schicht „maßgeschneidert“ werden können.

6.1 Eigenschaften von Eisen / Dysprosium Bilayer

In der Vergangenheit wurden Fe/Dy und RE/TM¹ *Multilayer* vor allem in Hinblick auf eine zur Probenebene senkrechte magnetische Anisotropie (*PMA*)² untersucht [160–164]. Ein wesentlicher Einflussfaktor hierfür ist eine anisotrope Verteilung von RE/TM Paaren am *Interface* beider Schichten, sowie Interdiffusion bei höheren Wachstumstemperaturen und der damit einhergehenden Bildung von RE/TM Verbindungen [163–167].

Von Tamion *et. al.* [168–170] wurden zu dieser Thematik auf Si gewachsene *Multilayer* mit (3 nm Fe / 2 nm Dy)₃₀ charakterisiert. Dabei wurde der Einfluss der Wachstumstemperatur (Raumtemperatur bzw. 270 °C) auf die mag-

¹ Rare-Earth / Transition Metal.

² Perpendicular Magnetic Anisotropy.

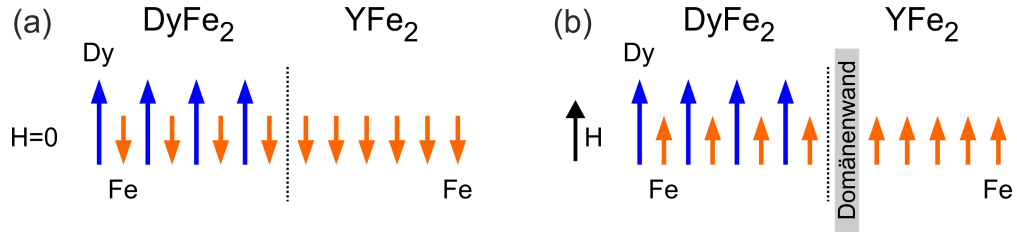


Abbildung 6.1: Magnetische Konfiguration eines $\text{DyFe}_2/\text{YFe}_2$ Bilayer am Interface zwischen beiden Schichten. (a) Ohne externes Magnetfeld sind in DyFe_2 die magnetischen Momente von Dy und Fe zueinander antiparallel ausgerichtet. Die magnetische Kopplung am Interface beider Schichten erfolgt durch die positive Kopplung der Fe-Momente beider Schichten, und durch die antiparallele, negative Kopplung von Dy mit Fe in der YFe_2 Schicht. (b) Unter dem Einfluss eines hohen Magnetfelds kann die magnetische Konfiguration in $\text{DyFe}_2/\text{YFe}_2$ unter Bildung von Domänenwänden am Interface aufgebrochen werden. Abbildungen nach [172].

netischen Eigenschaften untersucht. SQUID-Messungen bei 100 K zeigen, dass *Multilayer* mit einer höheren Wachstumstemperatur auch eine höhere *PMA* aufweisen. Um diese Beobachtung erklären zu können, wurde die chemische Zusammensetzung mittels *Tomographic Atom Probe* untersucht. Hierbei wird eine Fe/Dy Lage im UHV auf einer annähernd flachen Wolfram-Spitze gewachsen. Anschließend wird die Schicht verdampft und mittels eines Spektrometers eine räumlich aufgelöste Verteilung der chemischen Bestandteile ermittelt. Dabei wurde für Proben mit einer höheren Wachstumstemperatur eine erhöhte Interdiffusion der Fe bzw. Dy Atome in die jeweils benachbarte Lage festgestellt. Die dadurch entstehenden intermetallischen Fe-Dy Verbindungen erklären die größere senkrechte Anisotropie für Proben mit höherer Wachstumstemperatur. Mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen [166, 167, 171] und unter Berücksichtigung des experimentell ermittelten Diffusionsprofils konnte verifiziert werden, dass die *PMA* hauptsächlich durch die Bildung von intermetallischen Fe-Dy Nanoclustern induziert wird.

In einer intermetallischen FeDy Verbindung oder einem Fe/Dy *Bilayer* wird die Wechselwirkung zwischen den 3d Zuständen von Fe und den 4f Zuständen von Dy ebenfalls indirekt über die Leitungsbandelektronen vermittelt. Da für Fe die 3d Zustände mehr als halb gefüllt sind, koppeln die Spins der 3d Zustände von Fe mit den 5d/6s Zuständen von Dy antiparallel. Wie bereits in Kapitel 5.1 erörtert, erfolgt in Dy die magnetische Wechselwirkung der 4f Momente untereinander über die Leitungsbandelektronen (5d/6s) mittels RKKY-Wechselwirkung, welche positiv (ferromagnetisch) ist. Dadurch sind die Spins der 3d Zustände von Fe und die Spins der 4f Zustände von Dy antiparallel gekoppelt.

Für Dy als *Heavy Rare-Earth* Element gilt zudem, dass Spin und Drehimpuls parallel zueinander orientiert sind. Da Fe als „Spin-only“ Atom betrachtet werden kann, sind somit die magnetischen Momente von Fe und Dy zueinander

antiparallel orientiert [112, 129, 137, 139, 172–176].

Die magnetische Kopplung zwischen Fe und Dy kann beispielsweise in DyFe₂/YFe₂ *Multilayer* untersucht werden, welche in einer Vielzahl von Studien sowohl experimentell charakterisiert (z.B. [172, 177–183]), als auch theoretisch modelliert wurden (z.B. [184–187]). In DyFe₂/YFe₂ Systemen kann die in Kapitel 2.3 erörterte Exchange Spring Kopplung [33, 74] zwischen einer hartmagnetischen Schicht und einer weichmagnetischen Schicht nachgewiesen werden.

Da die magnetischen Momente von Dy und Fe antiparallel ausgerichtet sind, ist DyFe₂ ferrimagnetisch, mit einem durchschnittlichen magnetischen Moment³ $[(\mu_{Dy} - 2\mu_{Fe})/3]$ von $2.2 \mu_B$ bei tiefen Temperaturen. Durch die hohe Anisotropie von Dy ist die DyFe₂ Schicht zudem hartmagnetisch. Die YFe₂ Schicht hingegen ist weichmagnetisch, mit einem durchschnittlichen magnetischen Moment⁴ $[(\mu_Y - 2\mu_{Fe})/3]$ von $0.9 \mu_B$.

Die magnetische Kopplung zwischen der hartmagnetischen DyFe₂ Schicht und der weichmagnetischen YFe₂ Schicht am *Interface* beider Schichten erfolgt einerseits durch die positive Kopplung der Fe-Momente beider Schichten, andererseits durch die antiparallele, negative Kopplung von Dy mit Fe in der YFe₂ Schicht. Wie in Abbildung 6.1 skizziert, sind ohne äußeres Magnetfeld die magnetischen Momente von DyFe₂ und YFe₂ zueinander antiparallel ausgerichtet [177–179]. Unter dem Einfluss eines Magnetfelds kommt es zur Ausbildung von Domänenwänden in der weichmagnetischen YFe₂ Schicht. Es bildet sich der in Kapitel 2.3 beschriebene, magnetisch reversible *Exchange Spring* Zustand aus. Dabei konnte experimentell verifiziert werden, dass das für *Exchange Spring* Systeme charakteristische *Bending Field* bzw. *Exchange Field*, wie in Kapitel 2.3.4 hergeleitet [siehe Gleichung (2.27)], mit der Dicke der weichmagnetischen YFe₂ Schicht skaliert, $H_B \propto 1/(t_{YFe_2})^n$ ($n = 1.83$) [179].

In obigem DyFe₂/YFe₂ *Multilayer* wird die magnetische Konfiguration durch die Dy-Fe Wechselwirkung in DyFe₂, sowie die Fe-Fe und Dy-Fe Wechselwirkung am *Interface* bestimmt. Im Vergleich hierzu ist die magnetische Konfiguration eines Fe/Dy *Bilayer*, welcher im Rahmen dieser Arbeit untersucht wird, einfacher zu beschreiben, da sich die magnetische Wechselwirkung auf die Kopplung zwischen der weichmagnetischen Fe-Schicht und der hartmagnetischen Dy-Schicht am *Interface* beider Schichten beschränkt.

³ Untersuchungen zeigen hier, dass $\mu_{Dy} = 10 \mu_B$ sowie $\mu_{Fe} \approx 1.66 \mu_B$ gilt [188, 189].

⁴ In der intermetallischen Verbindung YFe₂ ergibt sich aus Berechnungen für das nominell nicht magnetische Y ein magnetisches Moment von $\mu_Y = 0.4 \mu_B$, welches antiparallel zum magnetischen Moment von Fe orientiert ist [188].

6.2 Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften eines Eisen / Dysprosium Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy bei tiefen Temperaturen

In diesem Abschnitt werden die an einem Fe/Dy *Bilayer* mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy durchgeführten SQUID und Magnetotransportmessungen analysiert. Dabei werden die Messungen mit denen der Fe-Schicht (siehe Kapitel 4) sowie der Dy-Schicht (siehe Kapitel 5) verglichen. Dadurch kann der Beitrag der Fe-Schicht und der Dy-Schicht im *Bilayer* identifiziert werden, und die magnetische Wechselwirkung am Fe/Dy *Interface* beurteilt werden. Anhand der SQUID-Messungen bei 5 K können dabei erste Aussagen über die magnetische Kopplung beider Schichten getroffen werden, welche dann mit Hilfe der nachfolgenden Magnetotransportmessungen an einem strukturierten Fe/Dy *Bilayer* genauer untersucht werden.

6.2.1 Charakterisierung mittels SQUID-Messungen bei 5 K

Für die SQUID-Messung des Fe/Dy *Bilayer* wurde ein Magnetfeld bis ± 7 T in der Probenebene appliziert. Abbildung 6.2 (a) zeigt die Rohdaten der SQUID-Messung des Fe/Dy *Bilayer* bei 5 K. Die nach Abzug des diamagnetischen Anteils erhaltene Kurve ist in (b) dargestellt. Obwohl der Fe/Dy *Bilayer* aus zwei magnetischen Phasen / Schichten besteht, entspricht der Verlauf der Kurve dem der Hysteresekurve eines einphasigen, konventionellen Magneten. Wie in Abschnitt 2.3.4 erörtert, deutet dies auf eine magnetische Kopplung beider Schichten hin. Ohne Kopplung beider Schichten würde sich der Fe/Dy *Bilayer* wie ein magnetisch zweiphasiges Komposit verhalten, so dass eine stark eingeschnürte Hysteresekurve beobachtet werden würde (vergleiche auch Abbildung 2.15 in Abschnitt 2.3.4).

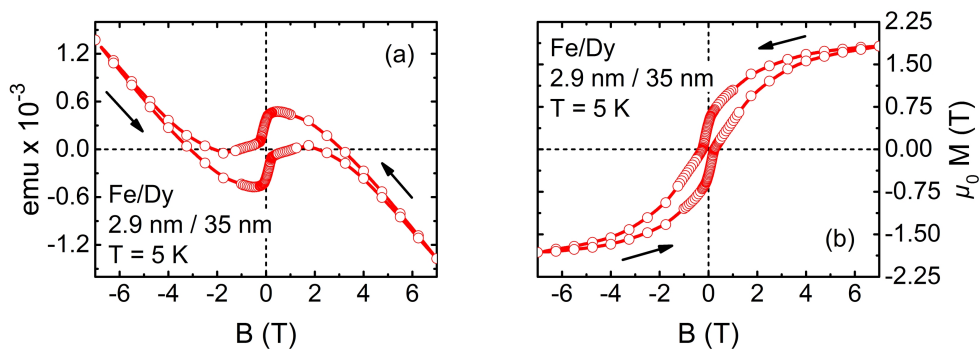


Abbildung 6.2: (a) SQUID-Hysteresekurve eines Fe/Dy Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy, aufgenommen für $T = 5$ K. Der Graph zeigt die Rohdaten (in emu). (b) SQUID-Hysteresekurve des Fe/Dy Bilayer, welche um den diamagnetischen Anteil (resultierend aus der Referenzmessung) bereinigt wurde. Abbildung nach [32].

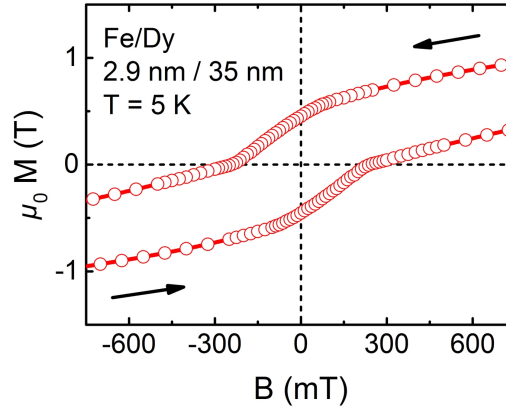


Abbildung 6.3: Vergrößerter Ausschnitt der SQUID-Hysteresekurve des Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Dy) in Abbildung 6.2 (b).

Analog zur SQUID-Messung der Dy-Schicht (siehe Abbildung 5.3) zeigt auch der Fe/Dy Bilayer bei ± 7 T keine Sättigung. Die ermittelte Magnetisierung beträgt $\mu_0 M(7 \text{ T}) = 1.82 \text{ T}$ und ist geringfügig kleiner als für Dy (1.95 T). In der vergrößerten Darstellung in Abbildung 6.3 ist deutlich ersichtlich, dass der Fe/Dy Bilayer ferromagnetische Hysterese mit einer Remanenz von $\mu_0 M_r = 455 \text{ mT}$ aufweist. Das für den Fe/Dy Bilayer ermittelte Koerzitivfeld von $|B_{\text{coerc}}| = 225 \text{ mT}$ ist zwei Größenordnungen höher als der für den Fe Single Layer ermittelte Wert (2.7 mT, siehe Abschnitt 4.2.1), jedoch geringer als das Koerzitivfeld der Dy-Schicht (1150 mT, siehe Abschnitt 5.2.1).

Wie in Abschnitt 2.3.4 erläutert, hängt im *Exchange Spring* Modell der Grad der magnetischen Kopplung davon ab, ob die Dicke der weichmagnetischen Schicht kleiner ist („optimale Geometrie“) oder größer ist („nicht-optimale Geometrie“) als die Domänenwanddicke der hartmagnetischen Schicht [33, 34, 63]. Für die optimale Geometrie sind beide Schichten vollständig gekoppelt, im Fall der nicht-optimalen Geometrie ist das Koerzitivfeld der gekoppelten weichmagnetischen Schicht geringer als das der hartmagnetischen Schicht.

In diesem Zusammenhang konnten Egami und Graham [190] zeigen, dass für einkristallines Dy rechnerisch (bei 0 K) die Domänenwanddicke 7 Atomlagen beträgt, was $\delta_0(\text{Dy}) \approx 2 \text{ nm}$ entspricht. Somit gilt $t_{\text{Fe}} > \delta_0(\text{Dy})$, und es würde sich um eine „nicht-vollständige Kopplung“ der Fe-Schicht handeln. Dadurch ist das Koerzitivfeld der Fe-Schicht, wie experimentell auch beobachtet wird, deutlich höher als das der ungekoppelten Fe-Schicht, jedoch kleiner als das der hartmagnetischen Dy-Schicht.

Diese Annahme wird zudem dadurch unterstützt, dass für den charakterisierten Fe/Dy Bilayer die Hysteresekurve / Entmagnetisierungskurve im zweiten Quadranten konkav ist, d.h. nach innen gewölbt ist⁵. Wie in Abschnitt 2.3.4

⁵ Im Gegensatz hierzu zeigt beispielsweise die Dy-Hysteresekurve im zweiten Quadranten eine konvexe Wölbung (siehe Abbildung 5.3.)

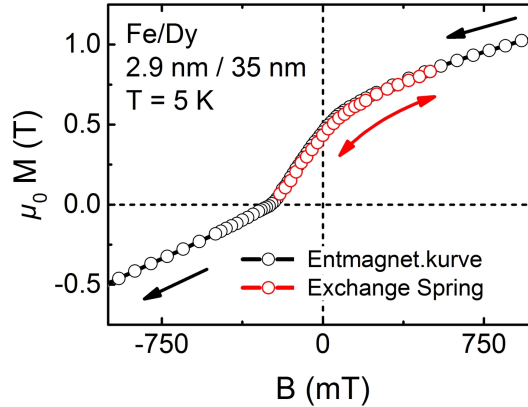


Abbildung 6.4: *Exchange Spring* Messung mittels SQUID bei 5 K an einem Fe/Dy Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy. Für die Messung wurde das Magnetfeld bis auf -200 mT erniedrigt, und anschließend auf 750 mT gefahren. Auf Grund der *Exchange Spring* Kopplung kann dieser Teil der Entmagnetisierungskurve reversibel durchlaufen werden.

erörtert, wird dieses Verhalten nur bei nicht-vollständiger Kopplung beobachtet [vergleiche auch Abbildung 2.13 (a)]. Eine vergleichbare Form der Hysteresekurve konnte auch von Tamion *et al.* [168–170] für einen bei Raumtemperatur gewachsenen Fe (3 nm) / Dy (2 nm) *Multilayer* gemessen werden⁶. In dieser Studie zeigt die Dy-Schicht ebenfalls (für ± 5 T) keine Sättigung.

Die magnetische Kopplung im Fe/Dy *Bilayer* wurde zudem mit Hilfe von *Exchange Spring* Messungen untersucht (siehe hierzu auch Abschnitt 2.3.4). Hierbei wurde das Magnetfeld bis -200 mT erniedrigt, und anschließend wieder erhöht. Wie in Abbildung 6.4 zu erkennen ist, kann die *Exchange Spring* Kurve reversibel durchlaufen werden. Ursächlich hierfür ist die magnetische Kopplung an der Fe/Dy Grenzfläche. Im Gegenfeld richten sich magnetischen Momente der gekoppelten Fe-Schicht zunächst entlang des Magnetfelds aus. Wird dieses jedoch wieder erniedrigt, wirkt die magnetische Kopplung durch die hartmagnetische Dy-Schicht, ähnlich einer mechanischen Feder, wie eine rückstellende Kraft auf die Fe-Momente. Daher kann in *Exchange Spring* Systemen die Entmagnetisierungskurve, im Gegensatz zu konventionellen Magneten, reversibel bis zum kritischen Feld durchlaufen werden⁷.

Die hier präsentierten SQUID-Messungen zeigen somit typische Charakteristika, wie sie für eine *Exchange Spring* Kopplung zwischen der weichmagnetischen Fe-Schicht und der hartmagnetischen Dy-Schicht zu erwarten sind. Das ermit-

⁶ Anmerkung: der originäre Fokus in den Studien von Tamion *et al.* liegt nicht auf der Untersuchung der *Exchange Spring* Kopplung, sondern wie eingangs erwähnt auf der Untersuchung der PMA.

⁷ Das kritische Feld ist im Modell von Kneller und Hawig [33, 34] das Magnetfeld, ab dem die 180°-Dönanenwände in der weichmagnetischen Schicht auch in die hartmagnetische Schicht eindringen.

telte Koerzitivfeld des Fe/Dy *Bilayer* kann folglich der Fe-Schicht zugeordnet werden. Durch die *Exchange Spring* Kopplung an der Fe/Dy Grenzfläche ist die Fe-Schicht magnetisch gekoppelt, wodurch das Koerzitivfeld der Fe-Schicht deutlich erhöht werden kann. Die im nachfolgenden Abschnitt 6.2.2 an einem identisch gewachsenen, mikrostrukturierten *Bilayer* gezeigten Magnetotransportmessungen, erlauben hier eine noch genauere Analyse der magnetischen Kopplung.

6.2.2 Charakterisierung mittels Magnetotransportmessungen bei 4.2 K

In diesem Abschnitt werden die an strukturierten Fe/Dy *Bilayer* durchgeführten Magnetotransportmessungen für 4.2 K analysiert. Die Fe/Dy *Bilayer* wurden mit der gleichen Schichtfolge gewachsen wie die im vorherigen Abschnitt mittels SQUID charakterisierte Probe (2.9 nm Fe / 35 nm Dy). Die Streifenbreite beträgt 3 μm , 2 μm und 750 nm, wobei die lange Achse der Streifen entlang der [110] Richtung orientiert ist. Magnetotransportmessungen mit einer identisch präparierten Probe, bei der die lange Achse der Streifen jedoch entlang $[1\bar{1}0]$ orientiert ist, sind im Anhang in Abschnitt C.1 zu finden.

Zielsetzung der hier durchgeführten Magnetotransportmessungen ist es einerseits, die durch SQUID-Messungen festgestellte *Exchange Spring* Kopplung zwischen der Fe-Schicht und der Dy-Schicht und die damit einhergehende Erhöhung des Koerzitivfelds der Fe-Schicht zu verifizieren. Andererseits kann mit Hilfe der Magnetotransportmessungen zusätzlich untersucht werden, ob die kritischen Felder ($B_{x/y,crit}$) der Fe-Schicht durch die Kopplung ebenfalls erhöht sind. Dabei findet das für strukturierte Fe-Schichten (siehe Abschnitt 4.2.2) und Dy-Schichten (siehe Abschnitt 5.2.2) erarbeitete Schema zur Analyse und Auswertung der Magnetotransportdaten Anwendung. Die nachfolgenden Auswertungen der Messdaten zeigen, dass dadurch der Magnetisierungszustand (Koerzitivfeld, kritisches Feld) der Fe-Schicht eindeutig identifiziert werden kann. Da die mikrostrukturierten Fe/Dy *Bilayer* eine Geometrie besitzen, welche vergleichbar ist mit in der Spinelektronik eingesetzten ferromagnetischen Elektroden, können aus den hier vorgestellten Experimenten direkt Aussagen über entsprechende Applikationen (z.B. für Spininjektion und -detektion, insbesondere für die elektrische Detektion des Spin-Hall-Effekts [29–31]) abgeleitet werden.

Um die im Rahmen der Magnetwiderstandsmessungen erhaltenen Daten interpretieren zu können, ist zunächst eine elektrische Betrachtung des Fe/Dy *Bilayer* notwendig. Prinzipiell kann der *Bilayer*, unter Vernachlässigung von Grenzflächeneffekten und -widerständen, als reine elektrische Parallelschaltung der Fe-Schicht und der Dy-Schicht betrachtet werden, für die $U_{Fe} = U_{Dy}$ gilt. Somit folgt für das Verhältnis der elektrischen Ströme:

$$\frac{I_{Fe}}{I_{Dy}} = \frac{R_{Dy}}{R_{Fe}}. \quad (6.1)$$

Der Widerstand der Fe-Schicht R_{Fe} bzw. der Dy-Schicht R_{Dy} wird aus der Messung des 4-Punkt Widerstands der entsprechenden Einzelschicht-Proben

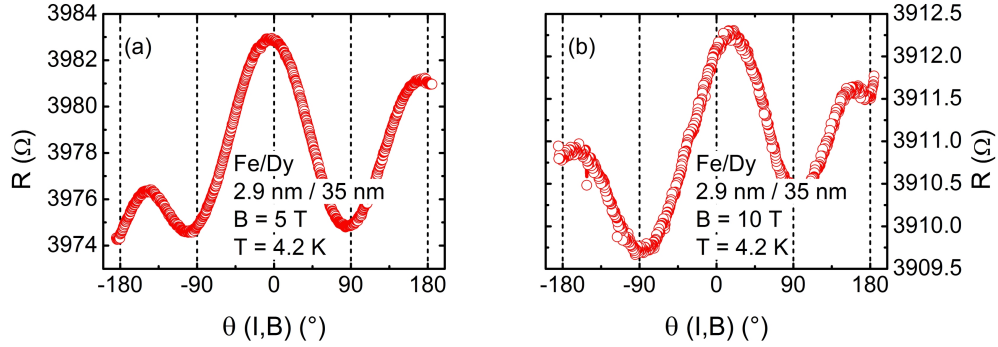


Abbildung 6.5: Magnetfeld-Kreissweeps an einem strukturierten Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Dy, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[110]$) mit einem konstanten Magnetfeld von (a) 5 T und (b) 10 T.

bestimmt. Für den hier charakterisierten *Bilayer* sind die elektrischen 4-Punkt Widerstände beider Schichten etwa gleich groß, so dass sich der elektrische Strom von 50 μA annähernd zur Hälfte auf die Fe-Schicht ($I_{Fe} = 23.5 \mu\text{A}$) und die Dy-Schicht ($I_{Fe} = 26.5 \mu\text{A}$) aufteilt (vergleiche auch Tabelle 6.7).

Im Rahmen weiterer Messungen (siehe Abschnitt 6.4) wird die Fe-Schichtdicke und damit auch der Widerstand der Fe-Schicht $R_{Fe}(t_{Fe})$ variiert. Hier kann gezeigt werden, dass der gemessene 4-Punkt Widerstand des *Bilayer* einerseits mit der Fe-Schichtdicke skaliert, und andererseits mit einer Parallelschaltung gut abgebildet werden kann (siehe Abbildung 6.26 und Tabelle 6.7), was die Gültigkeit der obigen Annahme zeigt.

6.2.2.1 Magnetfeld-Kreissweep

Die Winkelabhängigkeit des Magnetwiderstands des Fe/Dy *Bilayer* für einen Magnetfeld-Kreissweep mit einem Magnetfeld von 10 T und 5 T ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Auf Grund der vorherigen Betrachtung der Stromflüsse kann hier eine Überlagerung des positiven AMR-Widerstands der Fe-Schicht [$\cos^2(\theta)$, siehe Abbildung 4.4] und des negativen AMR-Widerstands der Dy-Schicht [$\sin^2(\theta)$, siehe Abbildung 5.4] angenommen werden.

Magnetotransportmessungen der Dy-Schicht in Abschnitt 5.2.2 haben gezeigt, dass die Dy-Schicht für Magnetfelder kleiner als 10 T magnetisch noch nicht gesättigt ist, und entsprechend kein periodisches AMR-Signal beobachtet werden kann. Die Messung am Fe/Dy *Bilayer* für 5 T in Abbildung 6.5 (a) setzt sich daher aus der von der Fe-Schicht induzierten $\cos^2(\theta)$ Modulation des Widerstands (erkennbar für $0^\circ < \theta < 180^\circ$), und dem nicht-periodischen Anteil der Dy-Schicht (vergleiche auch Abbildung 5.5) zusammen. Auch für ein Magnetfeld von 10 T, dargestellt in Abbildung 6.5 (b), scheint die Dy-Schicht noch nicht komplett gesättigt zu sein, da auch hier noch ansatzweise eine $\cos^2(\theta)$ Modulation, induziert durch die Fe-Schicht, erkennbar ist. Ursächlich hierfür könnten die abweichenden Wachstumsbedingungen (Dy auf Fe) im Vergleich zu den auf GaAs-Substraten gewachsenen Dy-Schichten sein.

6.2.2.2 Ermittlung des Koerzitivfelds

Zur Bestimmung des Koerzitivfelds des Fe/Dy *Bilayer* wird das Magnetfeld in der Probenebene parallel bzw. quer zur langen Achse des Streifens appliziert, von +10 T nach -10 T gesweept (*Downsweep*) und anschließend wieder zurück auf +10 T (*Upsweep*) gefahren. Durch Vergleich mit den entsprechenden Magnetotransportdaten der strukturierten Fe-Schicht bzw. Dy-Schicht können die jeweiligen Beiträge zum gesamten Magnetwiderstand des *Bilayer* zugeordnet werden. Die so analysierten Daten werden zudem mit den Resultaten der SQUID-Messung im vorherigen Abschnitt verglichen.

Koerzitivfeld parallel zur langen Achse des Streifens

Abbildung 6.6 (a) zeigt die Magnetotransportmessung zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{x,coerc}$. Der Verlauf des Magnetwiderstands mit B_x zeigt große Ähnlichkeit mit den Daten der entsprechenden Messungen an strukturierten Dy-Schichten (vergleiche Abbildung 5.6). Während des *Downsweep* von +10 T nach -10 T nimmt der Widerstand bis zum Wendepunkt bei $B_x = -1025$ mT ab, und bis -10 T wieder zu. Für den spiegelsymmetrischen *Upsweep* liegt der Wendepunkt entsprechend bei +1025 mT. Ursächlich für die Änderung des Magnetwiderstands ist der NMR-Effekt.

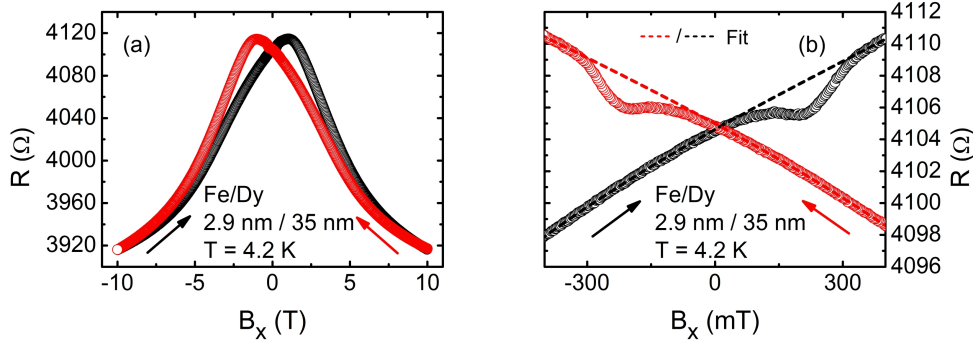


Abbildung 6.6: (a) Magnetotransportmessung an einem strukturierten Fe/Dy *Bilayer* (2.9 nm Fe / 35 nm Dy, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu [110]) zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{x,coerc}$. Das Magnetfeld wird parallel zur langen Achse des Streifens appliziert. (b) Vergrößerte Darstellung der Magnetotransportmessung. Das durch den NMR-Effekt induzierte Signal kann mit einem Polynom gefittet werden (durchgezogene Linie). Abbildungen nach [32, 84].

Anhand der Analyse der Magnetotransportdaten der Dy-Schicht in Abschnitt 5.2.2 kann der Wendepunkt dem Koerzitivfeld der Dy-Schicht zugeordnet werden. Für den charakterisierten *Bilayer* gilt somit $|B_{x,coerc}(\text{Dy})| = 1025$ mT. Im Vergleich zur auf GaAs gewachsenen Dy-Schicht (1150 mT) ist das Koerzitivfeld der Dy-Schicht etwas geringer, was mutmaßlich auf die unterschiedlichen Wachstumsbedingungen zurückgeführt werden kann. Zudem ist die gewachsene

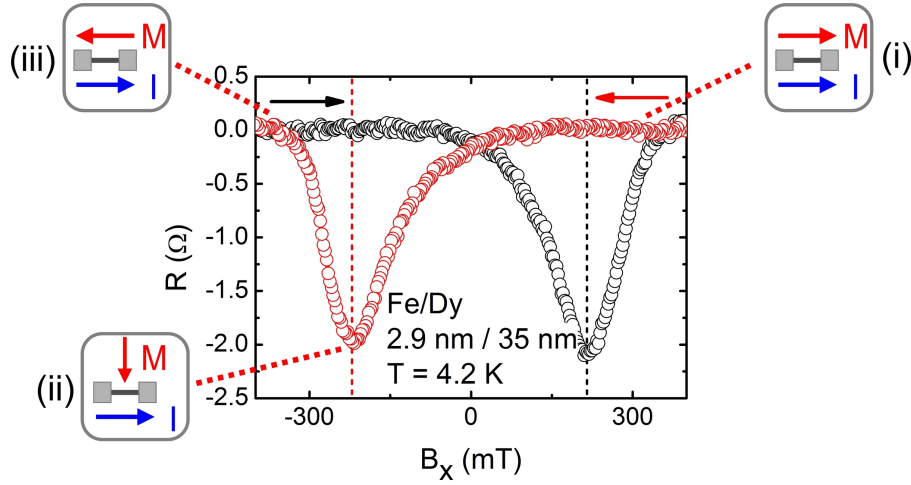


Abbildung 6.7: Magnetotransportmessung aus Abbildung 6.6 nach Subtraktion des gefitteten NMR-Signals. Mit Hilfe des AMR-Effekts kann das Koerzitivfeld $|B_{x,coerc}(Fe)| = 217 \text{ mT}$ der Fe-Schicht (gestrichelte Linien, jeweils für Up- bzw. Downsweep) aus dem Minimum des Magnetwiderstands bestimmt werden. Das so ermittelte Koerzitivfeld ist deutlich höher als das der reinen Fe-Schicht (9.3 mT , siehe Abbildung 4.6 und Tabelle 4.1). Die Insets zeigen den Magnetisierungszustand der Fe-Schicht abhängig vom äußeren Magnetfeld B_x .

Dy-Schicht (35 nm) dünner⁸, wodurch der Einfluss des Dy-Wachstums in *fcc* Struktur an der Fe/Dy Grenzfläche (mit entsprechend verringertem Koerzitivfeld) größer wird.

Die vergrößerte Darstellung der Magnetotransport-Messung in Abbildung 6.6 (b) zeigt, im Gegensatz zu den Messungen an den strukturierten Dy-Schichten, sowohl für den *Downsweep*, als auch für den *Upsweep*, eine Abnahme des Magnetwiderstands bei ungefähr $|B_x| = 220 \text{ mT}$. Der Verlauf der Widerstandsänderung von einem relativen Maximum zu einem relativen Minimum (und zurück) konnte hingegen für die Koerzitivfeldmessungen an strukturierten Fe-Proben (vergleiche Abbildung 4.5) beobachtet werden. Um die durch den AMR-Widerstand der Fe-Schicht induzierte Widerstandsänderung zu analysieren, wird das in Abschnitt 4.2.2 für die Fe-Schicht erarbeitete Schema angewendet.

Hierfür wird zunächst der Beitrag des NMR-Effekts zum Magnetwiderstand mit einem entsprechenden Polynom gefittet (gestrichelte Linie). Anschließend wird der Fit vom gesamten Magnetwiderstand subtrahiert. Das so erhaltene Signal ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Der Verlauf des Widerstands mit B_x kann für den *Downsweep* wie folgt erläutert werden [32, 84].

(i) Die Magnetisierungsachse der Fe-Schicht ist parallel zum applizierten Mag-

⁸ Experimentell hat sich gezeigt, dass die gewählte Dy-Dicke von 35 nm auf Grund der sich daraus ergebenden Fe/Dy Widerstandskombination für Magnetotransportmessungen am geeignetsten ist, da mit dieser die Änderung des Fe-Magnetwiderstands optimal detektiert werden kann.

netfeld B_x und damit parallel zur langen Achse des Streifens ausgerichtet. Damit gilt $\vec{M} \parallel \vec{I}$, was einem Maximum des AMR-Signals der Fe-Schicht entspricht (in diesem Fall 0Ω).

(ii) Im Gegenfeld reorientiert sich die Magnetisierung der Fe-Schicht und rotiert in der xy -Probenebene. Damit gilt $\vec{M} \nparallel \vec{I}$, was das experimentell beobachtete Absinken des AMR-Widerstands ($R < 0 \Omega$) mit steigendem negativem B_x erklärt. Der AMR-Widerstand der Fe-Schicht ist minimal (ii), wenn die Magnetisierungsachse quer zur Streifenachse, d.h. parallel zur y -Achse liegt.

(iii) Die Magnetisierungsachse orientiert sich schließlich parallel zum Gegenfeld, d.h. entlang der $-x$ -Richtung. Dadurch steigt der AMR-Widerstand der Fe-Schicht wieder an und ist maximal (0Ω), wenn die Magnetisierungsachse parallel zur langen Achse des Streifens ist ($-x$ -Richtung, \vec{M} antiparallel zu \vec{I}).

Aus dem Minimum des AMR-Widerstands kann somit das Koerzitivfeld der Fe-Schicht ermittelt werden, welches für den *Downsweep* und *Upsweep* gleichermaßen $|B_{x,coerc}(\text{Fe})| = 217 \text{ mT}$ beträgt. Auf Grund des negativen AMR-Effekt der Dy-Schicht kann hier ausgeschlossen werden, dass die Widerstandsänderung von der Dy-Schicht induziert wird, da sonst ein entgegengesetzter Widerstandsverlauf zu beobachten wäre (Übergang von einem Minimum zu einem Maximum des Widerstands und zurück). Im Vergleich zum im Abschnitt 4.2.2 charakterisierten Fe-Streifen mit gleicher Streifenbreite ($|B_{x,coerc}(\text{Fe})| = 11.3 \text{ mT}$, siehe Tabelle 6.1) ist das Koerzitivfeld durch die *Exchange Spring* Kopplung mit der hartmagnetischen Dy-Schicht um den Faktor 19 erhöht.

Mit Hilfe der durchgeführten Magnetotransportmessungen kann eindeutig der Magnetisierungszustand und damit das Koerzitivfeld der Fe-Schicht identifiziert werden. Dieses stimmt mit dem in den SQUID-Messungen ermittelten Koerzitivfeld des unstrukturierten Fe/Dy *Bilayer* überein (225 mT), wodurch nochmals bestätigt wird, dass dieses eindeutig der Fe-Schicht zugewiesen werden kann. Beide Messmethoden zeigen, dass durch *Exchange Spring* Kopplung an der Fe/Dy Grenzfläche das Koerzitivfeld der Fe-Schicht deutlich erhöht wird. Durch *Shape Anisotropy* kann das Koerzitivfeld der gekoppelten Fe-Schicht weiter erhöht werden (242 mT für 750 nm Streifenbreite), wie die Werte in Tabelle 6.1 zeigen.

Die Erhöhung des Fe-Koerzitivfelds wird auch durch die elektrische Betrachtung des *Bilayer* deutlich. Durch die Betrachtung der Magnetwiderstandsverläufe der einzelnen, ungekoppelten Schichten (Fe: Abbildung 4.5, Dy: Abbildung 5.5) als elektrische Parallelschaltung⁹ kann der Verlauf des Magnetwiderstands des Fe/Dy *Bilayer* „simuliert“ werden, welcher ohne Grenzflächeneffekte und Kopplung zu erwarten wäre.

Abbildung 6.8 (a) zeigt sowohl den Magnetwiderstand des Fe/Dy *Bilayer* (rote Kurve), als auch den Magnetwiderstand, der wie oben beschrieben aus der Parallelschaltung des Fe-Magnetwiderstands und des Dy-Magnetwiderstands berechnet wurde (blaue Kurve). Die „simulierte“ Fe/Dy Kurve reproduziert, vor allem im Bereich um $\pm 2 \text{ T}$, den Verlauf der real gemessenen Kurve gut und

⁹ Die Berechnung erfolgt durch $(R_{Fe/Dy}(B_x))^{-1} = (R_{Fe}(B_x))^{-1} + (R_{Dy}(B_x))^{-1}$.

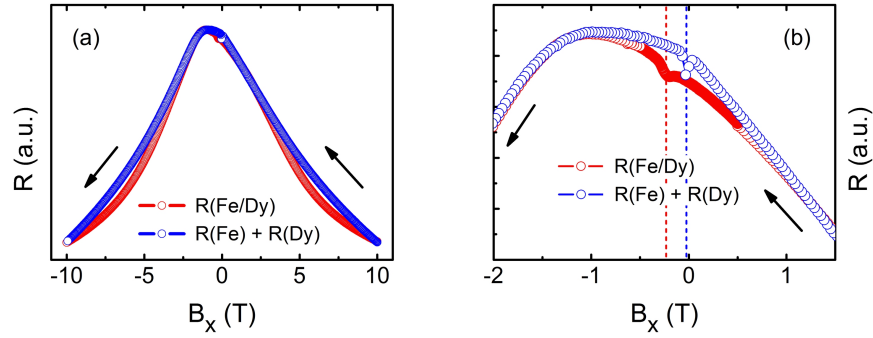


Abbildung 6.8: (a) Magnetfeldabhängiger Widerstand des Fe/Dy Bilayer (rote Linie) aus Abbildung 6.6. Zudem ist der magnetfeldabhängige Widerstand, welcher aus der Betrachtung des Fe-Signals und des Dy-Signals als elektrische Parallelschaltung beider Schichten berechnet werden kann, abgebildet (blaue Linie). (b) Die vergrößerte Darstellung zeigt, dass das Koerzitivfeld der Fe-Schicht im Fe/Dy Bilayer (rote gestrichelte Linie) deutlich höher ist im Vergleich zum Fe-Koerzitivfeld der reinen elektrischen Parallelschaltung (blaue gestrichelte Linie).

bestätigt, dass die Annahme der elektrischen Parallelschaltung beider Schichten sinnvoll ist. Der Vergleich beider Kurven in der vergrößerten Darstellung in (b) zeigt jedoch, dass für die reine Parallelschaltung beider Schichten (blaue gestrichelte Linie) eine Erhöhung des Fe-Koerzitivfelds (rote gestrichelte Linie) nicht beobachtet werden kann. Dies demonstriert, dass die *Exchange Spring* Kopplung der Fe-Schicht durch die Wechselwirkung an der Fe/Dy Grenzfläche induziert wird, und im Fall der nicht wechselwirkenden Schichten (reine elektrische Parallelschaltung) nicht auftritt.

Koerzitivfeld quer zur langen Achse des Streifens

Abbildung 6.9 (a) zeigt die Magnetotransportmessung zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{y,coerc}$. Auch hier entspricht der Verlauf des Magnetwiderstands mit B_y im Wesentlichen den Daten der entsprechenden Messungen an strukturierten Dy-Schichten (vergleiche Abbildung 5.7). Der Wendepunkt des *Downsweep* und des *Upsweep* liegen bei $|B_y| = 815$ mT, woraus sich das Koerzitivfeld der Dy-Schicht zu $|B_{y,coerc}(Dy)| = 815$ mT ergibt.

Die vergrößerte Darstellung der Magnetotransport-Messung in Abbildung 6.9 (b) zeigt, im Gegensatz zu den Messungen an den strukturierten Dy-Schichten, einen lokalen „Peak“ im Magnetwiderstand bei ungefähr $|B_x| = 200$ mT. Auf Grund des Widerstandsverlauf kann die Änderung des Magnetwiderstands eindeutig der Fe-Schicht zugeordnet werden, wie der Vergleich mit den entsprechenden Daten in Abschnitt 4.2.2, Abbildung 4.7 zeigt. Analog zur Auswertung für B_x wird auch hier das durch den NMR-Effekt induzierte Signal mit einem Polynom gefittet (gestrichelte Linien), und anschließend vom Magnetwiderstand subtrahiert. Das so erhaltene Signal ist in Abbildung 6.10 dargestellt.

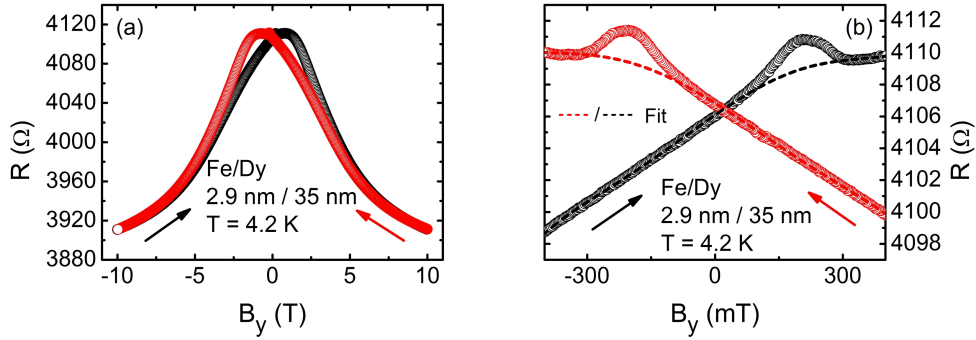


Abbildung 6.9: (a) Magnetotransportmessung an einem strukturierten Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Dy, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu [110]) zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{y,\text{coerc}}$. Das Magnetfeld wird in der Probenebene quer zur langen Achse des Streifens appliziert. (b) Vergrößerte Darstellung der Magnetotransportmessung. Das durch den NMR-Effekt induzierte Signal kann mit einem Polynom gefittet werden (durchgezogene Linie). Abbildungen nach [84].

Für die Bestimmung des Koerzitivfelds der Fe-Schicht wird angenommen, dass die Magnetisierungsachse während des Ummagnetisierungsprozesses in der yx -Probenebene von der $+y$ -Richtung in die $-y$ -Richtung rotiert [32, 84].

(i) Für hohe Magnetfelder B_y ist die Magnetisierungsachse der Fe-Schicht quer zum Streifen ausgerichtet. Damit gilt $\vec{M} \perp \vec{I}$, was einem Minimum des AMR-Signals der Fe-Schicht entspricht (in diesem Fall 0Ω).

(ii) Im Gegenfeld reorientiert sich die Magnetisierung und rotiert in der yx -Probenebene. Damit ist \vec{M} nicht länger senkrecht zu \vec{I} und der Winkel $\theta(\vec{M}, \vec{I})$ nimmt ab, wodurch der AMR-Widerstand der Fe-Schicht ansteigt ($R > 0 \Omega$). Dieser ist dann maximal (ii), wenn die Magnetisierungsachse der Fe-Schicht parallel zur x -Achse liegt und damit \vec{M} parallel (oder antiparallel) zu \vec{I} ist. Aus dem Maximum des AMR-Widerstands kann daher das Koerzitivfeld $B_{y,\text{coerc}}$ (Fe) der Fe-Schicht ermittelt werden

(iii) Die Magnetisierungsachse orientiert sich schließlich parallel zum Gegenfeld, d.h. entlang der $-y$ -Richtung. Dadurch sinkt der AMR-Widerstand wieder und ist minimal (0Ω), wenn die Fe-Magnetisierungsachse senkrecht zu \vec{I} und damit senkrecht zur langen Achse des Streifens liegt ($-y$ -Richtung).

Das aus dem Maximum des Magnetwiderstands ermittelte Koerzitivfeld der Fe-Schicht $B_{y,\text{coerc}}$ (Fe) des *Downsweep* (rote, gestrichelte Linien) beträgt 204.5 mT, für den spiegelsymmetrischen *Upsweep* ergibt sich der gleiche Wert (schwarze, gestrichelte Linie).

Auf Grund des negativen AMR-Effekt der Dy-Schicht kann hier ausgeschlossen werden, dass die Widerstandsänderung von der Dy-Schicht induziert wird, da sonst ein entgegengesetzter Widerstandsverlauf zu beobachten wäre (Übergang von einem Maximum zu einem Minimum des Widerstands und zurück). Im Vergleich zum im Abschnitt 4.2.2 charakterisierten Fe-Streifen mit gleicher

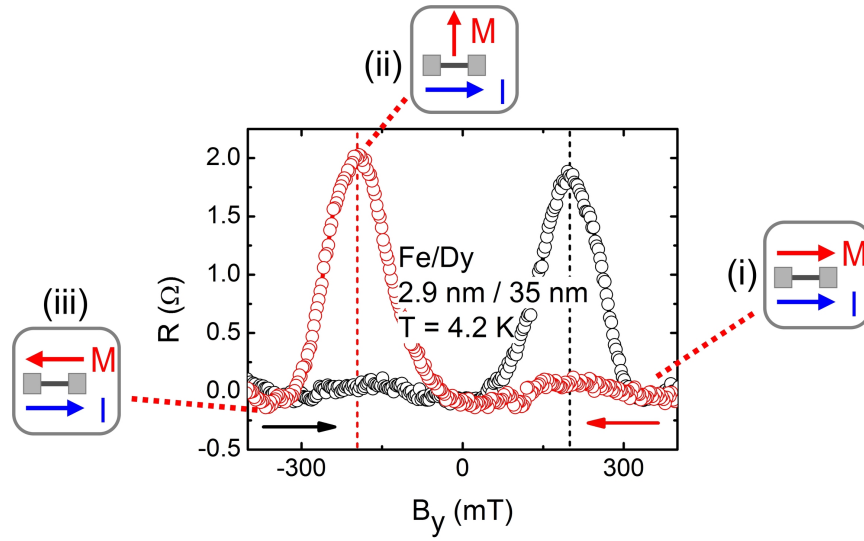


Abbildung 6.10: Magnetotransportmessung aus Abbildung 6.9 nach Subtraktion des gefitteten NMR-Signals. Mit Hilfe des AMR-Effekts kann das Koerzitivfeld $|B_{y,coerc}(Fe)| = 204.5$ mT der Fe-Schicht (gestrichelte Linien, jeweils für Up- bzw. Downsweep) aus dem Minimum des Magnetwiderstands bestimmt werden. Das so ermittelte Koerzitivfeld ist deutlich höher als das der reinen Fe-Schicht (9.6 mT, siehe Abbildung 4.7 und Tabelle 4.1). Die Insets zeigen den Magnetisierungszustand der Fe-Schicht abhängig vom äußeren Magnetfeld B_y .

Streifenbreite (11.1 mT, siehe Tabelle 6.1) ist auch hier das Koerzitivfeld durch die *Exchange Spring* Kopplung deutlich erhöht (Faktor 18).

6.2.2.3 Ermittlung des kritischen Felds

Zur Bestimmung des kritischen Felds des Fe/Dy *Bilayer* wird mit einem Magnetfeld von 10 T die Magnetisierungsachse parallel (bzw. quer) zur langen Achse des Streifens orientiert. Anschließend wird das Magnetfeld auf Null zurückgeführt und quer (bzw. parallel) zur langen Achse appliziert. Durch Vergleich mit den entsprechenden Magnetotransportdaten der strukturierten Fe-Schicht und Dy-Schicht können die jeweiligen Beiträge zum gesamten Magnetwiderstand des *Bilayer* zugeordnet werden. Aus der Analyse der Magnetotransportdaten kann somit das kritische Feld $B_{x,crit}$ bzw. $B_{y,crit}$ des *Bilayer* ermittelt werden.

Vormagnetisierung parallel zur langen Achse des Streifens

Abbildung 6.11 (a) zeigt die Magnetotransportmessung am Fe/Dy *Bilayer* zur Ermittlung des kritischen Felds $B_{x,crit}$. Der prinzipielle Verlauf des Magnetwiderstands mit B_y weist, wie bereits in den Messungen zur Ermittlung des Koerzitivfelds, eine Ähnlichkeit mit der entsprechenden Messung an strukturierten Dy-Schichten auf (vergleiche Abbildung 5.8).

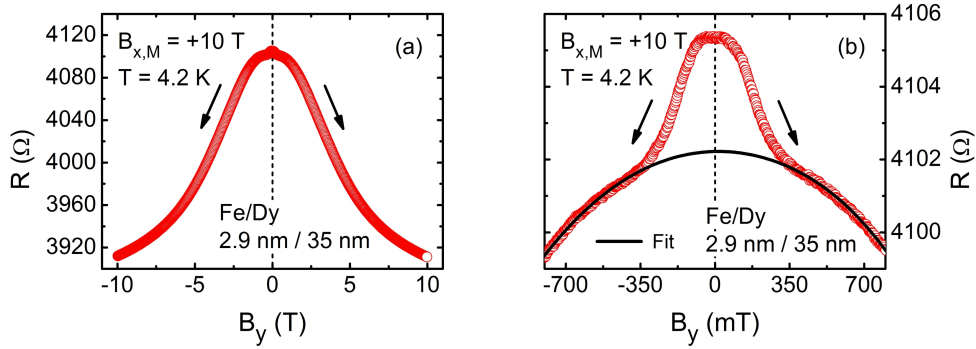


Abbildung 6.11: (a) Magnetotransportmessung an einem strukturierten Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Au, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[110]$) zur Ermittlung des kritischen Felds $B_{x,crit}$. Vor Beginn der Messung wird die Magnetisierung des Streifens entlang der x -Achse ausgerichtet. Anschließend wird das Magnetfeld quer zum Streifen appliziert und von 0 T auf $B_y = +10$ T oder $B_y = -10$ T gefahren. (b) Vergrößerte Darstellung der Magnetotransportmessung. Das durch den NMR-Effekt induzierte Signal kann mit einem Polynom gefittet werden (durchgezogene Linie). Abbildungen nach [32, 84].

Die vergrößerte Darstellung in (b) zeigt jedoch, im Gegensatz zu den Messungen an strukturierten Dy-Schichten, ein Maximum bei 0 mT. Für Dy-Schichten konnte hier ein lokales Minimum beobachtet werden. Mit steigendem $|B_y|$ nimmt der Magnetwiderstand des Fe/Dy Bilayer ab, wobei die Abnahme des Magnetwiderstands zwischen ± 350 mT am stärksten ist. Anhand des beobachteten Signalverlaufs kann ausgeschlossen werden, dass die Änderung des Magnetwiderstands im Bereich von ± 350 mT durch den AMR-Widerstand der Dy-Schicht induziert wird (vergleiche Abbildung 5.8). Der prinzipielle Verlauf der Magnetwiderstandsänderung (Übergang Maximum auf relatives Minimum) stimmt jedoch mit dem Signalverlauf überein, welcher für die Messung an strukturierten Fe-Schichten ermittelt wurde, wie der Vergleich mit Abbildung 4.8 zeigt.

Zur Auswertung der Magnetotransportdaten wird zunächst das durch den NMR-Effekt induzierte Signal mit einem Polynom gefittet (durchgezogene Linie), und anschließend subtrahiert. Aus der so erhaltenen Kurve, dargestellt in Abbildung 6.12, kann mit der Hilfe des in Abschnitt 4.2.2 für Fe-Schichten erarbeiteten Schemas das kritische Feld $B_{x,crit}$ der Fe-Schicht bestimmt werden (vergleiche auch Insets) [32, 84].

(i) Für $B_y = 0$ ist die Magnetisierungsachse der Fe-Schicht parallel zur langen Achse des Streifens orientiert ($\vec{M} \parallel \vec{I}$). Der AMR-Widerstand der Fe-Schicht ist daher maximal, und damit auch der gesamte Magnetwiderstand.

(ii) / (iii) Mit steigendem Magnetfeld $|B_y|$ nimmt der Magnetwiderstand rapide ab, da die Magnetisierung der Fe-Schicht von der x -Achse in Richtung der y -Achse rotiert. Hat sich die Magnetisierungsachse der Fe-Schicht größtenteils parallel zum Magnetfeld und damit quer zum Streifen orientiert, ist der AMR-Widerstand und damit auch der Magnetwiderstand minimal ($\vec{M} \perp \vec{I}$). Das kritische Feld $B_{x,crit}$ der Fe-Schicht kann somit aus dem Nulldurchgang der

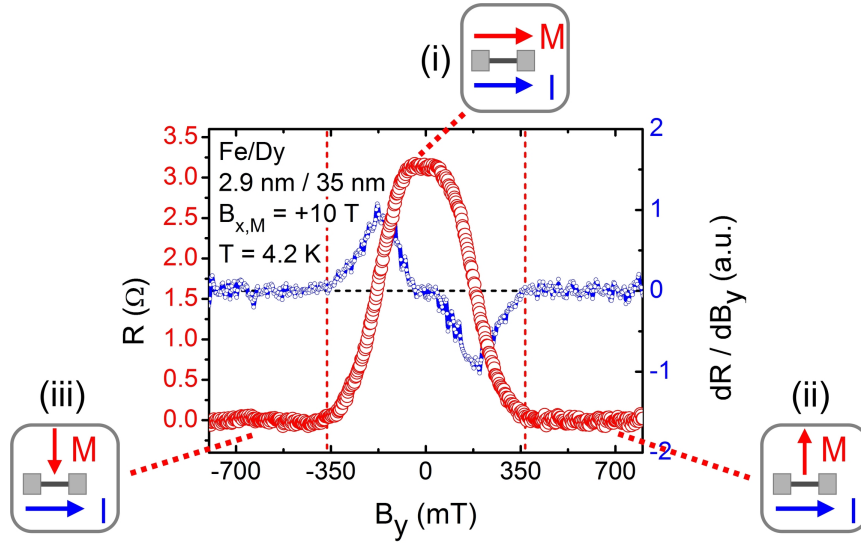


Abbildung 6.12: Magnetotransportmessung aus Abbildung 6.11 nach Subtraktion des gefitteten NMR-Signals. Mit Hilfe des AMR-Effekts kann das kritische Feld $|B_{x,crit}(Fe)| = 367$ mT der Fe-Schicht (gestrichelte Linien) aus dem Nulldurchgang der Ableitung dR/dB_y bestimmt werden. Die Insets zeigen den Magnetisierungszustand der Fe-Schicht abhängig vom äußeren Magnetfeld B_y .

Ableitung dR/dB_y (blaue Kurve) bestimmt werden.

Aus den vorliegenden Daten kann ein kritisches Feld der Fe-Schicht (gestrichelte Linien) von $|B_{x,crit}(Fe)| = 367$ mT ermittelt werden. Dieses ist ebenfalls deutlich höher (Faktor 14) als das der ungekoppelten Fe-Schicht (24.5 mT, siehe Tabelle 6.1).

Vormagnetisierung quer zur langen Achse des Streifens

In Abbildung 6.13 (a) ist die Magnetotransportmessung zur Ermittlung des kritischen Felds $B_{y,crit}$ des Fe/Dy Bilayer abgebildet. Auch hier weist der Verlauf des Magnetwiderstands mit B_x eine Ähnlichkeit mit der entsprechenden Messung an strukturierten Dy-Schichten auf (vergleiche Abbildung 5.10). Die vergrößerte Darstellung in (b) zeigt jedoch, im Gegensatz zu den Messungen an strukturierten Dy-Schichten, ein relatives Minimum bei 0 mT. Mit steigendem $|B_x|$ nimmt der Magnetwiderstand zu, und ist maximal für etwa ± 200 mT. Mit weiter ansteigendem $|B_x|$ nimmt der Magnetwiderstand schließlich wieder ab.

Auf Grund des Signalverlaufs kann ausgeschlossen werden, dass die Widerstandsänderung im Bereich von ± 200 mT durch den AMR-Widerstand der Dy-Schicht induziert wird, da sonst ein etwa 300 mT breites Plateau mit einer anschließenden Abnahme des Magnetwiderstands zu beobachten wäre (vergleiche Abbildung 5.10).

Der prinzipielle Signalverlauf (Übergang relatives Minimum auf Maximum)

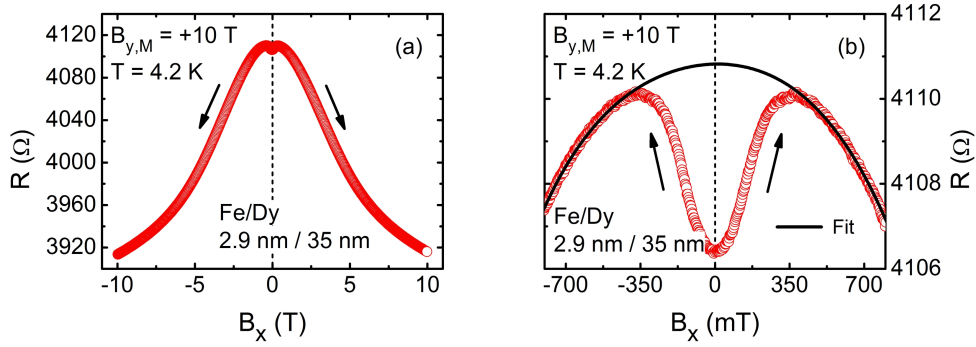


Abbildung 6.13: (a) Magnetotransportmessung an einem strukturierten Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Au, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[110]$) zur Ermittlung des kritischen Felds $B_{y,crit}$. (b) Vergrößerte Darstellung der Magnetotransportmessung. Das durch den NMR-Effekt induzierte Signal kann mit einem Polynom gefittet werden (durchgezogene Linie). Abbildungen nach [84].

stimmt jedoch auch hier mit der entsprechenden Messung an strukturierten Fe-Schichten überein, wie der Vergleich mit Abbildung 4.10 zeigt.

Das durch den NMR-Effekt induzierte Signal wird mit einem Polynom gefittet (durchgezogene Linie), und anschließend subtrahiert. Aus der so erhaltenen Kurve, dargestellt in Abbildung 6.14, kann mit der Hilfe des in Abschnitt 4.2.2 erarbeiteten Schemas das kritische Feld $B_{y,crit}$ (Fe) der Fe-Schicht bestimmt werden (vergleiche auch Insets) [32, 84].

(i) Für $B_x = 0$ ist die Magnetisierungsachse der Fe-Schicht quer zur langen Achse des Streifens orientiert ($\vec{M} \perp \vec{I}$). Der AMR-Widerstand der Fe-Schicht und damit auch der Magnetwiderstand sind minimal ($R < 0 \Omega$).

(ii) / (iii) Die Magnetisierung der Fe-Schicht rotiert mit steigendem Magnetfeld $|B_x|$ von der y -Achse ($\vec{M} \perp \vec{I}$, Minimum des AMR-Widerstands), in Richtung der x -Achse, d.h. parallel zum Streifen, wodurch der AMR-Widerstand ansteigt. Hat sich die Magnetisierungsachse größtenteils parallel zum Streifen orientiert, ist der AMR-Widerstand und damit auch der Magnetwiderstand maximal ($\vec{M} \parallel \vec{I}$). Das kritische Feld $B_{y,crit}$ der Fe-Schicht kann daher aus dem Maximum des AMR-induzierten Magnetwiderstands bestimmt werden. Dazu wird die Ableitung dR/dB_x des Magnetwiderstands betrachtet (blaue Kurve). Ist die Ableitung Null, ist der Beitrag des AMR-Widerstands zum Magnetwiderstand konstant. Aus den vorliegenden Daten lässt sich damit ein kritisches Feld von $|B_{y,crit}(\text{Fe})| = 204.5 \text{ mT}$ (gestrichelte Linien) bestimmen.

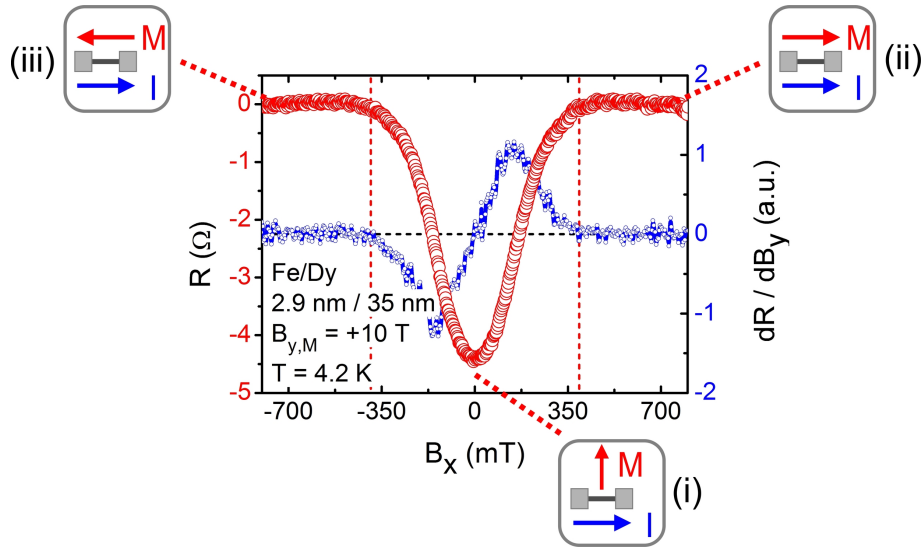


Abbildung 6.14: Magnetotransportmessung aus Abbildung 6.13 nach Subtraktion des gefitteten NMR-Signals. Mit Hilfe des AMR-Effekts kann das kritische Feld $|B_{y,crit}(Fe)| = 204.5 \text{ mT}$ der Fe-Schicht (gestrichelte Linien) aus dem Nulldurchgang der Ableitung dR/dB_x bestimmt werden. Die Insets zeigen den Magnetisierungszustand der Fe-Schicht abhängig vom äußeren Magnetfeld B_x .

Das so ermittelte kritische Feld ist auch hier deutlich höher als das kritische Feld der ungekoppelten Fe-Schicht (24.3 mT, siehe Tabelle 6.1).

6.2.2.4 Zusammenfassung der für 4.2 K durchgeführten Magnetotransportmessungen

In diesem Abschnitt wurde die *Exchange Spring* Kopplung in einem mikrostrukturierten Fe/Dy *Bilayer* (2.9 nm Fe / 35 nm Dy) mittels Magnetotransportmessungen bei 4.2 K untersucht. Mit Hilfe der (vereinfachten) Betrachtung als elektrische Parallelschaltung beider Schichten kann der gemessene Magnetwiderstand als Überlagerung der Magnetwiderstände beider Schichten interpretiert werden. Zudem ist der durch die Wechselwirkung an der Fe/Dy Grenzfläche resultierende Beitrag der *Exchange Spring* Kopplung zu berücksichtigen.

Für die Zuordnung und Auswertung der Daten findet das in den vorhergehenden Kapiteln für strukturierte Fe-Schichten und Dy-Schichten erarbeitete Schema Anwendung. Für alle Messungen (Koerzitivfeld, kritisches Feld) kann dadurch der Magnetisierungszustand der Fe-Schicht eindeutig bestimmt werden.

Die Daten in Tabelle 6.1 zeigen, dass im Fe/Dy *Bilayer* die Koerzitivfelder und kritischen Felder der Fe-Schicht durch *Exchange Spring* Kopplung, im Vergleich zur ungekoppelten Fe-Schicht, um mehr als eine Größenordnung erhöht sind.

Fe/Dy Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy

W	$ B_{x,coerc}(Fe) $	$ B_{y,coerc}(Fe) $	$ B_{x,crit}(Fe) $	$ B_{y,crit}(Fe) $
3 μm	212 mT	198 mT	339 mT	339 mT
2 μm	217 mT	204.5 mT	367 mT	372 mT
750 nm	242.5 mT	220.5 mT	416 mT	412 mT

Fe Single Layer mit 2.9 nm Fe

W	$ B_{x,coerc}(Fe) $	$ B_{y,coerc}(Fe) $	$ B_{x,crit}(Fe) $	$ B_{y,crit}(Fe) $
3 μm	9.3 mT	9.6 mT	24.5 mT	24.3 mT
2 μm	11.3 mT	11.1 mT	31.5 mT	23.3 mT
750 nm	13.8 mT	13.8 mT	38 mT	22.5 mT

Tabelle 6.1: Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}(Fe)|$ und kritische Felder $|B_{x/y,crit}(Fe)|$ der gekoppelten Fe-Schicht in einem strukturierten Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Dy), sowie einer ungekoppelten Fe-Schicht (2.9 nm Fe) für $T = 4.2$ K, in Abhängigkeit von der Streifenbreite W . In beiden Fällen sind die Streifen parallel zu $[110]$ orientiert.

Durch die Variation der Geometrie, d.h. durch Reduktion der Streifenbreite, kann beispielsweise das kritische Feld beeinflusst werden. Die ermittelten Koerzitivfelder $|B_{x,coerc}(Fe)|$ sind zudem in der gleichen Größenordnung wie das in der SQUID-Messung bestimmte Koerzitivfeld.

6.3 Temperaturabhängige Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften eines Eisen / Dysprosium Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy

Mit Hilfe der temperaturabhängigen Charakterisierung des Fe/Dy *Bilayer* wird untersucht, ob und in welchem Umfang die für tiefe Temperaturen nachgewiesene *Exchange Spring* Kopplung auch für höhere Temperaturen (bis 120 K) beobachtet werden kann. Hierbei spielt vor allem das magnetische Verhalten der Dy-Schicht eine große Rolle. Für auf GaAs gewachsene Dy-Schicht konnte eine Erhöhung der Curie-Temperatur beobachtet werden. Ist dies für die Dy-Schicht im Fe/Dy *Bilayer* nicht der Fall, könnte oberhalb der nominellen Curie-Temperatur von Dy (85 K) eine *Exchange Bias* Kopplung zwischen der ferromagnetischen Fe-Schicht und der antiferromagnetischen Dy-Schicht beobachtet werden.

6.3.1 Charakterisierung mittels SQUID-Messungen

Neben den SQUID-Messungen bei 5 K wurden mit dem gleichem *Bilayer* auch Messungen im Bereich von 15 – 120 K durchgeführt. Abbildung 6.15 zeigt SQUID-Messungen für 30 K, 90 K und 120 K. Für den gesamten Temperaturbereich kann für den Fe/Dy *Bilayer* ferromagnetische Hysterese beobachtet werden.

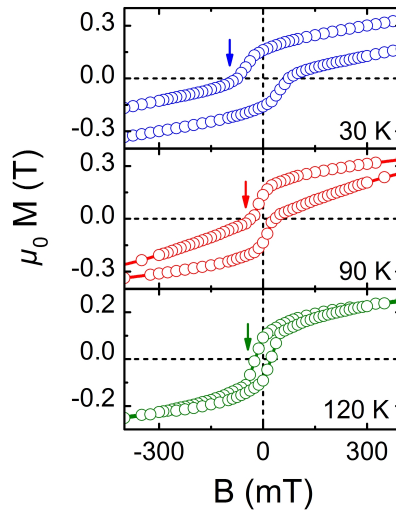


Abbildung 6.15: SQUID-Hysteresekurven eines Fe/Dy Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy, aufgenommen für 30 K, 90 K und 120 K. Das Koerzitivfeld des Bilayer (markiert mittels Pfeil) nimmt mit steigender Temperatur ab.

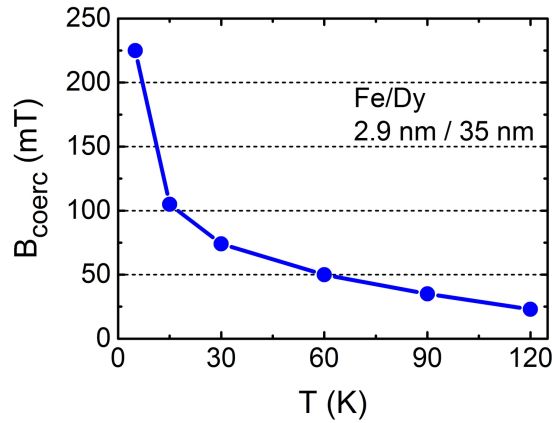


Abbildung 6.16: Temperaturabhängigkeit des aus SQUID-Messungen ermittelten Koerzitivfelds B_{coerc} eines Fe/Dy Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy (siehe Tabelle 6.2). Die durchgezogene Linie dient nur der visuellen Orientierung.

Im gesamten Temperaturbereich zeigt der Fe/Dy *Bilayer* auch für hohe Magnetfelder keine magnetische Sättigung. Zudem sind die Kurven für 90 K und 120 K symmetrisch, d.h. es kann keine Asymmetrie beobachtet werden, wie sie von einer AFM/FM *Exchange Bias* Kopplung induziert werden würde (vergleiche auch Abschnitt 2.2). Dies deutet darauf hin, dass die Dy-Schicht auch bei 90 K bzw. 120 K ferromagnetisch ist. Die ermittelten Koerzitivfelder $|B_{coerc}|$ (siehe Tabelle 6.2) sind für alle Temperaturen deutlich höher als die der ungekoppelten Fe-Schicht (vergleiche Tabelle 4.3). Beispielsweise ergibt sich für 120 K ein Koerzitivfeld von 23 mT für den Fe/Dy *Bilayer*, für die ungekoppelte Fe-Schicht hingegen ein Koerzitivfeld von nur 0.23 mT. Insofern ist davon auszugehen, dass auch für 90 K und 120 K die Fe-Schicht *Exchange Spring* gekoppelt ist, was detailliert mit Hilfe der im nachfolgenden Abschnitt dargestellten Magnetotransportmessungen verifiziert werden kann.

Mit steigender Temperatur nimmt das Koerzitivfeld des *Bilayer*, wie auch in Abbildung 6.15 anhand der Markierungen (Pfeil) erkennbar, deutlich ab. Die ermittelte Temperaturabhängigkeit des Koerzitivfelds ist in Abbildung 6.16 dargestellt. Bis 15 K halbiert sich der Wert des Koerzitivfelds, und beträgt für 30 K noch ein Drittel des Werts für 5 K. Der hier zugrunde liegende Mechanismus wird im nachfolgenden Abschnitt 6.3.2 im Rahmen der temperaturabhängigen Magnetotransport-Messungen genauer erörtert.

T	$ B_{coerc} $	$\mu_0 M(7 \text{ T})$	$\mu_0 M_r$
5 K	225 mT	1.82 T	455 mT
15 K	105 mT	1.58 T	195 mT
30 K	74 mT	1.31 T	160 mT
60 K	50 mT	1.13 T	147 mT
90 K	35 mT	0.949 T	139 mT
120 K	23 mT	0.753 T	11 mT

Tabelle 6.2: Temperaturabhängige Werte des Koerzitivfelds $|B_{coerc}|$, der Magnetisierung $\mu_0 M$ bei 7 T, sowie der Remanenz $\mu_0 M_r$ eines Fe/Dy Bilayer mit 2.9 nm / 35 nm Dy. Die Werte wurden aus den entsprechenden SQUID-Hysteresekurven ermittelt.

6.3.2 Charakterisierung mittels Magnetotransportmessungen

Neben den Magnetotransport-Messungen bei 4.2 K wurde der Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Dy, $W = 2 \mu\text{m}$) auch im Temperaturbereich von 15–120 K charakterisiert. Im Anhang C.2 sind zudem temperaturabhängige Messungen an Fe/Dy Streifen mit abweichender Streifenbreite ($W = 3 \mu\text{m}$ und $W = 750 \text{ nm}$, identische Schichtfolge) zu finden.

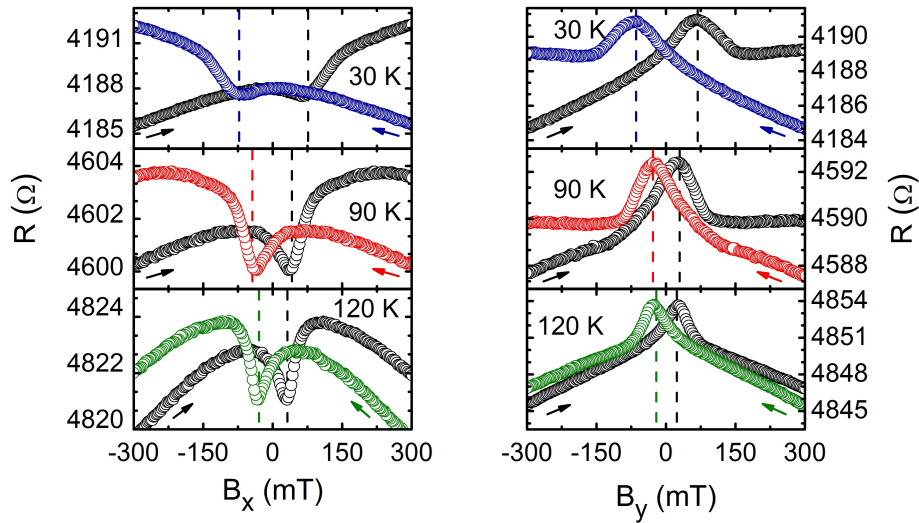


Abbildung 6.17: Temperaturabhängige Magnetotransportmessungen an einem strukturierten Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Dy, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu [110]) zur Bestimmung der Koerzitivfelder $B_{x,coerc}$ (Fe) (linke Grafik) und $B_{y,coerc}$ (Fe) (rechte Grafik). Die Koerzitivfelder der Fe-Schicht für Up- und Downsweep sind jeweils mit gestrichelten Linien markiert.

Abbildung 6.15 zeigt Magnetotransport-Messungen zur Ermittlung der Koerzitivfelder für 30 K, 90 K und 120 K. Die Daten mit einem applizierten Magnetfeld

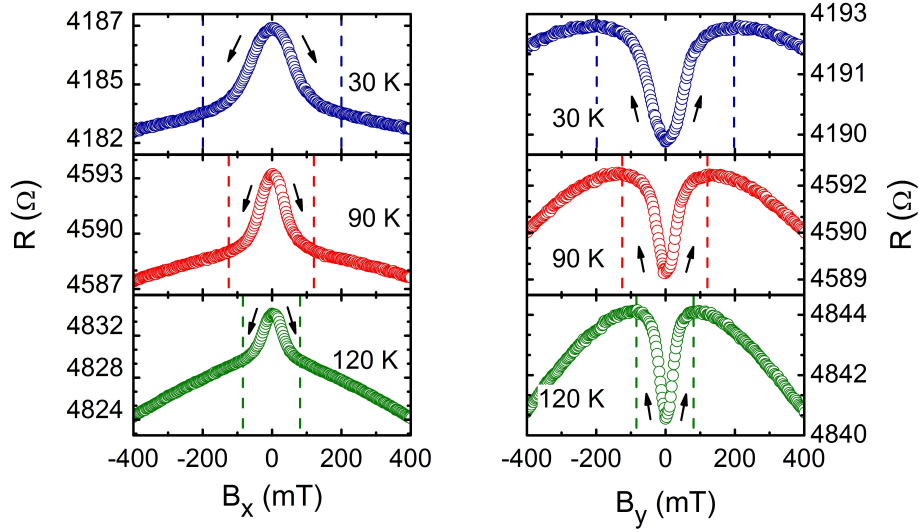


Abbildung 6.18: Temperaturabhängige Magnetotransportmessungen an einem strukturierten Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Dy, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu [110]) zur Bestimmung der kritischen Felder $B_{x,\text{crit}}$ (Fe) (linke Grafik) und $B_{y,\text{crit}}$ (Fe) (rechte Grafik). Die kritischen Felder der Fe-Schicht sind jeweils mit gestrichelten Linien markiert.

B_x (linke Grafik) zeigen für alle Temperaturen einen Signalverlauf, der vergleichbar ist mit den Messungen bei 4.2 K (siehe Abbildung 6.6). Dadurch kann die Änderung des Magnetwiderstands (lokales Minimum) eindeutig dem Koerzitivfeld $|B_{x,\text{coerc}}(\text{Fe})|$ der Fe-Schicht zugeordnet werden (gestrichelte Linien). Auch für die B_y Messungen kann aus der Änderung des Magnetwiderstands (lokales Maximum) das Koerzitivfeld $|B_{y,\text{coerc}}(\text{Fe})|$ der Fe-Schicht bestimmt werden (gestrichelte Linien).

Aus den temperaturabhängigen Koerzitivfeldmessungen des Fe/Dy Bilayer kann zudem das jeweilige Koerzitivfeld der Dy-Schicht bestimmt werden. Für 120 K können von Null verschiedene Werte, $|B_{x,\text{coerc}}(\text{Dy})| = 93 \text{ mT}$ und $|B_{y,\text{coerc}}(\text{Dy})| = 74 \text{ mT}$, ermittelt werden. Die für die Dy-Schicht ermittelte Temperaturabhängigkeit (nicht abgebildet) ist damit vergleichbar mit den temperaturabhängigen Magnetotransport-Messungen an der Dy-Schicht in Abschnitt 5.3.2. Dies impliziert, dass die Dy-Schicht im Fe/Dy Bilayer bei 90 K und 120 K ebenfalls ferromagnetisch ist.

Die ermittelten Koerzitivfelder der Fe-Schicht im Fe/Dy Bilayer sind über den gesamten Temperaturbereich eine Größenordnung höher als die Koerzitivfelder der ungekoppelten Fe-Schicht, wie die Daten in Tabelle 6.3 zeigen. So beträgt beispielsweise bei 120 K für die ungekoppelte Fe-Schicht das Koerzitivfeld $|B_{x,\text{coerc}}(\text{Fe})|$ nur 0.89 mT, wohingegen die Fe-Schicht im Fe/Dy Bilayer für 120 K ein Koerzitivfeld von 30 mT besitzt.

Auch für die Messungen zur Ermittlung des kritischen Felds, dargestellt in Abbildung 6.18, kann über die Änderung des Magnetwiderstands der Magne-

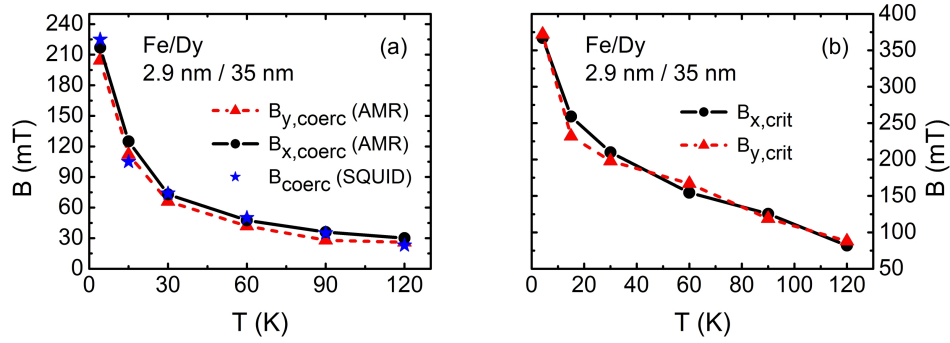


Abbildung 6.19: (a) Temperaturabhängigkeit der Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}(Fe)|$ und (b) der kritischen Felder $|B_{x/y,crit}(Fe)|$ der Fe-Schicht eines strukturierten Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Dy, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel $[110]$), ermittelt aus Magnetotransportmessungen. Zu Vergleichszwecken sind in (a) die aus SQUID-Messungen an einem unstrukturierten Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Dy) ermittelten temperaturabhängigen Werte des Koerzitivfelds $|B_{coerc}|$ dargestellt (siehe Abbildung 6.16). Die Linien dienen nur der visuellen Orientierung.

tisierungszustand der Fe-Schicht und damit $|B_{x/y,crit}(Fe)|$ eindeutig bestimmt werden (gestrichelte Linien). Dabei sind die ermittelten kritischen Felder ebenfalls eine Größenordnung höher als für die ungekoppelte Fe-Schicht. Für 120 K beträgt beispielsweise $|B_{x,crit}(Fe)| = 82 \text{ mT}$, während für die ungekoppelte Fe-Schicht nur ein Wert von 9 mT ermittelt wurde.

Für den kompletten charakterisierten Temperaturbereich kann daher *Exchange Spring* Kopplung zwischen der Fe-Schicht und der Dy-Schicht beobachtet werden. Dies bestätigt die Ergebnisse der im Vorfeld durchgeführten SQUID-Messungen an einem unstrukturierten Fe/Dy Bilayer mit gleicher Schichtfolge. Hier konnte gezeigt werden, dass auch bei 90 K und 120 K durch *Exchange Spring* Kopplung das Koerzitivfeld der Fe-Schicht deutlich erhöht ist.

Die aus den Magnetotransportmessungen ermittelte Temperaturabhängigkeit der Koerzitivfelder der gekoppelten Fe-Schicht (vergleiche Tabelle 6.3) ist in Abbildung 6.19 (a) dargestellt. Dabei nehmen die Koerzitivfelder der gekoppelten Fe-Schicht, in guter Übereinstimmung mit den ebenfalls dargestellten Daten der SQUID-Messungen, mit steigender Temperatur deutlich ab. Bis 15 K halbieren sich die Werte der Koerzitivfelder, und betragen für 30 K noch ein Drittel des Werts für 4.2 K. Auch für die kritischen Felder ist die Abnahme zwischen 4.2 K und 30 K am größten; zwischen 30 K bis 120 K kann eine annähernd lineare Abnahme der kritischen Felder mit der Temperatur verzeichnet werden. Auch für Messungen an Fe/Dy Bilayer mit abweichender Streifenbreite (3 μm und 750 nm) kann sowohl für die Koerzitivfelder, als auch für die kritischen Felder eine vergleichbare Temperaturabhängigkeit beobachtet werden (siehe Anhang C.2).

Fe/Dy Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy

T	$ B_{x,coerc}(Fe) $	$ B_{y,coerc}(Fe) $	$ B_{x,crit}(Fe) $	$ B_{y,crit}(Fe) $
4.2 K	217 mT	204.5 mT	367 mT	372 mT
15 K	125 mT	112 mT	259 mT	232 mT
30 K	73 mT	66 mT	210 mT	198 mT
60 K	47.5 mT	42 mT	154 mT	167 mT
90 K	36 mT	28 mT	125 mT	119 mT
120 K	30 mT	26 mT	82 mT	88 mT

Fe Single Layer mit 2.9 nm Fe

T	$ B_{x,coerc}(Fe) $	$ B_{y,coerc}(Fe) $	$ B_{x,crit}(Fe) $	$ B_{y,crit}(Fe) $
4.2 K	9.3 mT	9.5 mT	24.5 mT	24.3 mT
15 K	6.0 mT	6.0 mT	19.0 mT	16.0 mT
30 K	4.2 mT	4.3 mT	14.5 mT	12.8 mT
60 K	2.6 mT	2.2 mT	12.0 mT	9.8 mT
90 K	1.5 mT	1.2 mT	11.3 mT	8.3 mT
120 K	0.89 mT	0.85 mT	9.0 mT	5.5 mT

Tabelle 6.3: Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}(Fe)|$ und kritische Felder $|B_{x/y,crit}(Fe)|$ der gekoppelten Fe-Schicht in einem strukturierten Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Dy, $W = 2 \mu\text{m}$), sowie der ungekoppelten Fe-Schicht (2.9 nm Fe, $W = 3 \mu\text{m}$), in Abhängigkeit von der Temperatur. In beiden Fällen sind die Streifen parallel zu $[110]$ orientiert.

Mechanismus der temperaturabhängigen Exchange Spring Kopplung

Prinzipiell wird die Temperaturabhängigkeit der Kopplung in einem *Exchange Spring* System durch zwei Mechanismen beeinflusst.

Zunächst hängt der Grad der Kopplung vom Verhältnis der Dicke der weichmagnetischen Schicht t_m zur Domänenwanddicke $\delta_{0,k}$ der hartmagnetischen Schicht ab. Wie in Abschnitt 2.3 erörtert, kann nur für $t_m/\delta_{0,k} \leq 1$ eine vollständige Kopplung beobachtet werden. Die Domänenwanddicke und damit die „Austauschlänge“ der Kopplung ist abhängig von der Austauschkonstante A_k und der Anisotropie K_k der hartmagnetischen Schicht. Nach Gleichung 2.10 gilt $\delta_{0,k}(T) = \pi [A_k(T)/K_k(T)]^{1/2}$. Die Austauschkonstante ist nach Gleichung 2.8 zwar ebenfalls temperaturabhängig, $A(T) \propto T_C [M_s(T)/M_s(0)]^2$, nimmt mit steigender Temperatur jedoch weniger stark ab als die Anisotropie. Effektiv nimmt daher mit steigender Temperatur die Domänenwanddicke $\delta_{0,k}(T)$ der hartmagnetischen Schicht zu [191].

Dies kann zu der Situation führen, dass die weichmagnetische Schicht für niedrige Temperaturen nicht vollständig gekoppelt ist („nicht-optimale Geometrie“, $t_m > \delta_{0,k}$), für hohe Temperaturen jedoch komplett gekoppelt ist, da nun

$t_m < \delta_{0,k}$ gilt („optimale Geometrie“). Dieses Phänomen wird als *Exchange Decoupling* bezeichnet [191–194]. Experimentell äußert sich dieses dahingehend, dass die Entmagnetisierungskurve im zweiten Quadranten zunächst konkav ist (keine vollständige Kopplung), und mit steigender Temperatur konvex wird (nach außen gekrümmt, vollständige Kopplung). Experimentell wurde dies beispielsweise von Gu *et al.* [191] an SmCo/Py *Exchange Spring* Systemen beobachtet. Hier ist die Py-Schicht oberhalb von $T \approx 200$ K vollständig gekoppelt, während für niedrigere Temperaturen auf Grund der geringeren Domänenwanddicke von SmCo keine vollständige Kopplung vorliegt.

Eine grobe Abschätzung¹⁰ für $\delta_{0,Dy}(T)$ mit Hilfe der temperaturabhängigen SQUID-Messungen der Dy-Schicht in Abschnitt 5.3.1 zeigt, dass $\delta_{0,Dy}$ (120 K) etwa um den Faktor zwei größer ist als für 5 K. Für den hier charakterisierten Fe/Dy *Bilayer* ist die Entmagnetisierungskurve jedoch auch bei 120 K konkav, wie der Vergleich mit Abbildung 6.16 zeigt. Zudem ist das aus den Magnetotransport-Messungen ermittelte Koerzitivfeld der gekoppelten Fe-Schicht ($|B_{x,coerc}(\text{Fe})| = 30$ mT) auch bei 120 K geringer als das Koerzitivfeld der Dy-Schicht ($|B_{x,coerc}(\text{Dy})| = 93$ mT). Dies deutet darauf hin, dass die Fe-Schicht auch bei höheren Temperaturen nicht vollständig gekoppelt ist.

Der zweite temperaturabhängige Mechanismus der *Exchange Spring* Kopplung wirkt entgegengesetzt zum oben beschriebenen Effekt. Das Koerzitivfeld der gekoppelten weichmagnetischen Schicht hängt von der Anisotropie und damit vom Koerzitivfeld der hartmagnetischen Schicht ab. Ist die Curie-Temperatur der verwendeten hartmagnetischen Schicht gering, so nimmt mit steigender Temperatur die Anisotropie und damit das Koerzitivfeld der hartmagnetischen Schicht rasch ab. Dies führt im Gegensatz zum oben beschriebenen Mechanismus (Anstieg der Domänenwanddicke und damit der „Austauschlänge“) dazu, dass das Koerzitivfeld der gekoppelten weichmagnetischen Schicht ebenfalls sinkt [195]. Da die Curie-Temperatur der Dy-Schicht gering ist (≈ 145 K), nimmt die Anisotropie und damit das Koerzitivfeld der Dy-Schicht mit steigender Temperatur rasch ab, wie die Messungen in Abschnitt 5.3.1 und 5.3.2 zeigen. Die beobachtete Abnahme der Koerzitivfelder und kritischen Felder der gekoppelten Fe-Schicht im Fe/Dy *Bilayer* mit steigender Temperatur ist daher vor allem auf die Verminderung der Anisotropie der Dy-Schicht zurückzuführen.

Zusammenfassend lässt sich hier festhalten, dass mit Hilfe der durchgeführten SQUID- und Magnetotransport-Messungen für den gesamten Temperaturbereich *Exchange Spring* Kopplung im Fe/Dy *Bilayer* nachgewiesen werden konnte. Dies ist durch die erhöhte Curie-Temperatur der auf Fe gewachsenen Dy-Schicht möglich, die bei 90 K und 120 K ferromagnetisch ist. Die ermittelten Koerzitivfelder und kritischen Felder der gekoppelten Fe-Schicht sind durchgehend um eine Größenordnung erhöht im Vergleich zur ungekoppelten Fe-Schicht. Dies ermöglicht es beispielsweise, den mikrostrukturierten Fe/Dy *Bilayer* als Spininjektor und -detektor in einem weiten Temperaturbereich zu verwenden.

¹⁰ Ein absoluter Wert für $\delta_{0,Dy}(T)$ kann hier nicht angegeben werden, da sowohl für $\delta_{0,Dy}$ (5 K), als auch für A_{Dy} (5 K), keine absoluten Werte vorliegen.

6.4 Charakterisierung von Eisen / Dysprosium Bilayer mit variabler Eisen-Schichtdicke und konstanter Dysprosium-Schichtdicke

Im vorherigen Abschnitt konnte nachgewiesen werden, dass die *Exchange Spring* Kopplung im Fe/Dy *Bilayer* und damit die magnetischen Eigenschaften der gekoppelten Fe-Schicht durch Variation der Temperatur beeinflusst werden können. Im Fall der nicht-vollständigen Kopplung skaliert, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, das Koerzitivfeld der gekoppelten weichmagnetischen Schicht zudem invers mit der Dicke der weichmagnetischen Schicht. Dies ermöglicht es, die Kopplung und damit die magnetischen Eigenschaften der gekoppelten weichmagnetischen Schicht auch ohne Variation der Temperatur „einzustellen“.

Für weitere Untersuchungen der *Exchange Spring* Kopplung wurden daher Fe/Dy *Bilayer* mit abweichender Fe-Schichtdicke gewachsen, und bei 5 K bzw. 4.2 K charakterisiert. Dabei wurde in den jeweiligen Proben die Fe-Schichtdicke schrittweise von $t_{Fe} = 2.1$ nm auf $t_{Fe} = 15$ nm erhöht, während die Dy-Schichtdicke konstant gehalten wurde ($t_{Dy} = 35$ nm). Nach Gleichung (2.28) skaliert das Koerzitivfeld der gekoppelten Fe-Schicht invers mit t_{Fe} :

$$B_{coerc}(\text{Fe}) \propto \frac{A_{Fe}\pi^2}{2\mu_0 M_s(\text{Fe})} \cdot 1/(t_{Fe})^n \quad \text{mit } n < 0. \quad (6.2)$$

Im Modell von Goto *et al.* [51] sowie im *Exchange Spring* Modell von Kneller und Hawig [33, 34] gilt $n = 2$. Hierbei wird angenommen, dass die weichmagnetische Schicht eine im Vergleich zur hartmagnetischen Schicht vernachlässigbare Anisotropie besitzt. Zudem wird die hartmagnetische Schicht als magnetisch perfekt hart betrachtet.

Abweichend hierzu haben Leineweber und Kronmüller [73] mit Hilfe mikromagnetischer Simulationen zeigen können, dass für nicht-ideale *Exchange Spring* Systeme mit endlicher Anisotropie der hartmagnetischen Phase, das Koerzitivfeld der weichmagnetischen Phase mit $n = 1.75$ skaliert. Auch im Modell von Bill [62, 64] wird das Modell von Goto realistisch erweitert, da hier die Magnetisierung der hartmagnetischen Schicht nicht als komplett starr angenommen wird.

6.4.1 Charakterisierung mittels SQUID-Messungen

Im Rahmen der an den unterschiedlichen Fe/Dy *Bilayer* durchgeführten SQUID-Messungen wurde ein Magnetfeld von ± 7 T in der Probenebene appliziert. Abbildung 6.20 zeigt Hysteresekurven bei 5 K für eine Fe-Schichtdicke von 5 nm, 8 nm und 12 nm. In den dargestellten Kurven nimmt das Koerzitivfeld des Fe/Dy *Bilayer* mit steigendem t_{Fe} ab. Die Schichtdickenabhängigkeit des Koerzitivfelds für alle charakterisierten Proben ist in Abbildung 6.21 (a) dargestellt; die Werte hierzu sind in Tabelle 6.4 dargestellt. Hier kann konsistent mit Gleichung (6.2) eine Abnahme des Koerzitivfelds mit t_{Fe} festgestellt werden.

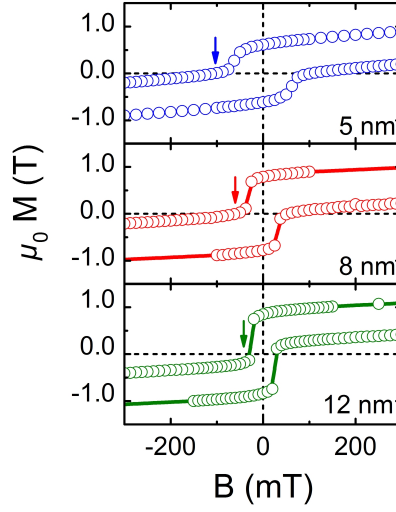


Abbildung 6.20: SQUID-Hysteresekurven von Fe/Dy Bilayer mit unterschiedlicher Fe-Schichtdicke (5/8/12 nm) und 35 nm Dy. Das Koerzitivfeld (Pfeil) nimmt mit steigender Fe-Schichtdicke ab.

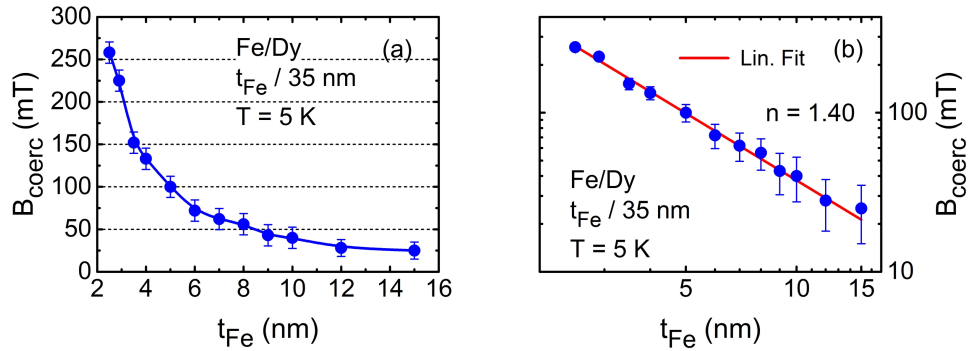


Abbildung 6.21: (a) Abhängigkeit des aus SQUID-Messungen ermittelten Koerzitivfelds $|B_{coerc}|$ eines Fe/Dy Bilayer mit 35 nm Dy von der Dicke der Fe-Schicht t_{Fe} , gemessen für 5 K. Die durchgezogene Linie dient nur der visuellen Orientierung. (b) In doppelt-logarithmischer Auftragung ergibt sich eine lineare Darstellung. Der Koeffizient n kann aus dem linearen Fit der Daten ermittelt werden.

Die Abhängigkeit von $|B_{coerc}(t_{Fe})|$ mit t_{Fe} zeigt deutlich, dass es sich bei der *Exchange Spring* Kopplung um einen Grenzflächen-Effekt handelt. Die Kopplung der Fe-Schicht ist an der Fe/Dy Grenzfläche am stärksten, und nimmt mit steigendem Abstand zur Grenzfläche ab. Folglich verringert sich das Koerzitivfeld der gesamten Fe-Schicht mit steigender Fe-Schichtdicke.

Mit Hilfe von Gleichung (6.2), $|B_{coerc}(t_{Fe})| \propto 1/(t_{Fe})^n$, kann der Parameter n der *Exchange Spring* Kopplung als Steigung aus der doppelt-logarithmischen

Darstellung von $|B_{coerc}(t_{Fe})|$ ermittelt werden. Wie in Abbildung 6.21 (b) zu erkennen, ergibt sich in doppelt-logarithmischer Auftragung die erwartete lineare Darstellung von $\log |B_{coerc}(t_{Fe})| \propto -n \cdot \log t_{Fe}$. Aus der Steigung des linearen Fits der Daten (durchgezogene Linie) kann $n = 1.40 \pm 0.09$ ermittelt werden. Der so bestimmte Wert von n ist kleiner als im Modell von Goto bzw. Kneller und Hawig ($n = 2$), jedoch näher am Modell von Kronmüller ($n = 1.75$). Die lineare $\log |B_{coerc}(t_{Fe})|$ vs. $\log t_{Fe}$ Kurve zeigt jedoch deutlich, dass der Fe/Dy Bilayer gut durch die *Exchange Spring* Theorie beschrieben werden kann [186]. Im Rahmen der Magnetotransportmessungen im nachfolgenden Abschnitt wird die Schichtdickenabhängigkeit der *Exchange Spring* Kopplung noch genauer erörtert.

t_{Fe}	$ B_{coerc} $	$\mu_0 M(7 \text{ T})$	$\mu_0 M_r$
2.5 nm	258 mT	1.816 T	434 mT
2.9 nm	225 mT	1.820 T	453 mT
3.5 nm	152 mT	1.832 T	452 mT
4 nm	133 mT	1.841 T	339 mT
5 nm	100 mT	1.850 T	613 mT
6 nm	72 mT	1.856 T	525 mT
7 nm	62 mT	1.8642 T	747 mT
8 nm	56 mT	1.874 T	787 mT
9 nm	43 mT	1.883 T	780 mT
10 nm	40 mT	1.890 T	745 mT
12 nm	28 mT	1.911 T	846 mT
15 nm	28 mT	1.940 T	945 mT

Tabelle 6.4: Koerzitivfeld $|B_{coerc}|$, Magnetisierung $\mu_0 M$ bei 7 T, und Remanenz $\mu_0 M_r$ von unterschiedlichen Fe/Dy Bilayer mit $t_{Dy} = 35 \text{ nm}$ in Abhängigkeit von der Fe-Schichtdicke t_{Fe} . Die Werte wurden aus den entsprechenden SQUID-Hysteresekurven ermittelt.

6.4.2 Charakterisierung mittels Magnetotransportmessungen

Ergänzend zu den SQUID-Messungen wurden mit Hilfe von Magnetotransportmessungen strukturierte Fe/Dy *Bilayer* mit gleicher Schichtfolge charakterisiert. Anhand der bei 4.2 K durchgeführten Messungen kann die Schichtdickenabhängigkeit der Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}(Fe)|$ und der kritischen Felder $|B_{x/y,crit}(Fe)|$ der gekoppelten Fe-Schicht bestimmt werden.

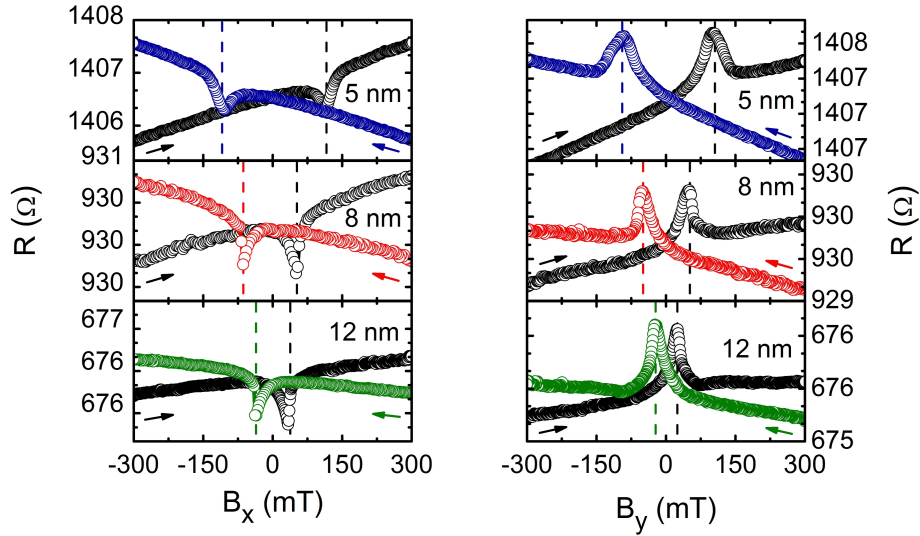


Abbildung 6.22: Magnetotransportmessungen bei 4.2 K zur Bestimmung der Koerzitivfelder $B_{x,coerc}(Fe)$ (linke Grafik) und $B_{y,coerc}(Fe)$ (rechte Grafik). Die strukturierten Fe/Dy *Bilayer* ($W = 3 \mu m$, Streifen parallel zu $[110]$) sind mit unterschiedlicher Fe-Schichtdicke, jedoch konstanter Dy-Schichtdicke (35 nm Dy) gewachsen. Die Koerzitivfelder der Fe-Schicht für Up- und Downsweep sind jeweils mit gestrichelten Linien markiert. Abbildung nach [32].

Abbildung 6.22 zeigt Magnetotransport-Messungen zur Ermittlung der Koerzitivfelder für $t_{Fe} = 5 \text{ nm}$, 8 nm und 12 nm . Die Daten mit einem applizierten Magnetfeld B_x (linke Grafik) zeigen für alle Fe-Schichtdicken einen Signalverlauf, der vergleichbar ist mit den Messungen am „Referenz“ *Bilayer* (2.9 nm Fe / 35 nm Dy) bei 4.2 K (siehe Abschnitt 6.2.2). Dadurch kann die Änderung des Magnetwiderstands (lokales Minimum) eindeutig dem Koerzitivfeld $|B_{x,coerc}(Fe)|$ der Fe-Schicht zugeordnet werden (gestrichelte Linien). Auch für die B_y Messungen kann aus der Änderung des Magnetwiderstands (lokales Maximum) das Koerzitivfeld $|B_{x,coerc}(Fe)|$ der Fe-Schicht bestimmt werden (gestrichelte Linien). Hierbei ist deutlich zu erkennen, dass die Koerzitivfelder mit steigender Fe-Schichtdicke abnehmen, was die die Resultate der SQUID-Messungen bestätigt.

Die aus den Magnetotransportmessungen ermittelte Schichtdickenabhängigkeit der Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc} Fe|$ der gekoppelten Fe-Schicht (vergleiche Tabelle

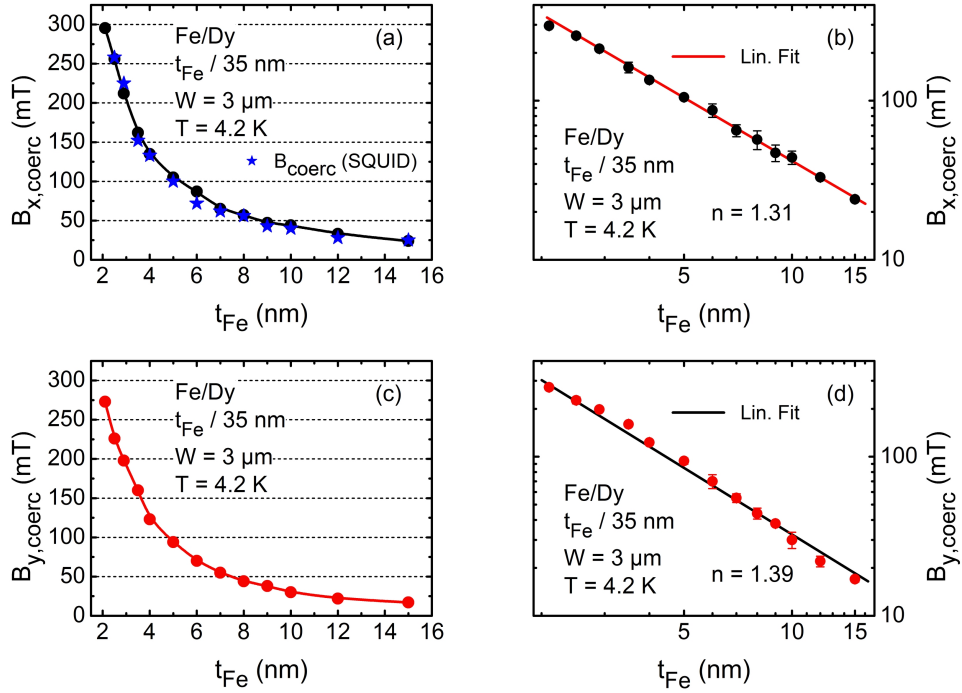


Abbildung 6.23: (a) und (c): Abhängigkeit des aus Magnetotransportmessungen ermittelten Koerzitivfelds $|B_{x,coerc}(Fe)|$ bzw. $|B_{y,coerc}(Fe)|$ der Fe-Schicht eines strukturierten Fe/Dy Bilayer (35 nm Dy, $W = 3 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[110]$) von der Dicke der Fe-Schicht t_{Fe} , gemessen für 4.2 K. Die durchgezogenen Linien dienen nur der visuellen Orientierung. (b) und (d): In doppelt-logarithmischer Darstellung ergibt sich aus $|B_{x/y,coerc}(t_{Fe})| \propto (1/t_{Fe})^n$ ein linearer Zusammenhang. Der Koeffizient n kann aus dem linearen Fit der Daten ermittelt werden.

6.5) ist in Abbildung 6.23 (a) und (c) dargestellt. Die Koerzitivfelder der gekoppelten Fe-Schicht nehmen, in guter Übereinstimmung mit den ebenfalls dargestellten Daten der SQUID-Messungen [siehe (a)], mit steigender Fe-Schichtdicke deutlich ab. Dies ist konsistent im Rahmen des *Exchange Spring* Modells, da die Kopplung der Fe-Schicht mit dem Abstand zur Fe/Dy Grenzfläche abnimmt. Über die gesamte Fe-Schicht betrachtet reduziert sich daher im Mittel das Koerzitivfeld. Zwischen 2.1 nm und 4 nm halbiert sich der Betrag der Koerzitivfelder, für 10 nm sind die Werte auf etwa 1/10 des Werts für 2.1 nm gesunken. Dennoch ist selbst für 15 nm das Koerzitivfeld um den Faktor 2 höher als für die ungekoppelte Fe-Schicht.

Umgekehrt ist es für $t_{Fe} < 2.1$ nm nicht mehr möglich, den Magnetisierungszustand der Fe-Schicht über die AMR-Widerstandsänderung zu identifizieren. Unter Annahme der von Egami *et al.* [190] berechneten Dy-Domänenwanddicke von ungefähr 2 nm wäre es hier denkbar, dass die Fe-Schicht vollständig an die Dy-Schicht gekoppelt ist, da dann $t_{Fe} \approx \delta_{0,Dy}$ gilt. In diesem Fall würden die Magnetisierungsachse der Dy-Schicht und der Fe-Schicht gleichzeitig im Gegen-

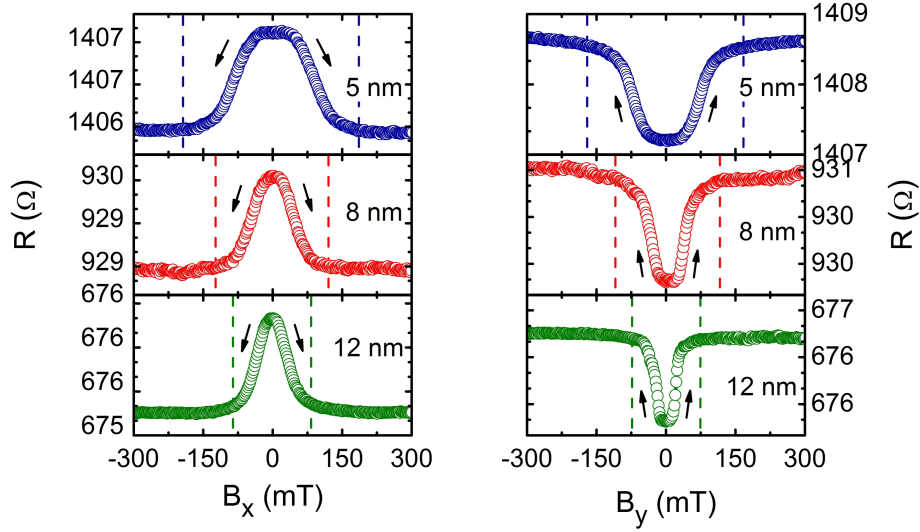


Abbildung 6.24: Magnetotransportmessungen bei 4.2 K zur Bestimmung der kritischen Felder $B_{x,crit}(Fe)$ (linke Grafik) und $B_{y,crit}(Fe)$ (rechte Grafik) von strukturierten Fe/Dy Bilayer ($W = 3 \mu m$, Streifen parallel zu [110]) mit unterschiedlicher Fe-Schichtdicke und einer konstanten Dy-Schichtdicke (35 nm Dy). Die kritischen Felder der Fe-Schicht für Up- und Downsweep sind jeweils mit gestrichelten Linien markiert. Abbildung nach [32].

feld rotieren. Durch die Rotation der Fe-Magnetisierungsachse müsste jedoch auch im Fall der vollständigen Kopplung eine Änderung des AMR-Widerstands sichtbar sein. Da diese nicht beobachtet werden kann, ist eine elektrische Betrachtung des Fe/Dy Bilayer notwendig.

In Abschnitt 6.2.2 wurde der Bilayer als elektrische Parallelschaltung der Fe-Schicht und der Dy-Schicht modelliert, für die $I_{Fe}/I_{Dy} = R_{Dy}/R_{Fe}$ gilt. Während R_{Dy} auf Grund der konstanten Dy-Schichtdicke für alle gewachsenen Fe/Dy Bilayer konstant ist, nimmt der Widerstand der Fe-Schicht zu, wenn die Fe-Schichtdicke verringert wird. Dadurch verringert sich der Stromfluss durch die Fe-Schicht und damit auch die AMR-Amplitude der Fe-Schicht. Effektiv wird für geringe t_{Fe} der Magnetwiderstand des Bilayer vom Magnetwiderstand der Dy-Schicht dominiert, d.h. der Fe-Magnetwiderstand wird vom Dy-Magnetwiderstand deutlich überlagert. Dadurch ist eine eindeutige Identifizierung des AMR-Widerstands der Fe-Schicht nicht mehr möglich. Im letzten Teil dieses Abschnitts wird dieser Sachverhalt (siehe auch Abbildung 6.26) noch genauer erörtert.

Mit Hilfe von Gleichung (6.2), $|B_{x/y,coerc}(t_{Fe})| \propto 1/(t_{Fe})^n$, kann der Parameter n der Exchange Spring Kopplung als Steigung aus der doppelt-logarithmischen Darstellung von $|B_{x/y,coerc}(t_{Fe})|$ ermittelt werden. Wie in Abbildung 6.23 (b) und (d) zu erkennen, ergibt sich in doppelt-logarithmischer Auftragung eine lineare Darstellung von $\log|B_{x/y,coerc}(t_{Fe})| \propto -n \cdot \log t_{Fe}$. Aus dem jeweiligen linearen Fit kann $n(|B_{x,coerc}(Fe)|) = 1.31 \pm 0.01$ und $n(|B_{y,coerc}(Fe)|) =$

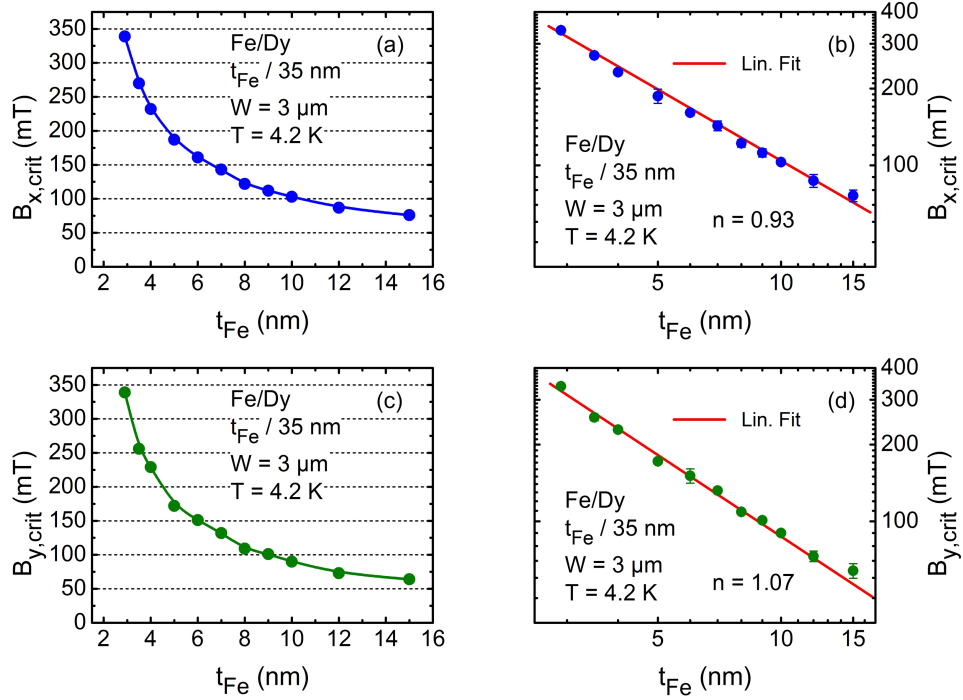


Abbildung 6.25: (a) und (c): Abhängigkeit des aus Magnetotransportmessungen ermittelten kritischen Felds $|B_{x,crit}(Fe)|$ bzw. $|B_{y,crit}(Fe)|$ der Fe-Schicht eines strukturierten Fe/Dy Bilayer (35 nm Dy, $W = 3 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[110]$) von der Dicke der Fe-Schicht t_{Fe} , gemessen für 4.2 K. Die durchgezogenen Linien dienen nur der visuellen Orientierung. (b) In doppelt-logarithmischer Darstellung ergibt sich aus $|B_{x/y,crit}(t_{Fe})| \propto (1/t_{Fe})^n$ ein linearer Zusammenhang. Der Koeffizient n kann aus dem linearen Fit der Daten ermittelt werden.

1.39 ± 0.02 bestimmt werden. Der Wert für $B_{x,coerc}$ ist dabei in guter Übereinstimmung mit dem Wert, welcher aus den SQUID-Messungen in vorherigen Abschnitt ermittelt wurde ($n = 1.40$).

Die ermittelten Koeffizienten liegen geringfügig unter dem von Leineweber und Kronmüller [73] berechneten Wert ($n = 1.75$) für *Exchange Spring* Systeme, bei denen die hartmagnetische Schicht eine endlichen Anisotropie aufweist. Abweichungen von der Theorie wurden auch in per MBE gewachsenen $\text{DyFe}_2/\text{YFe}_2$ Übergittern festgestellt [179]. Hier führen die Autoren an, dass die Oberflächenrauigkeit an der Grenzfläche zwischen beiden Schichten, welche für ideale Systeme nicht berücksichtigt wird, die magnetische Kopplung beider Schichten beeinflusst.

Auch für die Messungen zur Ermittlung des kritischen Felds, dargestellt in Abbildung 6.24, kann über die Änderung des Magnetwiderstands der Magnetisierungszustand der Fe-Schicht und damit $|B_{x/y,crit}|$ eindeutig bestimmt werden (gestrichelte Linien). Die Schichtdickenabhängigkeit der kritischen Felder $|B_{x/y,crit}(Fe)|$ ist in Abbildung 6.25 (a) und (c) dargestellt. Wie bereits für die

t_{Fe}	$ B_{x,coerc}(Fe) $	$ B_{y,coerc}(Fe) $	$ B_{x,crit}(Fe) $	$ B_{y,crit}(Fe) $
2.1 nm	295.5 mT	273 mT	-	-
2.5 nm	256 mT	226 mT	-	-
2.9 nm	212 mT	198 mT	339 mT	339 mT
3.5 nm	162 mT	160 mT	270 mT	256 mT
4 nm	135 mT	123 mT	232 mT	229 mT
5 nm	105 mT	94 mT	187 mT	172 mT
6 nm	87 mT	70 mT	161 mT	151 mT
7 nm	65 mT	55 mT	143 mT	132 mT
8 nm	57 mT	44 mT	122 mT	109 mT
9 nm	47 mT	38 mT	112 mT	101 mT
10 nm	44 mT	30 mT	103 mT	90 mT
12 nm	33 mT	22 mT	87 mT	73 mT
15 nm	24 mT	17 mT	76 mT	64 mT

Tabelle 6.5: Strukturierte Fe/Dy Bilayer (variable Fe-Schichtdicke / 35 nm Dy, Streifen parallel [110]) mit einer Streifenbreite $W = 3 \mu\text{m}$. Die Werte der Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}(Fe)|$ und der kritischen Felder $|B_{x/y,crit}(Fe)|$ der Fe-Schicht, in Abhängigkeit von der Fe-Schichtdicke t_{Fe} , wurden aus den entsprechenden Magnetotransportmessungen ermittelt.

Koerzitivfelder beobachtet wurde, nehmen auch die kritischen Felder der gekoppelten Fe-Schicht mit steigender Fe-Schichtdicke ab. Zwischen 2.9 nm und 6 nm halbiert sich der Betrag der kritischen Felder, für 15 nm sind die Werte auf etwa 1/5 des Werts für 2.9 nm gesunken. Die Bestimmung des kritischen Felds ist für $t_{Fe} < 2.9$ nicht mehr möglich, da auch hier aus oben angeführten Gründen das Fe-Magnetwiderstand vom Dy-Magnetwiderstand deutlich überlagert wird.

Mit Hilfe von Gleichung (6.2) kann der Parameter n der *Exchange Spring* Kopplung als Steigung aus der doppelt-logarithmischen Darstellung von $|B_{x/y,crit}(t_{Fe})|$ ermittelt werden. Wie in Abbildung 6.25 (b) und (d) zu erkennen, ergibt sich in doppelt-logarithmischer Auftragung eine lineare Darstellung. Aus dem jeweiligen linearen Fit kann $n(|B_{x,crit}(Fe)|) = 0.93 \pm 0.02$ und $n(|B_{y,crit}(Fe)|) = 1.07 \pm 0.01$ bestimmt werden. Hierbei kann vermutet werden, dass die Diskrepanz zu den Koeffizienten der Koerzitivfelder aus unterschiedlichen Ummagnetisierungsvorgängen resultiert. Vergleichbare Studien sind in der Literatur nicht zu finden. Dennoch zeigt hier die lineare Abhängigkeit von $|B_{x/y,crit}(t_{Fe})|$ gegen t_{Fe} (in doppelt-logarithmischen Auftragung) deutlich die *Exchange Spring* Kopplung im Fe/Dy Bilayer [186].

Für Messungen an Fe/Dy Bilayer mit geringerer Streifenbreite ($W = 2 \mu\text{m}$) kann sowohl für die Koerzitivfelder, als auch für die kritischen Felder, eine vergleichbare Schichtdickenabhängigkeit beobachtet werden (siehe Anhang C.3). Die hierbei ermittelten Werte für n , welche auch in Tabelle 6.6 dargestellt sind, stimmen mit den in diesem Abschnitt bestimmten Werten für $W = 3 \mu\text{m}$ überein. Dies zeigt, dass es sich beim Mechanismus der *Exchange Spring* Kopplung um einen Grenzflächeneffekt handelt, der unabhängig ist von der lateralen Geo-

W	$n(B_{x,coerc}(Fe))$	$n(B_{y,coerc}(Fe))$	$n(B_{x,crit}(Fe))$	$n(B_{y,crit}(Fe))$
3 μm	1.31 ± 0.010	1.39 ± 0.016	0.93 ± 0.016	1.07 ± 0.010
2 μm	1.32 ± 0.014	1.39 ± 0.008	0.98 ± 0.008	1.14 ± 0.014

Tabelle 6.6: Für die charakterisierten Fe/Dy Bilayer (variable Fe-Schichtdicke / 35 nm Dy, Streifen parallel [110]) können die Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}(Fe)|$ und die kritischen Felder $|B_{x/y,crit}(Fe)|$ der gekoppelten Fe-Schicht im Rahmen der Exchange Spring Theorie mit einem Potenzgesetz $|B(t_{Fe})| \propto (1/t_{Fe})^n$ [33, 51] beschrieben werden. Der Koeffizient n wurde aus der Steigung des linearen Fit der Daten (in doppelt-logarithmischer Darstellung) aus Tabelle 6.5 ermittelt (vergleiche auch Abbildungen 6.23 und 6.25).

metrie.

6.4.3 Elektrische Betrachtung der Fe/Dy Bilayer in Abhängigkeit von der Fe-Schichtdicke

Im Verlauf dieses Kapitels wurde der Fe/Dy Bilayer als elektrische Parallelschaltung der Fe-Schicht und der Dy-Schicht betrachtet. Dadurch konnte der gemessene Magnetwiderstand des Bilayer als Überlagerung des Fe-Signals und des Dy-Signals interpretiert werden, sowie der durch die Exchange Spring Kopplung induzierte Anteil analysiert werden.

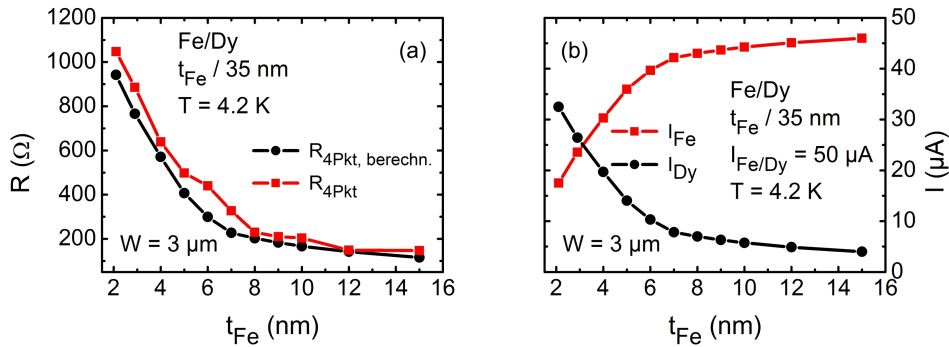


Abbildung 6.26: (a) Gemessener und berechneter 4-Punkt Widerstand von strukturierten Fe/Dy Bilayer (35 nm Dy, Streifenbreite $W = 3 \mu\text{m}$, Streifen parallel [110]), abhängig von der Fe-Schichtdicke. (b) Berechneter Strom, welcher durch die Fe-Schicht (I_{Fe}) sowie durch die Dy-Schicht (I_{Dy}) fließt. Der gesamte am Fe/Dy Bilayer applizierte Gleichstrom beträgt $I = 50 \mu\text{A}$. Die durchgezogenen Linien dienen nur der visuellen Orientierung.

Im Rahmen der obigen Magnetotransportmessungen an Fe/Dy Bilayer mit variabler Fe-Schichtdicke wurde für jede Probe der elektrische 4-Punkt Widerstand aus der $U-I$ Kennlinie ermittelt (für $B = 0$). Dieser Wert kann mit dem Widerstand verglichen werden, der unter der Annahme einer elektrischen Pa-

t_{Fe}	$R_{4Pkt} (Fe/Dy)$	$R_{4Pkt, berechn.} (Fe/Dy)$	I_{Fe}	I_{Dy}
2.1 nm	1047 Ω	943 Ω	17.5 μA	32.5 μA
2.9 nm	886 Ω	766 Ω	23.5 μA	26.5 μA
4 nm	639 Ω	571 Ω	30.3 μA	19.7 μA
5 nm	498 Ω	407 Ω	35.9 μA	14.1 μA
6 nm	440 Ω	299 Ω	39.7 μA	10.3 μA
7 nm	327 Ω	227 Ω	42.1 μA	7.9 μA
8 nm	230 Ω	202 Ω	43.0 μA	7.0 μA
9 nm	210 Ω	183 Ω	43.7 μA	6.3 μA
10 nm	204 Ω	166 Ω	44.2 μA	5.8 μA
12 nm	149 Ω	142 Ω	45.1 μA	4.9 μA
15 nm	147 Ω	116 Ω	46.0 μA	4.0 μA

Tabelle 6.7: Strukturierte Fe/Dy Bilayer (35 nm Dy, Streifenbreite $W = 3 \mu m$, Streifen parallel [110]) mit variabler Fe-Schichtdicke. Angegeben ist, in Abhängigkeit von der Fe-Schichtdicke, der 4-Punkt Widerstand $R_{4Pkt} (Fe/Dy)$ der jeweiligen Bilayer, sowie der aus den jeweiligen 4-Punkt Widerständen von Fe und Dy berechnete Widerstand $R_{4Pkt, berechn.} (Fe/Dy)$ für 4.2 K. Zudem wurde berechnet, wie sich der über den Fe/Dy Bilayer applizierte Gleichstrom $I_{Fe/Dy} = 50 \mu A$ auf die Fe-Schicht (I_{Fe}) und die Dy-Schicht (I_{Dy}) aufteilt.

rallschaltung aus dem (schichtdickenabhängigen) Widerstand der Fe-Schicht $R_{Fe}(t_{Fe})$ und dem Widerstand der Dy-Schicht R_{Dy} berechnet werden kann.

Die gemessenen und berechneten Widerstände sind in Abbildung 6.26 (a) für eine Streifenbreite von $W = 3 \mu m$ dargestellt. Der berechnete 4-Punkt Widerstand stimmt gut mit dem tatsächlich gemessenen 4-Punkt Widerstand überein, was die Betrachtung des *Bilayer* als Parallelschaltung (mit zusätzlicher Wechselwirkung an der Grenzfläche in Form der *Exchange Spring* Kopplung) rechtfertigt. Auch für eine Streifenbreite von $W = 2 \mu m$ (nicht gezeigt) stimmen die berechneten und gemessenen Widerstände überein, und weisen einen ähnlichen Verlauf mit t_{Fe} auf. Aus Abbildung 6.26 (a) ist zudem ersichtlich, dass der Widerstand des *Bilayer* mit t_{Fe} abnimmt. Ursächlich hierfür ist, dass R_{Fe} mit steigender Fe-Schichtdicke geringer wird. Da zugleich R_{Dy} konstant bleibt ($t_{Dy} = \text{const}$), nimmt dadurch der Widerstand des *Bilayer* über $(R_{Fe/Dy})^{-1} = (R_{Fe})^{-1} + (R_{Dy})^{-1}$ ab.

Zugleich steigt mit abnehmendem Widerstand R_{Fe} jedoch das Verhältnis $I_{Fe}/I_{Dy} = R_{Dy}/R_{Fe}$. Dadurch nimmt der Strom I_{Fe} durch die Fe-Schicht mit steigender Fe-Schichtdicke zu, während der Strom I_{Dy} durch die Dy-Schicht geringer wird. Die berechneten Werte für die Ströme durch die jeweilige Schicht in Tabelle 6.7 sind in Abbildung 6.26 (b) dargestellt. Die Grafik zeigt deutlich, dass für kleine t_{Fe} der Strom durch die Fe-Schicht, im Vergleich zur Dy-Schicht, gering ist. Daher wird, wie bereits im Rahmen der obigen Magnetotransportmessungen diskutiert, für kleine t_{Fe} das AMR-Signal der Fe-Schicht vom Magnetwiderstand der Dy-Schicht überlagert. In den durchgeführten Experimenten war $t_{Fe} = 2.1 \text{ nm}$ die untere Grenze, bis zu der das AMR-Signal der Fe-Schicht

noch eindeutig identifiziert werden konnte.

6.4.4 Fe/Dy Bilayer mit konstanter Fe-Schichtdicke und variabler Dy-Schichtdicke

Dass es sich bei der *Exchange Spring* Kopplung um einen Grenzflächeneffekt handelt, wird auch durch Magnetotransportmessungen bei 4.2 K an Proben bestätigt, bei denen die Fe-Schichtdicke konstant ist (2.9 nm), und die Dy-Schichtdicke variiert wird ($t_{Dy} = 50$ nm und 75 nm). Die dabei ermittelten Koerzitivfelder für $W = 3$ μm sind unabhängig von der Dy-Schichtdicke und stimmen gut mit dem „Referenz“ *Bilayer* mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy überein, wie die Werte in Tabelle 6.8 zeigen.

t_{Dy}	$ B_{x,coerc}(Fe) $	$ B_{y,coerc}(Fe) $
35 nm	212 mT	198 mT
50 nm	219 mT	203 mT
75 nm	215 mT	201 mT

Tabelle 6.8: Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}(Fe)|$ strukturierter Fe/Dy Bilayer ($W = 3$ μm , Streifen parallel [110]) mit konstanter Fe-Schichtdicke (2.9 nm), in Abhängigkeit von der Dy-Schichtdicke, ermittelt für 4.2 K.

6.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden dünne, gesputterte Fe/Dy *Bilayer* mittels SQUID und Magnetotransportmessungen im Temperaturbereich von 5 K bzw. 4.2 K bis 120 K magnetisch charakterisiert. Ziel der Experimente ist der Nachweis der magnetischen *Exchange Spring* Kopplung zwischen der weichmagnetischen Fe-Schicht und der hartmagnetischen Dy-Schicht. Zudem weisen die mikrostrukturierten Proben eine Geometrie auf, welche vergleichbar ist mit ferromagnetischen Elektroden, die für Spininjektion und -detektion in Halbleitern und Metallen verwendet werden. Die hier erzielten Ergebnisse können daher gut auf dieses Anwendungsgebiet übertragen werden. Im Zuge der Literaturrecherche wurde festgestellt, dass ähnlich gelagerte Studien an mikrostrukturierten Fe/Dy *Bilayer* Systemen (nach Kenntnis des Autors) bisher nicht durchgeführt wurden.

Im Rahmen der hier durchgeführten Experimente wurde zunächst ein Fe/Dy *Bilayer* mit der Schichtfolge 2.9 nm Fe / 35 nm Dy bei tiefen Temperaturen charakterisiert. Die durchgeführten SQUID-Messungen zeigen typische Charakteristika, wie sie für eine *Exchange Spring* Kopplung zwischen der weichmagnetischen Fe-Schicht und der hartmagnetischen Dy-Schicht zu erwarten sind. Durch die Kopplung an der Grenzfläche verhält sich das magnetisch zweiphasige Komposit wie ein einphasiger Magnet. Zudem kann die Entmagnetisierungskurve reversibel durchlaufen werden, was ein wesentliches Merkmal von *Exchange Spring* Systemen darstellt. Das Koerzitivfeld des Fe/Dy *Bilayer* ist mehr als eine Größenordnung höher als das der ungekoppelten Fe-Schicht, jedoch kleiner als das Koerzitivfeld der Dy-Schicht. Dies ist konsistent innerhalb des *Exchange Spring* Modells, da die Fe-Schichtdicke (2.9 nm) größer ist als die Domänenwanddicke von Dy (etwa 2 nm [190]). Somit liegt eine „nicht-optimale Geometrie“ vor, bei der die Fe-Schicht an die hartmagnetische Dy-Schicht gekoppelt ist, jedoch nicht gleichzeitig mit dieser im äußeren Magnetfeld rotiert.

Die an einem identisch gewachsenen, mikrostrukturierten Fe/Dy *Bilayer* durchgeführten Magnetotransportmessungen erlauben eine genauere Analyse der magnetischen Kopplung. Dafür wurden die Ergebnisse mit den Magnetotransportmessungen von dünnen Fe-Schichten und Dy-Schichten aus den vorhergehenden Kapiteln verglichen, wodurch der Magnetisierungszustand der Fe-Schicht identifiziert werden kann. Die Messungen zeigen deutlich, dass im Vergleich zur ungekoppelten Fe-Schicht sowohl die Koerzitivfelder, als auch die kritischen Felder der gekoppelten Fe-Schicht um mehr als eine Größenordnung erhöht sind (bis zu einem Faktor 19). Das ermittelte Koerzitivfeld $B_{x,coerc}$ (Fe) stimmt zudem mit dem in den SQUID-Messungen ermitteltem Koerzitivfeld des Fe/Dy *Bilayer* überein, so dass dieses der Fe-Schicht zugeordnet werden kann.

Anschließend wurde der gleiche Fe/Dy *Bilayer* temperaturabhängig charakterisiert. Wie bereits für auf GaAs gewachsene Dy-Schichten festgestellt wurde, ist auch für die auf Fe gewachsene Dy-Schicht die Curie-Temperatur erhöht. Somit ist die Dy-Schicht im Fe/Dy *Bilayer* auch bei 90 K und 120 K noch ferromagnetisch. Über den kompletten Temperaturbereich (5 K bzw. 4.2 K bis 120 K) kann daher *Exchange Spring* Kopplung zwischen der Fe-Schicht und der Dy-Schicht

beobachtet werden. Die Abnahme der Koerzitivfelder und der kritischen Felder der gekoppelten Fe-Schicht mit steigender Temperatur, kann vor allem auf die rasche Abnahme der Anisotropie der Dy-Schicht (auf Grund der niedrigen Curie-Temperatur) zurückgeführt werden, da diese die Kopplungseigenschaften maßgeblich bestimmt. Dadurch lassen sich die Kopplung und damit auch die magnetischen Eigenschaften der Fe-Schicht über die Temperatur gezielt beeinflussen. Dabei sind die Koerzitivfelder und kritischen Felder der gekoppelten Fe-Schicht auch bei 120 K noch signifikant erhöht im Vergleich zur ungekoppelten Fe-Schicht. Dies erlaubt die Verwendung des Fe/Dy *Bilayer*, beispielsweise als Spin-sensitive Elektrode, in einem großen Temperaturbereich.

Zuletzt wurde für eine konstante Dy-Schichtdicke ($t_{Dy} = 35$ nm) die Abhängigkeit der Kopplung von der Fe-Schichtdicke ($t_{Fe} = 2.1-15$ nm) untersucht. Dabei zeigt sich, dass die magnetischen Eigenschaften der gekoppelten Fe-Schicht direkt über die Fe-Schichtdicke „eingestellt“ werden können. Dies lässt sich innerhalb des *Exchange Spring* Modells so verstehen, dass an der Fe/Dy Grenzfläche die Kopplung der Fe-Schicht am stärksten ist, und mit steigendem Abstand zur Grenzfläche abnimmt. Wird t_{Fe} größer, so nimmt über die gesamte Fe-Schicht gemittelt das Koerzitivfeld bzw. kritische Feld ab. Im Rahmen der durchgeführten Experimente konnte gezeigt werden, dass die Koerzitivfelder und kritischen Felder, wie in den Modellen von Goto [51] und Kneller und Hawig [33] postuliert, mit $(1/t_{Fe})^n$ skalieren. Aus der doppelt-logarithmischen Darstellung lässt sich der Koeffizient n bestimmen, welcher mit $n = 1.31 - 1.39$ geringfügig unter dem theoretisch berechneten Werten liegt (1.75) [73].

Insgesamt zeigen die an Fe/Dy *Bilayer* mit SQUID und Magnetotransportmessungen durchgeführten Experimente, dass einerseits die Fe-Schicht durch die Dy-Schicht gekoppelt wird und damit die Koerzitivfelder und kritischen Felder deutlich erhöht werden können. Andererseits können über die Temperatur und über die Fe-Schichtdicke der Grad der Kopplung und damit die magnetischen Eigenschaften der Fe-Schicht „maßgeschneidert“ werden. Anwendungsgebiete hierzu werden im abschließenden Kapitel 9 erläutert.

7 Grundlagen zur Spininjektion und zum Spin-Galvanischen Effekt in zweidimensionalen Elektronengasen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Spininjektion und -detektion sowie des Spin-Galvanischen Effekts (SGE) in zweidimensionalen Elektronengasen (2DEGs) erörtert. Zunächst wird anhand eines Random Walks ein einfaches Modell für die Spindiffusion hergeleitet. Anschließend werden die Spininjektion in nichtmagnetische Materialien sowie die Detektion von Spinsignalen in diesen näher beleuchtet. Darauf aufbauend wird die Spininjektion in GaAs-basierende 2DEGs mit Hilfe von Spin Esaki-Dioden skizziert, sowie die in solchen Systemen auftretende Spin-Bahn Kopplung. Diese führt zur Aufhebung der Spinentartung und ist Voraussetzung für das Auftreten des SGE, dessen Mechanismus zum Abschluss dieses Kapitels erörtert wird. Der SGE, der im Rahmen dieser Arbeit experimentell in GaAs-basierenden 2DEGs untersucht wurde, beschreibt dabei eine sogenannte „Spin to Charge“ Konversion, d.h. aus einem im 2DEG induzierten Spinungleichgewicht resultiert ein Ladungsträgerstrom.

7.1 Grundlegende Betrachtungen zur Spininjektion und -detektion

7.1.1 Random Walk und Spindiffusion

Im Folgenden wird anhand eines eindimensionalen *Random Walk* Modells eine einfache Beschreibung der Spindiffusion in einem nichtmagnetischen Material (NM), sowie der Spininjektion von einem Ferromagneten (FM) in ein nichtmagnetisches Material hergeleitet. Diese richtet sich dabei nach der Publikation „*Semiconductor Spintronics*“ von Fabian *et al.* [15].

Führen Elektronen einen *Random Walk* in einem Metall oder Halbleiter aus, so bewegen sich die Elektronen mit der Geschwindigkeit v und legen dabei in der Zeit $\tau_p = l/v$ die Distanz l zurück, bevor sie ihre Bewegungsrichtung wechseln. Die Änderung der Bewegungsrichtung wird, wie in Abbildung 7.1 skizziert, durch Streuung der Elektronen an Grenzflächen, Verunreinigungen oder Gitterphononen verursacht. Daher ist l die mittlere freie Weglänge der Elektronen und τ_p die Impulsrelaxationszeit.

Wird zusätzlich ein elektrisches Feld E angelegt, das die Geschwindigkeit der Elektronen jedoch nicht signifikant ändert, führen die Elektronen einen sogenannten *Biased Random Walk* aus, bei dem die Richtungsänderungen mit ei-

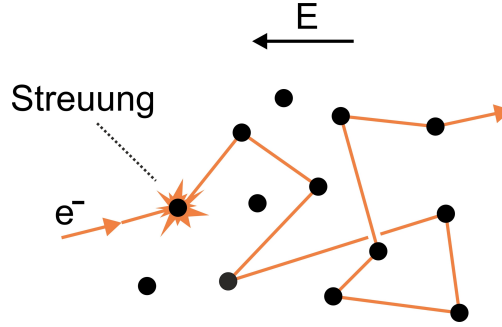


Abbildung 7.1: Zweidimensionale Bewegung von Elektronen unter dem Einfluss eines elektrischen Felds. Die Elektronen legen im Mittel die mittlere freie Weglänge l zurück, bevor durch Streuung ein Richtungswechsel mit einer Wahrscheinlichkeit p_{\pm} stattfinden kann. Abbildung nach [15, 196].

ner Vorzugsrichtung erfolgen. Das elektrische Feld muss die Bedingung $|\Delta v| = |eE\tau_p/m| \ll v$ erfüllen, d.h. die Geschwindigkeitsänderung für jeden Richtungswechsel ist deutlich kleiner als die eigentliche Geschwindigkeit. Im Gleichgewichtszustand (*Steady State*) ist die Durchschnittsgeschwindigkeit v_{av} konstant. Daraus ergibt sich die Driftgeschwindigkeit v_d der Elektronen zu [15]

$$v_d = -\frac{e\tau_p}{m}E = -\mu E, \quad (7.1)$$

mit μ Beweglichkeit und m Masse der Elektronen.

Für einen eindimensionalen *Random Walk* ist die Wahrscheinlichkeit, dass sich Elektronen um die Schrittlänge l von $x-l$ nach rechts zu x bewegen p_+ , für eine Bewegung nach links (von $x+l$ nach x) entsprechend p_- . Dabei gilt $p_+ + p_- = 1$. Für $E \neq 0$ gilt im Allgemeinen $p_+ \neq p_-$, d.h. es existiert eine Vorzugsrichtung.

Für obiges System wird angenommen, dass im zeitlichen Verlauf die Ladungsträgerzahl N_0 konstant bleibt¹. Aus den Ladungsträgerdichten zum Zeitpunkt der letzten Richtungsänderung $n(x-l, t-\tau_p)$ und $n(x+l, t-\tau_p)$, lässt sich mit der Anfangsbedingung einer Delta-förmigen Distribution ($n = N_0 \delta(x)$ für $t = 0$) folgender orts- und zeitabhängiger Ausdruck für die Ladungsträgerdichte $n(x, t)$ herleiten [15]:

$$n(x, t) = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-x^2/4Dt}. \quad (7.2)$$

Die Form von $n(x, t)$ ist die einer Normalverteilung mit Standardabweichung² $\sigma = \sqrt{2Dt}$. Der Diffusionskoeffizient $D = l^2/2\tau_p = v^2\tau_p/2$ ist dabei ein Maß für die Diffusionsrate der Elektronen. Durch Diffusion verbreitert sich im zeitlichen Verlauf daher die initiale Delta-förmige Verteilung.

Werden beim *Random Walk* zusätzlich Spin-Up (\uparrow) und Spin-Down (\downarrow) Elektronen unterschieden, so gilt für die Gesamtdichte der Elektronen $n = n_{\uparrow} + n_{\downarrow}$ und

¹ Die Rekombination von Elektronen und Löchern wird hier vernachlässigt.

² Für $d = 2$ bzw. $d = 3$ Dimensionen ergibt sich σ zu $\sqrt{4Dt}$ bzw. $\sqrt{6Dt}$.

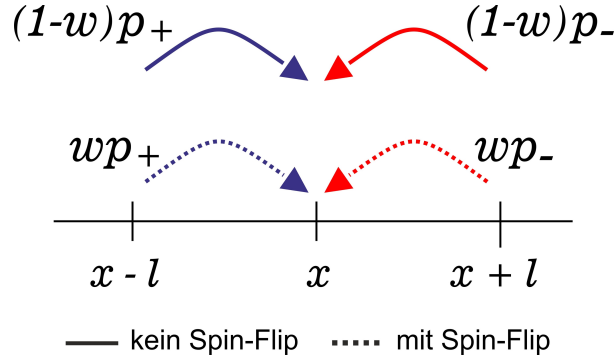


Abbildung 7.2: Eindimensionaler Random Walk mit Schrittweite l . Neben dem Richtungswechsel mit Wahrscheinlichkeit p_{\pm} ist auch die Möglichkeit eines Spin-Flips mit Wahrscheinlichkeit w während der Relaxationszeit τ_p berücksichtigt. Die Bewegung nach links bzw. rechts kann daher entweder mit Spin-Flip oder ohne Spin-Flip erfolgen. Abbildung nach [15, 196].

für die Spindichte $s = n_{\uparrow} - n_{\downarrow}$. Durch diese Notationen kann das obige *Random Walk* Modell um die Möglichkeit eines Spin-Flips, (\uparrow nach \downarrow) oder (\downarrow nach \uparrow), erweitert werden.

Die Wahrscheinlichkeit $w \ll 1$ eines Spin-Flips während der Relaxationszeit τ_p der Elektronen³, führt zur einer Spin-Flip Rate von w/τ_p . Daraus ergibt sich die Spinrelaxationszeit τ_s zu [15]:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{2w}{\tau_p}. \quad (7.3)$$

Da jeder Spin-Flip im Gegensatz zur Relaxation die Dichte sowohl der Spin-Up Elektronen, als auch der Spin-Down Elektronen verändert, wird dies explizit durch den Faktor zwei berücksichtigt.

Wie in Abbildung 7.2 skizziert, erhöht dies die Möglichkeiten eines Schritts von $x \pm l$ nach x , da dieser entweder mit Spin-Flip oder ohne Spin-Flip erfolgen kann. Führt die Relaxation zum Zeitpunkt t zu einem Schritt von $x - l$ nach x , so kann mit den Ladungsträgerdichten zum Zeitpunkt $(t - \tau_p)$ vor der Relaxation für $n_{\uparrow}(x, t)$ folgender Ansatz gemacht werden:

$$\begin{aligned} n_{\uparrow}(x, t) = & n_{\uparrow}(x - l, t - \tau_p)(1 - w)p_+ + n_{\uparrow}(x + l, t - \tau_p)(1 - w)p_- \\ & + n_{\downarrow}(x - l, t - \tau_p)wp_+ + n_{\downarrow}(x + l, t - \tau_p)wp_- . \end{aligned} \quad (7.4)$$

Mit der analog für n_{\downarrow} gebildeten Bilanzgleichung ergibt sich zusammen mit der Taylorentwicklung um (x, t) [Terme bis $\mathcal{O}(l^2)$ und $\mathcal{O}(\tau_p)$] für die zeitliche Entwicklung von n_{\uparrow} und n_{\downarrow} folgender Zusammenhang [15]:

$$\frac{\partial n_{\uparrow(\downarrow)}}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n_{\uparrow(\downarrow)}}{\partial x^2} - v_d \frac{\partial n_{\uparrow(\downarrow)}}{\partial x} - w(n_{\uparrow(\downarrow)} - n_{\downarrow(\uparrow)}). \quad (7.5)$$

³ Die Spin-Flip Wahrscheinlichkeit w liegt zwischen 10^{-3} und 10^{-6} . Daher streuen Elektronen wesentlich öfter ($> 1000\times$), als dass ein Spin-Flip auftritt.

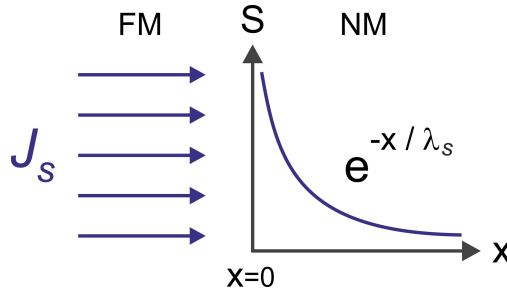


Abbildung 7.3: Spininjektion am FM/NM Interface. Durch Spininjektion von einem FM ($x < 0$) in ein nichtmagnetisches Material ($x > 0$) entsteht eine Spinakkumulation am Interface beider Schichten ($x = 0$). Für $x > 0$ nimmt diese durch Spinrelaxation exponentiell ab. Abbildung nach [15].

Aus der Subtraktion von $\frac{\partial n_{\uparrow}}{\partial t}$ und $\frac{\partial n_{\downarrow}}{\partial t}$ lässt sich die Spin-Drift-Diffusions-Gleichung für s herleiten [15]:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = D \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} + \mu E \frac{\partial s}{\partial x} - \frac{s}{\tau_s}. \quad (7.6)$$

Mit Einführung des Spin-Partikelstroms⁴

$$J_s = -\mu E s - D \frac{\partial s}{\partial x} \quad (7.7)$$

kann die obige Gleichung in eine Kontinuitätsgleichung umgeformt werden [15]:

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \frac{\partial J_s}{\partial x} = -\frac{s}{\tau_s}. \quad (7.8)$$

Eine zeitliche Änderung der Spindichte $\partial s / \partial t$ ist somit durch eine Änderung des Spin-Partikelstroms $\partial J_s / \partial x$, oder durch Spinrelaxation (s / τ_s) möglich.

Im Folgenden werden zwei Spezialfälle der Kontinuitätsgleichung betrachtet, die für die Spininjektion von einem FM in ein nichtmagnetisches Material von Bedeutung sind.

• Spindiffusion

Im rein diffusiven Fall ohne Einwirkung eines äußeren elektrischen Felds ($E = 0$) kann die Kontinuitätsgleichung (7.8) in eine Spin-Diffusions-Gleichung umgeformt werden [15]:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = D \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} - \frac{s}{\tau_s}. \quad (7.9)$$

Die Differentialgleichung kann mit der Anfangsbedingung $s(x, 0) = S_0 \delta(x)$ gelöst werden [15]:

$$s(x, t) = \frac{S_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-x^2/4Dt} e^{-t/\tau_s}. \quad (7.10)$$

⁴ Dieser beschreibt die Diffusion auf Grund eines Gradienten der Spindichte und den Drift unter Einwirkung eines elektrischen Felds E .

Gegenüber der Ladungsträgerdichte-Verteilung in Gleichung (7.2) wird in der Spindichte-Verteilung die Spinrelaxation ergänzt, welche durch den Ausdruck e^{-t/τ_s} berücksichtigt wird. Wenn S_0 die Gesamtanzahl der Spins für $t = 0$ ist, ergibt sich für den zeitlichen Verlauf $S(t)$ [15]:

$$S(t) = \int_{-\infty}^{\infty} s(x, t) dx = S_0 e^{-t/\tau_s}. \quad (7.11)$$

Der Gesamtanzahl der Spins nimmt also exponentiell durch Spinrelaxation ab. Die Spin-Diffusionslänge λ_s , d.h. die Distanz die ein Spin zurücklegt, bevor er zur Zeit $t = \tau_s$ relaxiert, ergibt sich aus der Standardabweichung σ der Spindichte-Verteilung in Gleichung (7.10) [15]:

$$\sigma = \sqrt{2D\tau_s} = \sqrt{2} \cdot \lambda_s \quad \text{mit} \quad (7.12)$$

$$\lambda_s = \sqrt{D\tau_s}. \quad (7.13)$$

Für d Dimensionen gilt auch hier $\sigma = \sqrt{2d} \cdot \lambda_s$.

Typische Dimensionen für die Spin-Diffusionslänge in Halbleitern liegen im Bereich einiger Mikrometer, während in Metallen durch die höhere Fermi-Geschwindigkeit und damit größerer Diffusion $\lambda_s \approx 100 \mu\text{m}$ möglich ist [15].

• Spininjektion

Ohne äußeres elektrisches Feld ($E = 0$) bleibt die Spindichte zeitlich unverändert ($\partial s / \partial t = 0$), wenn diese durch einen Spin-Partikelstrom J_{s0} bei $x = 0$ [siehe Gleichung (7.7)] konstant gehalten wird:

$$J_s(0) = -D \left. \frac{\partial s}{\partial x} \right|_{x=0} = J_{s0}. \quad (7.14)$$

Diese Randbedingung kann durch Spininjektion, beispielsweise aus einem FM ($x < 0$), realisiert werden. Die Lösung der Spin-Diffusions-Gleichung (7.9) mit obiger Randbedingung ist [15]:

$$s(x) = J_{s0} \frac{\lambda_s}{D} e^{-x/\lambda_s}. \quad (7.15)$$

Die Spindichte bei $x = 0$ wird auch als Spinakkumulation bezeichnet und ist gegeben durch

$$s(x = 0) = J_{s0} \frac{\lambda_s}{D}. \quad (7.16)$$

Das obige Modell stellt die einfachste Beschreibung der Spininjektion aus einem FM ($x < 0$) in ein nichtmagnetisches Material dar ($x > 0$). Wie in Abbildung 7.3 skizziert, nimmt der durch einen Spin-Partikelstrom J_s injizierte Gesamtspin S im nichtmagnetischen Material exponentiell mit der charakteristischen Spin-Diffusionslänge λ_s ab.

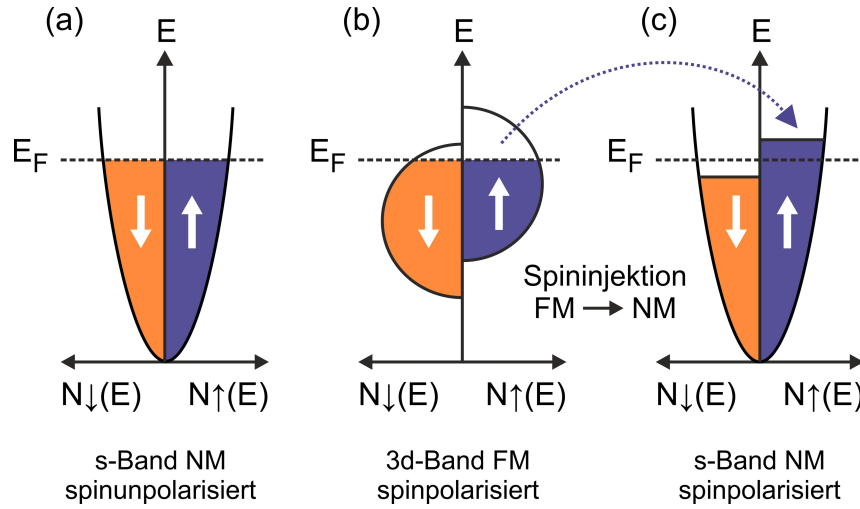


Abbildung 7.4: Spininjektion am FM/NM Interface.

(a) Nicht-spinpolarisierte Zustandsdichte des s-Bands in einem NM mit $N_{\uparrow}(E_F) = N_{\downarrow}(E_F)$. (b) Schematische Darstellung der spinabhängigen Zustandsdichte $N_{\uparrow/\downarrow}(E)$ des Austausch-aufgespaltenen 3d-Band eines ferromagnetischen Übergangsmetalls. Durch die Austausch-Aufspaltung gilt $N_{\uparrow}(E_F) > N_{\downarrow}(E_F)$. (c) Die Injektion eines spinpolarisierten Stroms von einem Ferromagneten in einen nichtmagnetischen Leiter führt zur Änderung der spinabhängigen Zustandsdichte der s-Bänder des NM an der Fermi-Energie. Abbildungen nach [198–200].

7.1.2 Spininjektion am FM/NM Interface

Der Spin-Transport über ein FM/NM Interface kann mit Hilfe des Zwei-Strom Modells von Mott [89, 90], welches unter anderem von Campbell und Fert [91, 92] erweitert wurde, beschrieben werden. Dabei werden die Leitfähigkeiten $\sigma_{\uparrow(\downarrow)}$ für Majoritäts- und Minoritätsspins⁵ als quasi voneinander unabhängig betrachtet, mit $\sigma_s = \sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}$.

Ursächlich für einen Ladungsstrom $j = \sigma \nabla \mu = j_{\uparrow} + j_{\downarrow}$ ist der Gradient $\nabla \mu$ des quasichemischen Potentials⁶, mit σ gleich der Leitfähigkeit. Ein Spinstrom $j_s = j_{\uparrow} - j_{\downarrow}$ muss daher mit einer Differenz der quasichemischen Potentiale $\mu_{\uparrow(\downarrow)}$ der Spin-Up und Spin-Down Elektronen verknüpft sein [4]. Daraus ergibt sich

$$j_{\uparrow(\downarrow)} = \sigma_{\uparrow(\downarrow)} \nabla \mu_{\uparrow(\downarrow)}, \quad (7.17)$$

Mit $\mu = \frac{1}{2}(\mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow})$ und $\mu_s = \frac{1}{2}(\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})$ können der Ladungsträger- und der

⁵ Im Allgemeinen wird als Majoritätsspin die Spinausrichtung (\uparrow oder \downarrow) mit der höheren Zustandsdichte $N_{\uparrow}(E_F)$ bzw. $N_{\downarrow}(E_F)$ an der Fermi-Energie bezeichnet [4]. Eine ebenso häufig verwendete Konvention ist die Bezeichnung von Spin-Up Elektronen als Majoritätsspins und von Spin-Down Elektronen als Minoritätsspins [197].

⁶ Das in [15] hergeleitete quasichemische Potential beschreibt sowohl Drift als auch Diffusion und vereinfacht die Beschreibung der Spininjektion.

Spinstrom umgeformt werden zu [15]:

$$j = j_{\uparrow} + j_{\downarrow} = \sigma \nabla \mu + \sigma_s \mu_s, \quad (7.18)$$

$$j_s = j_{\uparrow} - j_{\downarrow} = \sigma_s \nabla \mu + \sigma \mu_s. \quad (7.19)$$

Im FM gilt daher mit $\sigma_s \neq 0$, dass durch einen Gradienten von μ_s ein Ladungsträgerstrom j fließt. Ein Spinstrom im FM fließt dann durch das Anlegen einer Spannung. Umgekehrt kann im NM ($\sigma_s = 0$) ein Spinstrom j_s nur durch einen Gradienten von μ_s induziert werden.

Durch die Austauschkopplung ist für die 3d-Bänder eines ferromagnetischen Übergangmetalls (z.B. Eisen oder Nickel) die Besetzungszahl / Zustandsdichte $N_{\uparrow/\downarrow}(E)$ spinabhängig. Wie in Abbildung 7.4 (b) dargestellt, ist das 3d-Band Austausch-aufgespalten (*Exchange Split*), so dass $N_{\uparrow}(E_F) \neq N_{\downarrow}(E_F)$ gilt [199, 200]. Das 4s-Band der Übergangsmetalle ist hingegen nicht spinpolarisiert, wie in Abbildung 7.4 (a) skizziert. Üblicherweise wird das 4s-Band bei der Diskussion experimenteller Ergebnisse vernachlässigt, kann formell jedoch durch ein hybridisiertes und spinpolarisiertes 3d-4s Band berücksichtigt werden [200]. Für nichtmagnetische Leiter ist das s-Band nicht spinpolarisiert.

Abbildung 7.4 (b)-(c) veranschaulicht den Vorgang der Spininjektion von einem FM in einen nichtmagnetischen Leiter. Im Vergleich zu (a) ändert sich durch die Spininjektion und der dadurch entstehenden Spinakkumulation im NM die spinabhängige Zustandsdichte der Spin-Subbänder an der Fermi-Energie, so dass $N_{\uparrow}(E_F) > N_{\downarrow}(E_F)$ gilt [199, 200]. Durch den so induzierten Gradienten des quasichemischen Potentials $\nabla \mu_s$ kann ein Spinstrom im NM fließen.

Problematisch bei der Spininjektion ist der *Conductivity Mismatch*, durch den die Spininjektionseffizienz soweit sinken kann, dass die injizierten Spins depolarisieren, bevor sie den NM erreicht haben [201, 202]. Ursächlich ist der unterschiedliche effektive Spinwiderstand des NM, $r_{NM} = \lambda_{s,NM}/\sigma_{NM}$, und des FM, $r_{FM} = \lambda_{s,FM}/\sigma_{FM}$ [4, 203]. Dabei kann gezeigt werden, dass ohne einen zusätzlichen Grenzflächenwiderstand (Ohmsche / transparente Kontakte mit $r_C = 0$) zwischen dem FM und dem NM die Spininjektionseffizienz P_{inj} mit $(1 + r_{NM}/r_{FM})^{-1}$ skaliert [203]. Insbesondere für einen FM/Halbleiter Übergang gilt jedoch $r_{NM} \gg r_{FM}$ und somit $P_{inj} \rightarrow 0$. Durch einen ausreichend hohen Grenzflächenwiderstand $r_C \geq r_{NM}$, beispielsweise in Form einer (Oxid-) Tunnelbarriere, kann jedoch eine Erhaltung der Spinpolarisation im NM gewährleistet werden [4, 203].

7.1.3 Detektion von Spinsignalen

Silsbee-Johnson Spin-Charge Coupling

Die Injektion spinpolarisierter Elektronen in einen nichtmagnetischen Leiter kann wie oben skizziert, durch einen elektrischen Stromfluss durch ein FM/NM Interface erfolgen. Infolge der Spininjektion entsteht ein Spin-Ungleichgewicht im NM und damit eine Differenz der quasichemischen Potentiale im NM,

$\mu_{\uparrow} \neq \mu_{\downarrow}$. Umgekehrt erzeugt eine Spinakkumulation im NM in der Nähe des NM/FM Interface in einem geschlossenen Stromkreis einen elektrischen Strom, und in einem offenen Stromkreis eine elektromotorische Kraft (EMK). Dieser von Silsbee [204] postulierte und zur Spininjektion inverse Effekt, wurde erstmals von Silsbee und Johnson nachgewiesen [205], und wird daher auch als „Silsbee-Johnson“ *Spin-Charge Coupling* bezeichnet. Dadurch war es erstmals an einem FM/NM/FM Interface möglich, die mit Hilfe eines ferromagnetischen Injektors in den NM injizierten spinpolarisierten Elektronen mit einem ebenfalls ferromagnetischen Detektor nachzuweisen (siehe auch Abbildung 7.5).

Für den betrachteten NM/FM-Übergang kann gezeigt werden, dass ein Spin-Ungleichgewicht im NM, d.h. eine Differenz der quasichemischen Potentiale $\Delta\mu_{NM} = \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow} \neq 0$, eine elektromotorische Kraft und damit eine Spannung induziert [199, 205, 206]:

$$EMK = -P_{det} \Delta\mu_{NM}. \quad (7.20)$$

Die EMK ist direkt proportional zum Spin-Ungleichgewicht im NM, wobei P_{det} die Detektionseffizienz der FM Elektrode ist. Ein Spin-Ungleichgewicht im nichtmagnetischen Leiter kann daher durch *Spin-Charge Coupling* an einem NM/FM-Übergang experimentell bestimmt werden.

Nicht-lokale Messung des Spinsignals

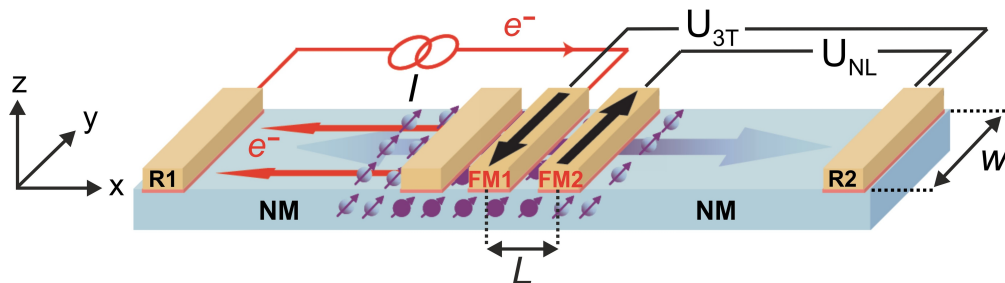


Abbildung 7.5: Laterale FM/NM/FM-Struktur mit nicht-lokaler Messanordnung. Durch Anlegen eines Stroms zwischen FM1 und dem Referenzkontakt R1 werden Spins in den nichtmagnetischen Leiter (NM) injiziert. Zwischen FM2 und R2 kann die nicht-lokale, spininduzierte Spannung U_{NL} gemessen werden, zwischen FM1 und R2 die 3-Punkt Spannung U_{3T} . Abbildung aus [23].

In Spintransport-Messungen wird das spininduzierte Signal häufig von Hintergrundeffekten wie dem Magnetowiderstand der Elektroden (z.B. AMR-Effekt) oder Hall-Effekten überlagert. Durch eine nicht-lokale Messanordnung, bei der die Spindetektion außerhalb des Strompfads der Spininjektion stattfindet, können diese Effekte reduziert oder vermieden werden [20, 23, 207].

Abbildung 7.5 zeigt eine laterale FM/NM/FM-Struktur mit nicht-lokaler Messanordnung. Durch Stromfluss zwischen der ferromagnetischen Elektrode FM1

und dem nichtmagnetischen Referenzkontakt R1 werden spinpolarisierte Elektronen in den nichtmagnetischen Leiter injiziert, die durch das elektrische Feld in Richtung R1 driften. Daraus resultiert eine unterschiedliche Spinpolarisation rechts und links von FM1, so dass spinpolarisierte Elektronen in Richtung von FM2 diffundieren. Die Detektion der spininduzierten, nicht-lokalen Spannung U_{NL} an FM2 erfolgt zwischen FM2 und dem nichtmagnetischen Referenzkontakt R2 durch den oben beschriebenen Mechanismus des *Spin-Charge Coupling*. Zusätzlich kann auch die 3-Punkt (*Three Terminal*) Spannung U_{3T} zwischen FM1 und R2 abgegriffen werden. Als Referenzkontakt kann anstelle eines nichtmagnetischen Kontakts auch ein ferromagnetischer Kontakt verwendet werden, da die Spinpolarisation an R2 auf Grund der hohen Entfernung ($\gg \lambda_s$) zu FM1 bzw. FM2 stets Null ist.

Spin Valve Messungen

Mit Hilfe von *Spin Valve* Messungen kann in lateralen FM/NM/FM-Strukturen (siehe Abbildung 7.5) Spininjektion und -diffusion im NM nachgewiesen werden. Im Abstand L zum Injektor⁷ kann am Detektor ein nicht-lokales, spininduziertes *Spin Valve* Signal U_{NL}^{SV} detektiert werden [15, 20, 25, 206]:

$$U_{NL}^{SV} = \pm \frac{P_{inj} \cdot P_{det} \cdot I_{inj} \cdot R_s \cdot \lambda_s}{2W} \cdot e^{-L/\lambda_s}. \quad (7.21)$$

Hier ist λ_s die Spin-Diffusionslänge, I_{inj} der Injektionsstrom, R_s Schichtwiderstand des NM, und W die Breite des NM Kanals. $P_{inj/det}$ ist die Injektions- bzw. Detektionseffizienz des Injektors bzw. Detektors⁸. Das Vorzeichen von U_{NL}^{SV} bestimmt sich aus der Orientierung der Magnetisierungsrichtungen der FM Kontakte zueinander: (+) für parallele, und (−) für antiparallele Orientierung [20]. Die Änderung des Signals zwischen paralleler und antiparalleler Konfiguration ist daher $\Delta U_{NL}^{SV} = 2 \cdot U_{NL}^{SV}$. Für *Spin Valve* Messungen in 3-Punkt Konfiguration, bei der als Injektor und Detektor der gleiche ferromagnetische Kontakt verwendet wird, erhält man ein auf den TAMR-Effekt⁹ zurückzuführendes Signal.

Abbildung 7.6 zeigt den Mechanismus einer *Spin Valve* Messung für den *Down-sweep* des Magnetfelds ($+B_y \rightarrow -B_y$).

(a) Für ein hohes, positives Magnetfeld B_y ist die Magnetisierung beider Elektroden parallel zueinander orientiert ($\uparrow\uparrow$).

(b) Wird B_y erniedrigt ($B_y < 0$), reorientiert sich zuerst die Magnetisierung des FM Kontakts mit dem kleinerem Koerzitivfeld (in diesem Fall der Injektor FM1) entlang des Magnetfeldvektors. Dadurch sind die Magnetisierungsrichtungen der beiden FM zueinander antiparallel orientiert ($\downarrow\uparrow$), was mit einer

⁷ Der Abstand L wird von der Mitte der Ferromagneten aus gemessen, siehe Abbildung 7.5.

⁸ Die Effizienz entspricht dem Grad der Spinpolarisation des Stroms, der durch den jeweiligen Kontakt injiziert wird.

⁹ *Tunneling Anisotropic Magnetoresistance*. Untersuchungen dieses Effekts finden sich beispielsweise in [208, 209].

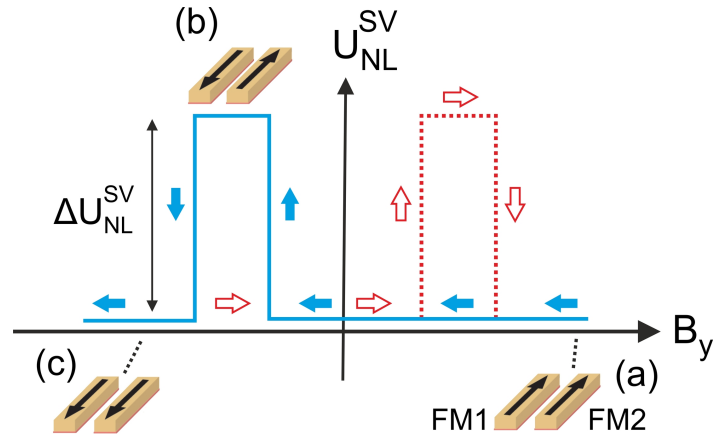


Abbildung 7.6: Mechanismus einer Spin Valve Messung für eine nicht-lokale Messanordnung (siehe Abbildung 7.5). Downsweep ($+B_y \rightarrow -B_y$): (a) Für hohe Magnetfelder sind die Magnetisierungsachsen von FM1 und FM2 parallel ausgerichtet. (b) Wird B_y erniedrigt (blaue Pfeile) und ein Gegenfeld angelegt, ändert einer der FM Kontakte (in diesem Fall FM1) die Magnetisierungsrichtung. Durch die antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungsrichtung von FM1 und FM2 ändert sich die an FM2 detektierte Spannung um ΔU_{NL}^{SV} . Für ein noch kleineres Magnetfeld liegt wieder eine parallele Magnetisierung von Injektor und Detektor vor (c). Für den Upsweep ($-B_y \rightarrow +B_y$, offene Pfeile) ergibt sich die gleiche Spannungsänderung (gestrichelte Linie).

entsprechenden Änderung des *Spin Valve* Signals verknüpft ist. Im skizzierten Fall der Spininjektion gilt $I_{inj} < 0$, daher ist $\Delta U_{NL}^{SV} > 0$.

(c) Wird das Magnetfeld weiter erniedrigt, dreht sich auch die Magnetisierung des zweiten FM (in diesem Fall des Detektors FM2), so dass die Magnetisierungsachsen wieder parallel zueinander orientiert sind ($\uparrow\uparrow$), und das Spannungssignal wieder seinen ursprünglichen Wert erreicht.

Wird ausgehend von (c) das Magnetfeld wieder erhöht (*Upsweep* von $-B_y \rightarrow +B_y$, offene Pfeile), ändert sich auf Grund des gleichen Mechanismus (unter der Annahme gleicher Koerzitivfelder für $\pm B_y$) das nicht-lokale Signal für positive Werte von B_y (gestrichelte Linie).

Experimentell setzt sich das nicht-lokale *Spin Valve* Signal aus dem reinen spininduzierten Signal, sowie einem magnetfeldabhängigem Hintergrund zusammen. Bei der in Abbildung 7.7 gezeigten *Spin Valve* Messung in einem (Al,Ga)As/GaAs 2DEG ist der magnetfeldabhängige Hintergrund bereits entfernt. Zudem kann für $B = 0$ ein Peak im Signal beobachtet werden. Dieser ist auf DNP¹⁰-Effekte zurückzuführen, bei der die injizierten Spins die Kernspins von Ga und As polarisieren. Die polarisierten Kernspins wirken effektiv als zusätzliches Magnetfeld, das auch als „Overhauser“-Feld bezeichnet wird [20, 21, 210].

¹⁰ *Dynamic Nuclear Polarization.*

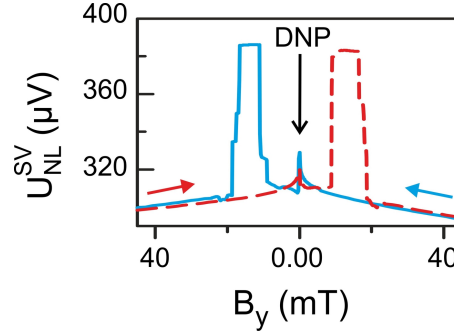


Abbildung 7.7: Nicht-lokale Spin Valve Messung an einem $(Al,Ga)As/GaAs$ 2DEG mit $(Ga,Mn)As$ basierenden Esaki-Dioden, durchgeführt bei $T = 1.4$ K und $I_{inj} = -20$ μA . Abbildung aus [4].

Sind Injektor und Detektor von gleicher Größe (relevant ist hier die Breite in x -Richtung), so besitzen sie identische oder nur geringfügig abweichende Koerzitivfelder. Daher wird am Detektor nur ein *Spin Valve* ähnliches Signal detektiert, dessen Ursprung aber nicht im Umschaltvorgang der Magnetisierung liegt [20].

Hanle-Messungen

Neben *Spin Valve* Messungen sind Hanle-Messungen eine weitere Möglichkeit, Spininjektion und -diffusion in einem nichtmagnetischen Material nachzuweisen. Wie in Abbildung 7.8 dargestellt, werden zur Durchführung einer Hanle-Messung zunächst Injektor und Detektor in der gleichen Richtung magnetisiert (im Allgemeinen entlang der langen Achse der Elektroden, y -Achse). Hierbei ist, abhängig von den Koerzitivfeldern der Elektroden, auch eine antiparallele Konfiguration der Magnetisierungen möglich. Anschließend wird das Magnetfeld wieder auf Null gefahren, dabei bleibt die ursprüngliche Magnetisierungsrichtung der Elektroden erhalten. Durch das anschließend applizierte, transversale Magnetfeld B_z präzedieren die injizierten Spins in der xy -Probenebene mit der Larmorfrequenz ω_L :

$$\omega_L = \frac{g\mu_B B_z}{\hbar}. \quad (7.22)$$

In der Zeit t , die ein Ladungsträger im diffusiven Regime benötigt, um nach der Injektion den Detektor zu erreichen, ändert sich daher der Präzessionswinkel $\Phi(t)$ zwischen initialer Orientierung ($\Phi = 0$, parallel zur y -Achse) und Spinausrichtung:

$$\Phi(t) = \omega_L \cdot t. \quad (7.23)$$

Am Detektor kann jedoch nur der auf die Magnetisierungsachse (y -Achse) projizierte Anteil $\propto \cos(\Phi)$ des Spins detektiert werden¹¹. Unter Vernachlässigung

¹¹ Für kleine Magnetfelder bleibt die Magnetisierung der Elektroden entlang der y -Achse ausgerichtet. Für auf $(Ga,Mn)As$ basierende Elektroden orientiert sich die Magnetisierung

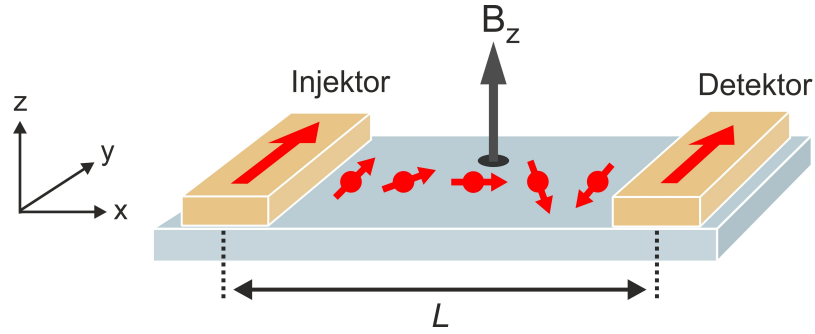


Abbildung 7.8: Grundprinzip von Hanle-Messungen: Die injizierten Spins werden durch ein out-of-plane Magnetfeld B_z zur Präzession angeregt. Sie diffundieren dabei zum Detektor und relaxieren mit τ_s . Abbildung nach [211].

von Rückstreuung und Spin-Relaxation ist der Betrag des Spinsignals für parallele ($\uparrow\uparrow$) bzw. antiparallele ($\downarrow\uparrow$) Ausrichtung des Spins zum Detektor maximal bzw. minimal, für $\Phi = n \cdot \frac{\pi}{2}$ entsprechend Null.

Für ein gegebenes magnetisches Feld B_z ergibt sich das nicht-lokale Hanle-Signal U_H^{NL} durch Integration über t zu [20, 23]:

$$U_{NL}^H(L, B_z) = U_0 \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-L^2/4Dt} \cos(\omega_L t) e^{-t/\tau_s} dt, \quad (7.24)$$

mit $U_0 = \pm P_{inj} \cdot P_{det} \cdot I_{inj} \cdot R_s \cdot \lambda_s / 2W$.

In obiger Gleichung ist neben der Spinpräzession $\cos(\omega_L t)$ auch die Spin-Relaxation durch den Ausdruck e^{-t/τ_s} berücksichtigt. Der Ausdruck $n(t) = N_0 / \sqrt{4\pi Dt} \cdot e^{-L^2/4Dt}$ beschreibt die Elektronendichte nach der Zeit t am Detektor [siehe auch Gleichung (7.2)], wobei D die Diffusionskonstante ist [15].

Abbildung 7.9 zeigt eine nicht-lokale Hanle-Messung an einem (Al,Ga)As/GaAs 2DEG, bei der (Ga,Mn)As basierende Esaki-Dioden als spininjizierende Elektroden verwendet wurden. Die Messkonfiguration ist dabei identisch zur der in Abbildung 7.8. Die Rohdaten der Messung (a) zeigen deutlich, dass das Spin-Signal von einem magnetfeldabhängigen Hintergrund-Signal überlagert wird, welches durch eine polynomielle Funktion (gestrichelte Linie) gefittet werden kann. Wird von den Rohdaten der Hintergrund abgezogen, ist deutlich eine charakteristische Hanle-Kurve mit der Form einer Lorentz-Kurve zu erkennen. Aus dem Fit der Hanle-Kurve lässt sich die Spin-Relaxationszeit τ_s extrahieren.

Auch für Hanle-Messungen ergibt sich das Problem, dass zusätzlich zum applizierten Magnetfeld das aus DNP-Effekten resultierende Magnetfeld der Kernspins wirkt. Dies kann beispielsweise zu einer Verengung der Hanle-Kurve mit einem entsprechend höheren Wert für τ_s führen [21].

erst für höhere Magnetfelder aus der Probenebene [4, 20].

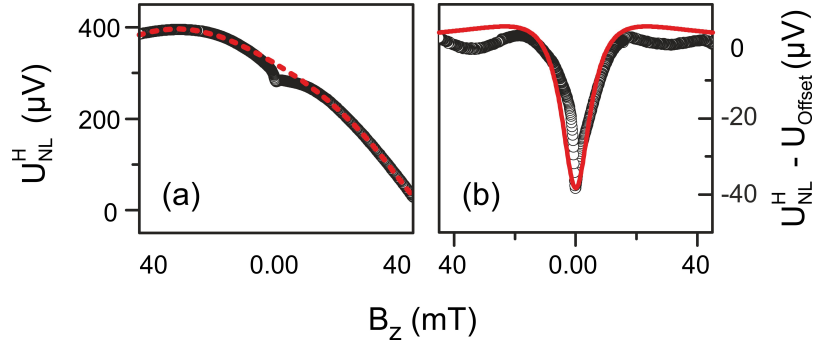


Abbildung 7.9: Nicht-lokale Hanle-Messung an einem $(\text{Al,Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ 2DEG mit $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ basierenden Esaki-Dioden, durchgeführt bei $T = 1.4\text{ K}$ und $I_{\text{inj}} = -20\text{ }\mu\text{A}$. (a) Die Rohdaten zeigen einen magnetfeldabhängigen Hintergrund, der mit einer polynomiellen Funktion gefittet werden kann (gestrichelte Linie). (b) Nach Subtraktion des polynomiellen Fits von den Rohdaten kann die Magnetfeldabhängigkeit mit einer symmetrischen Hanle-Kurve (durchgezogene Linie) gefittet werden. Abbildungen aus [4].

7.2 Spininjektion in GaAs-basierende zweidimensionale Elektronengase

7.2.1 Eigenschaften von Galliumarsenid

Galliumarsenid (GaAs) zählt zur Gruppe der III-V Verbindungshalbleiter, wobei Gallium der chemischen Hauptgruppe III und Arsen der Hauptgruppe V zugeordnet ist. Wie in Abbildung 7.10 dargestellt, kristallisiert GaAs in der Zinkblende-Struktur, die aus einem *fcc* Gitter¹² mit zweiatomiger Basis besteht. Das Gallium-Gitter $(0, 0, 0)$ und das Arsen-Gitter $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}) \times a_0$ sind dabei um ein Viertel der Raumdiagonale a_0 zueinander versetzt, wobei bei Raumtemperatur für die Gitterkonstante von GaAs $a_0 \approx 5,653\text{ Å}$ gilt [212–214]. Beispielsweise weist die Diamantstruktur auch eine Zinkblende-Struktur auf, jedoch sind im Gegensatz zu GaAs hier die Basen ausschließlich mit Kohlenstoff-Atomen besetzt. Für GaAs verringert die zweiatomige Basis der Zinkblende-Struktur den Grad der Symmetrie, so dass GaAs kein Inversionszentrum besitzt. Dies hat für die Spin-Bahn Kopplung in GaAs weitreichende Konsequenzen [215] und wird in Abschnitt 7.3.1 näher erörtert.

Die industrielle Herstellung von GaAs-Einkristallen erfolgt mittels Tiegelziehverfahren aus einer Schmelze von Gallium (Ga) und Arsen (As) [217]. Das Wachstum von GaAs auf einem GaAs-Substrat mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) wird durch folgende chemische Reaktionen ermöglicht [218]:



¹² *Face-Centered Cubic*.

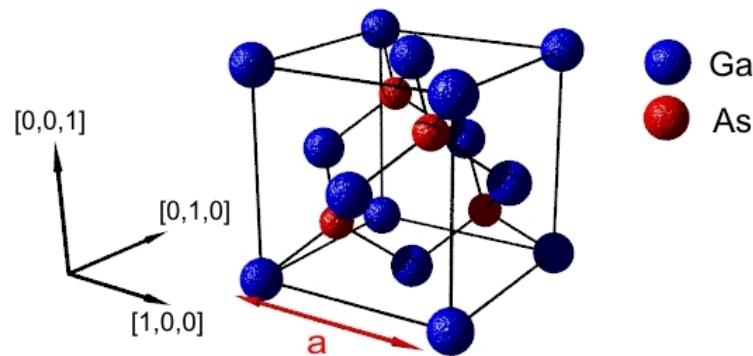


Abbildung 7.10: Zinkblende-Struktur von GaAs, die aus einem zweiatomigen fcc Gitter mit einer Gallium-Basis und einer Arsen-Basis besteht, die jeweils um ein Viertel der Raumdiagonale zueinander versetzt sind. Das Arsen-Gitter ist hier nur teilweise dargestellt. Abbildung aus [216].

Dabei werden die beiden elementaren Stoffe Gallium und Arsen in einer UHV¹³-Kammer aus zwei separaten Quellen verdampft. Damit sich ein weitgehend defektfreies Gitter ausbilden kann, ist für GaAs eine Substrat-Temperatur von $\approx 630\text{ }^{\circ}\text{C}$ erforderlich. Unter optimalen Bedingungen wachsen bei der Epitaxie die GaAs-Kristalle in der gleichen kristallographischen Orientierung wie das GaAs-Substrat auf. Die Wachstumsrate kann dabei über die Temperatur der jeweiligen Quellen geregelt werden. Für Gallium liegt diese bei $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$, für Arsen bei etwa $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ [219]. Dotierstoffe für eine p- oder n-Dotierung lassen sich über weitere Verdampfungsquellen einbringen, wobei hier insbesondere Kohlenstoff oder Silizium verwendet wird. Silizium lässt sich je nach Temperatur und Druck als Donator oder Akzeptor einbringen [212].

Als intrinsischer Halbleiter mit einer direkten Bandlücke von $E_g \approx 1.42\text{ eV}$ zeichnet sich GaAs für einige Spezialanwendungen in der Halbleitertechnologie aus. Beispielsweise ist GaAs gegenüber Temperaturschwankungen (thermische Anregung) und Strahlung (z.B. kosmische Strahlung, Einsatz in Satellitenelektronik) durch die im Vergleich zu Silizium größere Bandlücke¹⁴ unempfindlicher [214, 220].

7.2.2 Eigenschaften von Gallium-Mangan-Arsenid

Gallium-Mangan-Arsenid, kurz (Ga,Mn)As, ist ein auf GaAs basierender, magnetischer Halbleiter. Beim Wachstum von (Ga,Mn)As wird GaAs zusätzlich mit Mangan (Mn) dotiert. Bei der Dotierung nehmen Mangan-Atome den Platz von Gallium-Atomen mit einem prozentualen Anteil x gemäß $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ in der Gitterstruktur von GaAs ein (Mn_{Ga}). Wie in Abbildung 7.11 (a) dargestellt,

¹³ Ultrahochvakuum.

¹⁴ Silizium besitzt eine indirekte Bandlücke mit $E_g \approx 1.2\text{ eV}$.

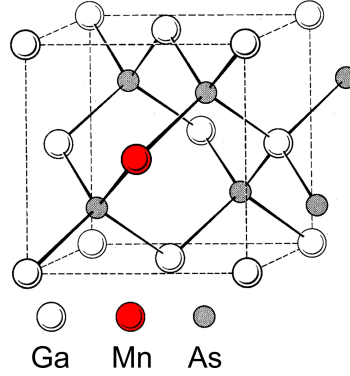


Abbildung 7.11: Zinkblende-Gitterstruktur von $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$. Im Vergleich zu GaAs werden beim Wachstum gemäß $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ Gallium-Atome durch Mangan-Atome/Ionen ersetzt (Mn_{Ga}). Abbildung aus [223].

ändert sich gegenüber GaAs die Gitterstruktur nicht, d.h. $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ kristallisiert ebenfalls in Zinkblende-Formation.

Die Elektronenkonfiguration von Mn $[\text{Ar}]3d^5 4s^2$ unterscheidet sich von der Elektronenkonfiguration von Ga $[\text{Ar}]3d^{10} 4s^2 4p^1$ durch die nur halbgefüllte d-Schale sowie durch das fehlende 4p-Elektron¹⁵. Auf Grund des fehlenden 4p-Elektrons fungiert Mn in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ als Akzeptor und erhöht dadurch die Löcherkonzentration [99, 221]. Für die Gitter-Bindung werden nur die 4s-Elektronen, jedoch nicht die halbgefüllte d-Schale des Mn berücksichtigt. Da die Spins der fünf Elektronen der d-Schale auf Grund der Hund'schen Regel gleich ausgerichtet sind, tragen die Mn-Atome/Ionen einen Gesamt-Spin von $S = \frac{5}{2}$ [99, 221]. Das eigentlich diamagnetische GaAs erhält durch die Dotierung mit Mn somit lokalisierte magnetische Momente, weshalb $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ auch als "verdünnter magnetischer Halbleiter" (DMS^{16}) bezeichnet wird [222].

Ferromagnetismus in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$

Die ferromagnetische Ordnung in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ könnte prinzipiell durch die direkte Austauschwechselwirkung im Heisenberg-Modell mit dem Hamilton-Operator

$$\mathcal{H}^{\text{Heisenberg}} = -2 \sum_{i>j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (7.27)$$

beschrieben werden, wobei J_{ij} das Austauschintegral zwischen den wechselwirkenden Spin S_i und S_j ist [224]. Durch die Notwendigkeit sich überlappender Wellenfunktionen ist die direkte Austauschwechselwirkung jedoch sehr kurzreichweitig und kann daher das ferromagnetische Verhalten in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ nur bedingt erklären. Vor allem sind im $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ Kristallgitter die Mn_{Ga} Ionen und somit auch die induzierten magnetischen Momente zu weit voneinander entfernt, so dass es nur zu einem geringen Überlapp der Wellenfunktionen kommt.

¹⁵ Elektronenkonfiguration von As: $[\text{Ar}]3d^{10} 4s^2 4p^3$.

¹⁶ *Diluted Magnetic Semiconductor*.

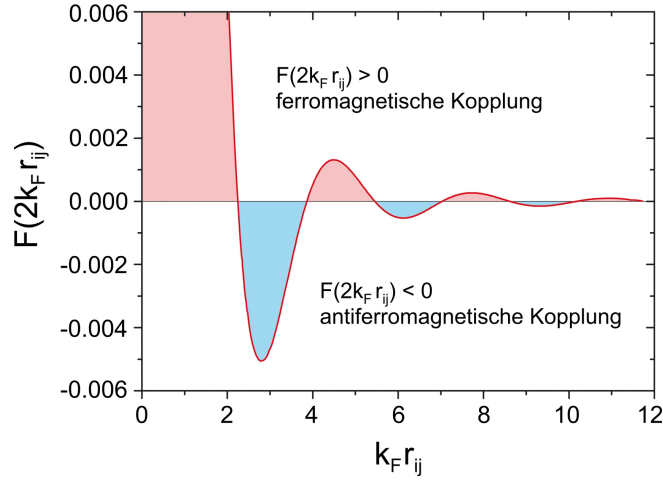


Abbildung 7.12: Friedel-Oszillationen $F(2k_F r_{ij})$ in Abhängigkeit vom räumlichen Abstand r_{ij} der Mn-Ionen. Für positive Werte von $F(2k_F r_{ij})$ ist die indirekte Austauschwechselwirkung ferromagnetisch. Bild aus [223].

Stattdessen kann die magnetische Kopplung der Mn-Ionen durch eine indirekte Austauschwechselwirkung ohne Überlapp der Wellenfunktionen abgebildet werden. Ein lokalisiertes magnetisches Moment eines Mn-Ions i mit Spin \vec{S}_i koppelt antiferromagnetisch mit freien Löchern. Da dies die Polarisation der Ladungsträger räumlich verändert, wird der Spin \vec{S}_j des nächsten Mn-Ions j im Abstand r_{ij} ebenfalls beeinflusst [224]. Da Mn-Ionen jeweils antiparallel mit freien Löchern koppeln, sind die magnetischen Momente der Mn-Ionen effektiv zueinander parallel ausgerichtet [225, 226]. Die Kopplung kann im Rahmen des RKKY¹⁷-Modells mit einem Heisenberg-ähnlichen Hamiltonian \mathcal{H}^{RKKY} abgebildet werden [225]:

$$\mathcal{H}^{RKKY} = -2 \sum_{i>j} J_{ij}^{RKKY} \vec{S}_i \vec{S}_j. \quad (7.28)$$

Die Austauschkonstante J_{ij}^{RKKY} ergibt sich für (Ga,Mn)As zu [225]:

$$J_{ij}^{RKKY} = -\frac{2m^* k_F^4}{\pi \hbar^2} \cdot J_{pd}^2 \cdot F(2k_F r_{ij}) \cdot e^{-r_{ij}/l}. \quad (7.29)$$

Dabei werden durch den Faktor J_{pd} Wechselwirkungen zwischen den Spins der Ladungsträger mit p-Schalen Charakter und den Spins der Elektronen der 3d-Schale des Mangan wiedergegeben; l ist die mittlere freie Weglänge der Löcher. Ein weiterer Term in der Austauschkonstanten sind die sogenannten Friedel-Oszillationen $F(2k_F r_{ij})$, die durch eine oszillierende Funktion beschrieben werden:

$$F(x) = \frac{\sin(x) - x \cos(x)}{x^4}. \quad (7.30)$$

¹⁷ Rudermann-Kittel-Kasuya-Yosida.

Abbildung 7.12 zeigt den Verlauf der Friedel-Oszillationen $F(x)$ in Abhängigkeit vom Abstand r_{ij} der Mn-Ionen.

Die RKKY-Wechselwirkung ist für positive Werte von $F(x)$ ferromagnetisch, für negative Werte antiferromagnetisch [225]. Der Wert von $2k_F r_{ij}$ liegt in (Ga,Mn)As stets unterhalb des Werts für den ersten Nulldurchgang der Friedel-Oszillationen, so dass ausschließlich ein ferromagnetischer Beitrag der RKKY-Wechselwirkung auftritt [225, 227].

Magnetische Anisotropie in (Ga,Mn)As

Die magnetische Anisotropie von (Ga,Mn)As ist sehr komplex und hängt von vielen Parametern ab. Wesentliche Einflussfaktoren sind die Temperatur, die Verspannung der Schicht durch das Wachstum, sowie die Löcherkonzentration [226, 228]. Für Zinkblende-Strukturen wie (Ga,Mn)As ist eine kubische magnetokristalline Anisotropie zu erwarten. Bei auf (001) GaAs gewachsenem (Ga,Mn)As liegen die leichten Achsen entlang der $\langle 100 \rangle$ Richtungen, d.h. *in-plane* entlang [100] und [010] [229]. Da jedoch die Gitterkonstante von (Ga,Mn)As näherungsweise linear mit steigendem Mangan-Gehalt zunimmt [222], kann es zu einer Gitterfehlانpassung zwischen (Ga,Mn)As und dem GaAs-Substrat kommen. Die daraus resultierende kompressive Verspannung in der Filmebene kann die kubische Symmetrie auflösen [229], was zur Ausprägung einer uniaxialen leichten Achse in [110]-Richtung führt [226, 230]. Nach Studien von Welp *et al.* [230] an auf (001) GaAs aufgewachsenem (Ga,Mn)As ($x = 4\%$, Schichtdicke 300 nm, $T_C = 60$ K) dominiert bei Temperaturen unterhalb von $T_C/2$ die biaxiale *in-plane* Anisotropie, oberhalb von $T_C/2$ die uniaxiale *in-plane* Anisotropie. Grund hierfür ist, dass die kubische Anisotropie durch die temperaturabhängige Kopplung zwischen Mn-Ionen und Löchern vermittelt wird [230].

Im Gegensatz zu ferromagnetischen Übergangsmetallen spielt in (Ga,Mn)As die Formanisotropie eine untergeordnete Rolle, da die Stärke der Formanisotropie proportional zur Sättigungsmagnetisierung skaliert, welche in (Ga,Mn)As jedoch sehr klein ist. Experimentell konnte dennoch gezeigt werden, dass für strukturierte (Ga,Mn)As Filme über das geometrische Aspektverhältnis¹⁸ das Koerzitivfeld angepasst werden kann [229].

7.2.3 Wafer-Layout für die Spininjektion in ein (Al,Ga)As/GaAs 2DEG

Um eine effiziente Spininjektion in zweidimensionale Systeme zu realisieren, muss das verwendete Wafer-Layout folgenden Anforderungen genügen [4].

- (i) Durch das Wafer-Layout muss sich ein 2DEG mit hoher Beweglichkeit ausbilden.

¹⁸ Verhältnis Länge zu Breite des Streifens.

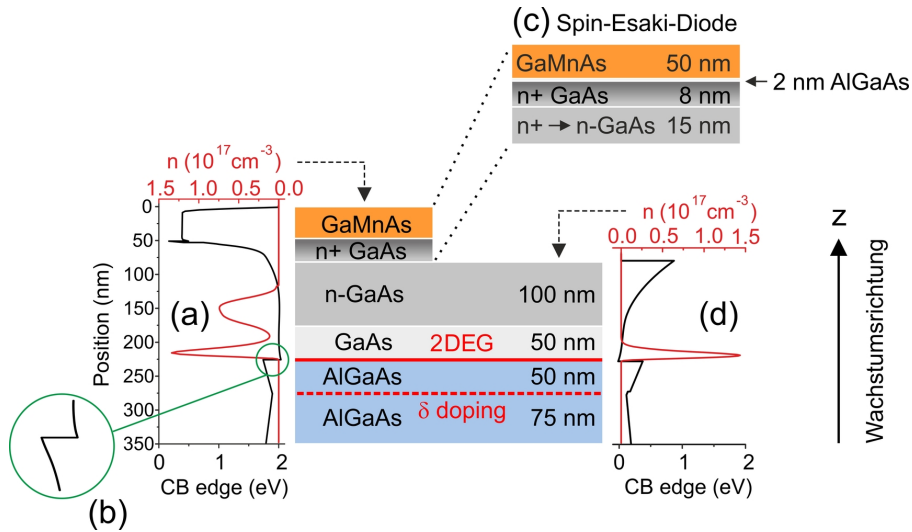


Abbildung 7.13: Wafer-Layout für den Nachweis des Spin-Galvanischen Effekts. Die simulierte Leitungsbandstruktur und Ladungsträgerdichte (a) zeigt deutlich, dass sich ein 2DEG (b) an der (Al,Ga)As/GaAs Grenzfläche ausbildet. Die am hochdotierten p-n Übergang gebildete Esaki-Diode (c) ermöglicht eine effiziente Spininjektion. Durch Entfernen des Top Layer kann der Ladungsträgertransport auf das 2DEG beschränkt werden, wie die simulierte Leitungsbandstruktur und Ladungsträgerdichte (d) zeigt. Abbildung nach [25].

- (ii) Weiterhin muss es möglich sein, einen Ladungsträgerstrom zwischen den verwendeten FM Kontakten und dem 2DEG zu applizieren.
- (iii) Zudem muss der laterale Transport zwischen den FM Kontakten ausschließlich auf das 2DEG beschränkt sein.

Abbildung 7.13 zeigt die Schichtfolge des Wafer C150617A, der für die Experimente zum Nachweis des Spin-Galvanischen Effekts benutzt wurde. Die Schichten wurden dabei per Molekularstrahlepitaxie auf einem (001) GaAs-Wafer mit Wachstumsrichtung $z = [001]$ gewachsen. Wafer mit gleicher Schichtfolge und ähnlichen Wachstumsparametern wurden beispielsweise in [21, 25, 26, 231] verwendet. Im Folgenden wird nun gezeigt, dass das verwendete Wafer-Layout obigen Anforderungen genügt.

Die Schichtfolge (in Wachstumsrichtung) beginnt mit einem 1000 nm dicken GaAs/(Al,Ga)As Übergitter, welches auf dem GaAs-Substrat gewachsen wird (in Abbildung 7.13 nicht dargestellt). Daran schließt sich eine 75 nm dicke $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ Schicht an, über der sich eine Si δ -Dotierung befindet. Das 2DEG bildet sich an der Grenzschicht zwischen der nachfolgenden, 125 nm dicken $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ Schicht und der undotierten, 50 nm dicken GaAs-Schicht aus [212, 232].

Mit Hilfe der Software nextnano³ [233] wurden die Leitungsbandstruktur sowie die Ladungsträgerdichte des Wafer simuliert, welche in Abbildung 7.13 (a) abgebildet sind. Die Leitungsbandstruktur (schwarz) zeigt eindeutig die Bildung

eines Potentialtopfs am (Al,Ga)As/GaAs Interface (b). Durch die zwischen den beiden (Al,Ga)As-Schichten eingebettete Si δ -Dotierung¹⁹ wird das 2DEG mit Ladungsträgern bevölkert, was auch in der simulierten Ladungsträgerdichte (rot) sichtbar ist. Die experimentell in Magnetotransportmessungen mit strukturierten Proben ermittelten Beweglichkeiten $\mu_e = 2 - 3 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (vergleiche auch [21, 25]) zeigen, dass sich ein hochbewegliches 2DEG ausbildet, wodurch die eingangs gestellte Bedingung (i) erfüllt ist.

Der *Top Layer* (c) des Wafer besteht aus einem 15 nm dicken $n \rightarrow n^+$ *Transition Layer* mit sukzessiver Erhöhung der Dotierung von $n = 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ auf $n^+ = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, einer hochdotierten n^+ -GaAs Schicht (5 nm, $n^+ > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), sowie einer mit der *Low Temperature* Methode gewachsenen ferromagnetischen (Ga,Mn)As Schicht (50 nm, Mangan-Gehalt 5.6 %, $p^{++} \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Die 2 nm dünne (Al,Ga)As Schicht verhindert die Diffusion von Mn-Ionen in die darunterliegenden Schichten. Die n^+ -GaAs Schicht und die hochdotierte p^{++} -(Ga,Mn)As Schicht bilden eine Esaki-Diode [234], die eine effiziente Spininjektion in Halbleiter ermöglicht, und daher auch als „Spin Esaki-Diode“ bezeichnet wird [20, 229]. Die Funktionsweise wird im nachfolgenden Abschnitt detaillierter dargestellt.

Während bei einem „regulären“ 2DEG die undotierte GaAs-Schicht von einer (Al,Ga)As Schicht überwachsen wird [235], wurde im vorliegenden Wafer ein „invertiertes“ 2DEG gewählt. Bei diesem liegen die (Al,Ga)As Schicht und die δ -Dotierung unterhalb der GaAs-Schicht. Dadurch lässt sich eine zusätzliche Energiebarriere zwischen der Esaki-Diode und dem 2DEG vermeiden, was einen ausreichenden Ladungsträgertransport zwischen der Esaki-Diode und dem 2DEG gewährleistet [Kriterium (ii)]. Durch die starke Bandverbiegung und die resultierende Verarmungszone muss das 2DEG zudem räumlich entfernt von der Esaki-Diode liegen [4]. Bei der Verwendung von undotiertem GaAs wäre ein Ladungsträgertransport nicht möglich, so dass eine schwach dotierte, 100 nm dicke n -GaAs Schicht ($n = 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) als *Spacer* zwischen der das 2DEG formenden (Al,Ga)As/GaAs Schicht und der Esaki-Diode platziert wurde. Die simulierte Ladungsträgerdichte (a) zeigt, dass dadurch auch in der n -GaAs Schicht eine Region mit endlicher Ladungsträgerdichte existiert. Somit ist ein Ladungsträgertransport von der Esaki-Diode zum 2DEG möglich, wodurch auch das zweite Kriterium (ii) erfüllt ist [4].

Um den lateralen Ladungsträgertransport auf das 2DEG zu beschränken [Kriterium (iii)], muss zwischen den Injektionskontakten der *Top Layer* (c) entfernt werden. Abbildung 7.13 (d) zeigt die simulierte Leitungsbandstruktur und Ladungsträgerdichte für den Fall, dass der *Top Layer* komplett entfernt wurde. Hierbei ist deutlich zu erkennen, dass die Ladungsträgerdichte nur im 2DEG ungleich Null ist und der laterale Ladungsträgertransport somit auf das 2DEG beschränkt ist. Experimentell ist die Ätztiefe ein kritischer Parameter. Ist diese zu gering, kann es zu einer Parallellleitung zum 2DEG kommen. Bei zu hoher Ätztiefe kann das 2DEG entvölkert werden, da dieses dann zu nah an der

¹⁹ Die δ -Dotierung wird auch als „Modulationsdotierung“ oder *Remote Doping* bezeichnet. Die Dotierung befindet sich dabei räumlich getrennt vom 2DEG, um die Streuung an den Dotierionen zu verringern und damit die Beweglichkeit zu erhöhen [232].

Oberfläche liegt [4].

Spin Esaki-Diode

Die erstmals von Kohda *et al.* [234] realisierte „Spin Esaki-Diode“ besteht aus einer ferromagnetischen, hochdotierten p^+ -(Ga,Mn)As-Schicht²⁰ und einer n^+ -GaAs Schicht. Wie in Abbildung 7.14 (a) dargestellt, kommt es durch die auf beiden Seiten hohe Dotierung zu einer Bandverbiegung. Im Gleichgewicht befindet sich die Fermi-Energie E_F somit im Valenzband von (Ga,Mn)As und im Leitungsband der n^+ -GaAs Schicht [20]. Zudem bildet sich durch den p-n Übergang eine Raumladungszone aus. Durch die beidseitig hohe Dotierung ist diese jedoch schmal, so dass ein Interband-Tunneln möglich ist [234].

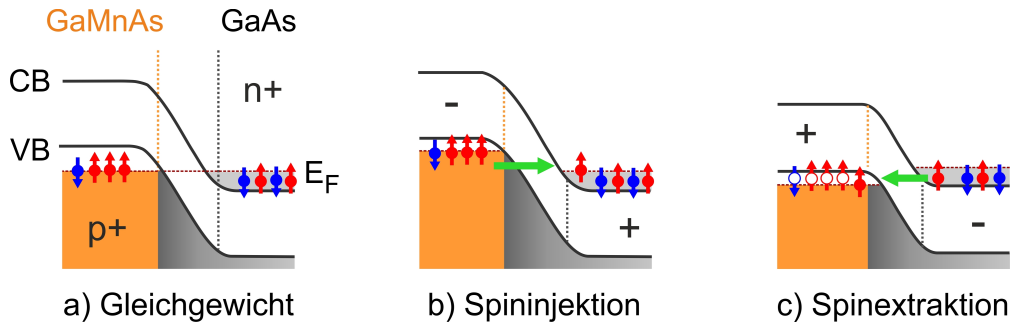


Abbildung 7.14: Bandstruktur und Funktionsweise der Spin Esaki-Diode.

(a) Im Gleichgewicht liegt die Fermi-Energie E_F im Valenzband (VB) der p^+ -(Ga,Mn)As-Schicht und im Leitungsband (CB) der n^+ -GaAs Schicht. (b) Durch Anlegen einer Spannung in Sperrrichtung erfolgt Spininjektion. (c) Durch Anlegen einer Vorwärtsspannung werden Majoritätsspins extrahiert, was ebenfalls ein Spin-Ungleichgewicht in der n^+ -GaAs Schicht erzeugt. Abbildungen nach [236].

Abbildung 7.14 (b) und (c) zeigt die Funktionsweise der Spin Esaki-Diode. Durch das Anlegen einer geringen Spannung in Sperrrichtung (*Reverse Bias*) können durch Intraband-Tunneln spinpolarisierte Elektronen aus dem (Ga,Mn)As Valenzband in das Leitungsband von GaAs injiziert werden, wie in (b) skizziert. In der GaAs Schicht entsteht somit ein Spin-Ungleichgewicht. Umgekehrt führt eine angelegte Spannung in Durchlassrichtung (*Forward Bias*), wie in (c) dargestellt, zur Extraktion von Majoritätsspins aus dem Leitungsband von GaAs in das Valenzband von (Ga,Mn)As [20]. Dadurch entsteht ebenfalls ein Spin-Ungleichgewicht in der GaAs-Schicht [4, 20].

²⁰ Bei den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Proben ist die Dotierung der (Ga,Mn)As-Schicht sehr hoch ($\approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), so dass die Dotierung mit p^{++} bezeichnet wird.

7.3 Spin-Galvanischer Effekt in GaAs-basierenden zweidimensionalen Elektronengasen

7.3.1 Spin-Bahn Kopplung in (Al,Ga)As/GaAs 2DEGs

Als III-V Zinkblende-Halbleiter besitzt GaAs, wie in Abschnitt 7.2.1 beschrieben, kein Inversionszentrum. Die resultierende *Bulk Inversion Asymmetry* (BIA) führt für Elektronen in s-artigen Leitungsbänder in einem dreidimensionalen *Bulk* System zu einem Beitrag zur Spin-Bahn Kopplung in Form des Dresselhaus-Hamiltonian \mathcal{H}_D^{Bulk} [14, 215]:

$$\mathcal{H}_D^{Bulk} = \frac{\gamma}{\hbar^3} (\sigma_x p_x (p_y^2 - p_z^2) + \sigma_y p_y (p_z^2 - p_x^2) + \sigma_z p_z (p_x^2 - p_y^2)). \quad (7.31)$$

Der Spin der Elektronen wird hierbei durch die Pauli-Matrizen σ beschrieben, der Parameter γ repräsentiert die effektive Kopplung.

Für hinreichend schmale Quantentröge, die entlang [001] gewachsen wurden (z -Richtung), können die Operatoren p_z und p_z^2 durch ihren Erwartungswert genähert werden, $\langle p_z \rangle \approx 0$ und $\langle p_z^2 \rangle = \hbar^2 \langle k_z^2 \rangle$. Die Vernachlässigung von Termen der Ordnung p_x^2 und p_y^2 führt zu einem k -linearen Dresselhaus-Hamiltonian \mathcal{H}_D [14, 16, 237]:

$$\mathcal{H}_D = \beta_D (k_y \sigma_y - k_x \sigma_x). \quad (7.32)$$

Der Dresselhaus-Koeffizient $\beta_D = \gamma \langle k_z^2 \rangle$ bestimmt sich im Wesentlichen aus den Parametern der Bandstruktur und der Dicke des Quantentrogs (*Quantum Well*) in der Wachstumsrichtung. Hierbei ist $\langle k_z^2 \rangle$ der Erwartungswert des Quadrats des Wellenvektors in der Richtung des *Confinement*, und ist in der Größenordnung $(\pi/W)^2$. Hier ist W die Dicke des Quantentrogs, so dass durch das Wachstum schmaler Quantentröge ein höherer Wert für β_D im Vergleich zu breiten Quantentrögen realisiert werden kann [16].

Ist das *Confinement* Potential eines zweidimensionalen Systems entlang der Wachstumsrichtung nicht symmetrisch (z.B. durch asymmetrische δ -Dotierung), resultiert daraus eine *Structure Inversion Asymmetry* (SIA) [237]. Durch diese ergibt sich ein weiterer k -linearer Beitrag zur Spin-Bahn Kopplung, welcher als Bychkov-Rashba-Term bekannt ist [11–15]:

$$\mathcal{H}_{BR} = \alpha_{BR} (k_x \sigma_y - k_y \sigma_x). \quad (7.33)$$

Der Wert des Rashba-Koeffizienten $\alpha_{BR} = \alpha \langle E_z \rangle$ kann durch die Applikation eines externen Felds E_z beeinflusst werden²¹, wobei α eine materialspezifische Konstante ist [16].

Für ein zweidimensionales (Al,Ga)As/GaAs 2DEG ergibt sich daher der Hamiltonian \mathcal{H} unter Einfluss der Spin-Bahn Wechselwirkung $\mathcal{H}_{SO} = \mathcal{H}_{BR} + \mathcal{H}_D$ zu [15, 237]:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \alpha_{BR} (k_x \sigma_y - k_y \sigma_x) + \beta_D (k_y \sigma_y - k_x \sigma_x). \quad (7.34)$$

²¹ Durch das *Remote Doping* entsteht am (Al,Ga)As/GaAs Interface eine Dipol-Schicht und damit ein elektrisches Feld [232].

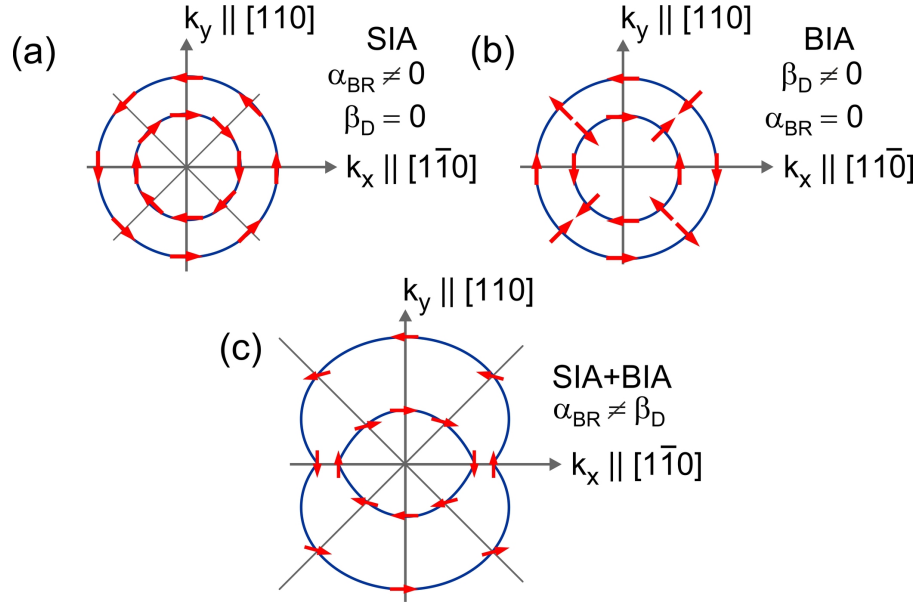


Abbildung 7.15: Ausrichtung der Spins an der Fermi-Oberfläche in (001) Quantentrögen mit Zinkblende-Struktur für (a) reine Bychkov-Rashba Spin-Bahn Kopplung, (b) reine Dresselhaus Spin-Bahn Kopplung, (c) Koexistenz beider Terme mit $\alpha_{BR} \neq \beta_D$. Abbildungen aus [18].

Der erste Term \mathcal{H}_0 beschreibt hierbei die Energie von Elektronen in einem zweidimensionalen System ohne Spin-Bahn Wechselwirkung.

Die Bychkov-Rashba und Dresselhaus Spin-Bahn Kopplung wirkt dabei wie ein effektives Magnetfeld und kann als Zeeman-ähnliche Wechselwirkung mit $\vec{B}_{eff}(\vec{k})$ ausgedrückt werden [15, 18, 19]:

$$\mathcal{H}_{SO} = \mu_B \vec{\sigma} \cdot \vec{B}_{eff}(\vec{k}). \quad (7.35)$$

Das k -abhängige effektive Magnetfeld mit Komponenten in der xy -Ebene des 2DEG ist gegeben durch [15]:

$$\vec{B}_{eff} = \frac{1}{\mu_B} (\beta_D k_x - \alpha_{BR} k_y, \alpha_{BR} k_x - \beta_D k_y). \quad (7.36)$$

Für in [001] Richtung gewachsene Quantentröge mit Zinkblende-Struktur ist für eine reine Bychkov-Rashba Kopplung ($\alpha_{BR} \neq 0$, $\beta_D = 0$) das effektive Magnetfeld und damit die Spin-Ausrichtung stets senkrecht zu \vec{k} , wie in Abbildung 7.15 (a) dargestellt. Im Gegensatz hierzu ist für eine reine Dresselhaus Kopplung ($\beta_D \neq 0$, $\alpha_{BR} = 0$) der Winkel zwischen \vec{k} und dem effektivem Magnetfeld richtungsabhängig, wie in Abbildung 7.15 (b) dargestellt [18].

Die aus der Spin-Bahn Kopplung resultierende Energieaufspaltung

$$\Delta E = 2\mu_B |\vec{B}_{eff}| \quad (7.37)$$

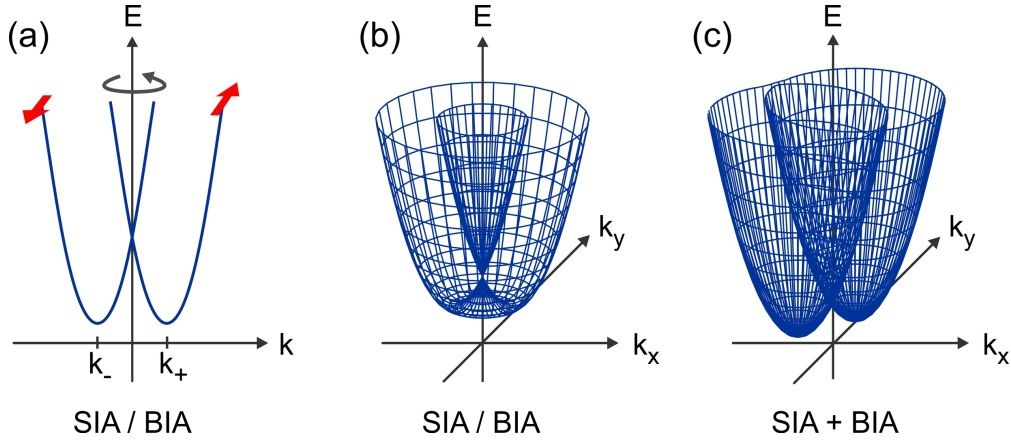


Abbildung 7.16: (a) Die Spinentartung wird im Fall reiner Bychkov-Rashba (SIA) bzw. Dresselhaus (BIA) Spin-Bahn Kopplung aufgehoben. Es bilden sich zwei um k_{\pm} verschobene Spin-Subbänder. (b) Durch Rotation der Dispersionsrelation in (a) lässt sich die zweidimensionale Dispersionsrelation in der k_x k_y -Ebene erklären. (c) Dispersionsrelation für die Koexistenz von SIA und BIA. Abbildungen nach [18, 19].

ist dabei gegeben durch [15, 238]:

$$\Delta E = 2\sqrt{\alpha_{BR}^2 + \beta_D^2 + 2\alpha_{BR}\beta_D \sin(2\phi)}. \quad (7.38)$$

Hierbei ist ϕ der Winkel zwischen \vec{k} und der k_x -Achse, mit $k_{\parallel} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, $k_x = k_{\parallel} \cos(\phi)$ und $k_y = k_{\parallel} \sin(\phi)$.

Die resultierenden Eigenwerte für die Bychkov-Rashba (SIA) Kopplung sind [16, 239]:

$$E_{\pm}^{SIA} = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} \pm \alpha_{BR} k_{\parallel}, \quad (7.39)$$

wobei m^* die effektive Masse der Elektronen ist. Für den Dresselhaus-Term (BIA) kann gezeigt werden, dass die Eigenwerte E_{\pm}^{BIA} von gleicher Form sind mit $E_{\pm}^{BIA} = \hbar^2 k_{\parallel}^2 / 2m^* \pm \beta_D k_{\parallel}$ [16, 239].

Sowohl für reine Bychkov-Rashba (SIA) bzw. Dresselhaus Spin-Bahn Kopplung (BIA), als auch für eine Koexistenz beider Terme, kann daher eine Aufhebung der Spinentartung (*Spin Splitting*) beobachtet werden. Die parabolische Dispersionsrelation der Elektronen bleibt zwar erhalten, es entstehen jedoch Spin-Subbänder, deren Minima um $k_{\pm} = \pm m^* \alpha_{BR} / \hbar^2$ bzw. $k_{\pm} = \pm m^* \beta_D / \hbar^2$ gegenüber $k = 0$ verschoben sind [16].

Abbildung 7.16 (a) zeigt die durch Bychkov-Rashba (SIA) oder Dresselhaus (BIA) Spin-Bahn Kopplung entstehenden Spin-Subbänder, die um k_{\pm} (gegenüber dem spinentarteten Paraboloid) verschoben sind. Durch Rotation der parabolischen Subbänder entsteht die zweidimensionale Dispersionsrelation in der k_x k_y -Ebene in (b). Für die Koexistenz von SIA und BIA ($\alpha_{BR} \neq \beta_D$) ergibt sich

die in (c) abgebildete Dispersionsrelation, deren Form vom Verhältnis α_{BR}/β_D abhängt. Der Schnitt durch die Rotationsfiguren in der $k_x k_y$ -Ebene bei $E = E_F$ ergibt die in Abbildung 7.15 dargestellten Fermi-Oberflächen.

Experimentell kann β_D durch die Breite des Quantentrogs eingestellt werden und α_{BR} durch die Applikation einer elektrischen Gatespannung variiert werden. Dadurch kann erreicht werden, dass $\alpha_{BR} \approx \beta_D$ gilt²². Dieser Zustand führt zur Formation einer „persistenten Spin-Helix“ (PSH), durch die die Spinrelaxation effektiv unterdrückt wird und τ_s divergiert. Grund hierfür ist, dass für den Zustand der PSH die effektiven Rashba- und Dresselhaus-Magnetfelder kollinear orientiert sind, so dass die Spin-Präzession räumlich um eine feste Achse erfolgt [240–242].

Durch die Spin-Bahn Kopplung präzedieren die Spins der Elektronen um das erzeugte effektive Magnetfeld und dephasieren. Der Präzessionswinkel der Spins ändert sich durch Streuung der Elektronen, d.h. je schneller die Elektronen streuen, desto geringer ist die Dephasierung. Die Spinrelaxationszeit τ_s ist daher invers proportional zur Impulsrelaxationszeit τ_p [243]. Dieser als „D’yakonov-Perel“ (DP) [244] bezeichnete Mechanismus der Spinrelaxation dominiert in Halbleitern ohne Inversionszentrum mit entsprechender Spin-Bahn Kopplung (z.B. GaAs). Für kleine elektrische Felder gilt zudem $\tau_s \propto 1/\mu_e$, d.h. das Spinnensemble dephasiert durch die geringere Streuung in hochmobilen Materialien schneller. Bei der „Elliot-Yaffet“ (EY) Spinrelaxation [245] hingegen erfolgt ein Spin-Flip nur durch Streuung; ohne Streuung bleibt der Spin-Zustand erhalten. Daher gilt für die EY Spinrelaxationszeit $\tau'_s \propto \tau_p$, zudem ist τ'_s dadurch proportional zu μ_e [243].

7.3.2 Spin-Galvanischer Effekt in GaAs-basierenden 2DEGs

Sowohl der „Spin-Galvanische Effekt“ (SGE) [35], als auch der „Zirkulare Photogalvanische Effekt“ (CPGE)²³ [246], beschreiben den Effekt, dass die in einem 2DEG (optisch) erzeugte Spinpolarisation einen elektrischen Strom induzieren kann [247]. Umgekehrt induziert der „Inverse Spin-Galvanische Effekt“ (ISGE) [248–250] eine Spinpolarisation im 2DEG durch einen spinunpolarisierten elektrischen Strom. Sowohl beim SGE, als auch beim CPGE handelt es sich um eine durch Spin-Bahn Kopplung induzierte *Spin to Charge* Konversion in zweidimensionalen Systemen. Solche Konversionseffekte, vor allem in Oberflächen- und Grenzflächenzuständen, sind seit einigen Jahren Gegenstand aktueller Forschung [250–252]. Während beim CPGE die Erzeugung der Nichtgleichgewichts-Spinpopulation optisch erfolgen muss, kann diese beim SGE auch durch elektrische Spininjektion induziert werden [247, 253], was im Rahmen dieser Arbeit experimentell untersucht wird.

Oftmals wird der „Spin-Galvanische Effekt“ nach Edelstein [254] als „Inverser Rashba-Edelstein Effekt“ (IREE) betitelt, und der „Inverse Spin-Galvanische

²² Hierfür müssen jedoch nicht nur die k -linearen Dresselhaus-Terme, sondern auch die kubischen Terme des *Bulk* Dresselhaus-Terms in Gleichung (7.31) berücksichtigt werden.

²³ *Circular Photogalvanic Effect*.

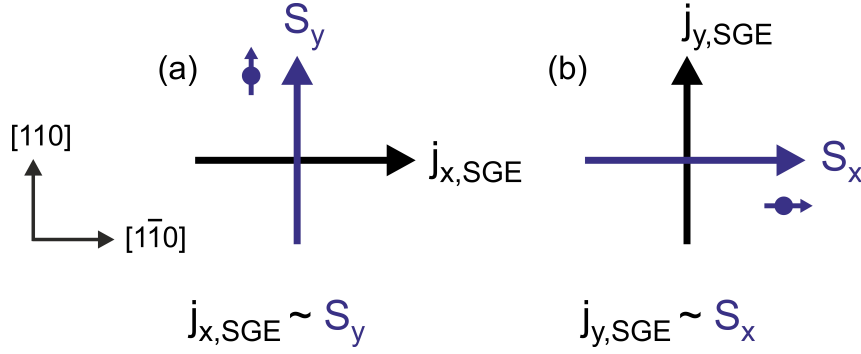


Abbildung 7.17: „Spin-Galvanischer Effekt“ (SGE) in (001) gewachsenen 2DEGs mit Zinkblende-Struktur. (a) Durch ein Spinungleichgewicht im 2DEG mit Spinkomponente S_y in $[110]$ Richtung wird ein spinunpolarisierter Ladungsträgerstrom $j_{x,SGE}$ in $[1-10]$ induziert. (b) Umgekehrt induziert ein Spinungleichgewicht mit Spinkomponente S_x einen spinunpolarisierten Ladungsträgerstrom $j_{y,SGE}$.

Effekt“ entsprechend als „Rashba-Edelstein Effekt“ (REE) [250, 255]. Die Rashba-Edelstein Effekte beschreiben ebenfalls die *Charge to Spin* (REE) bzw. *Spin to Charge* (IREE) Konversion in einem System, in dem durch Bychkov-Rashba Spin-Bahn Kopplung die Spinentartung aufgehoben ist [251]. Allerdings ist auch hier die Notation nicht eindeutig, da die fast zeitgleich mit der Publikation von Edelstein [254] veröffentlichte Publikation von Aronov und Lyanda-Geller [256] den gleichen Effekt skizziert, so dass einige Autoren auch den Begriff des „Aronov-Lyanda-Geller-Edelstein Effekts“ (ALGE) bemühen [257].

Im Folgenden werden die Voraussetzungen für die Erzeugung von Spin-Galvanischen Strömen in zweidimensionalen Elektronengasen / Quantentrögen näher erörtert. Grundvoraussetzung für das Auftreten des SGE, der von Ivchenko *et al.* [258, 259] postuliert und beispielsweise von Ganichev *et al.* [35] experimentell verifiziert wurde, ist die Aufhebung der Spinentartung (*Spin Splitting*) durch Spin-Bahn Wechselwirkung, und die daraus resultierenden k -linearen Terme im effektiven Hamiltonian, welche im vorherigen Abschnitt hergeleitet wurden.

Durch Symmetrieüberlegungen kann der resultierende Spin-Galvanische Strom j_{SGE} mit dem mittleren Spin \vec{S} der Elektronen über einen Pseudotensor zweiter Stufe Q verknüpft werden [35],

$$j_{l,SGE} = \sum_m Q_{lm} S_m, \quad (7.40)$$

wobei l und m kartesische Koordinaten indizieren.

Von Null verschiedene Tensorkomponenten Q_{lm} existieren dabei nur in nicht-zentrosymmetrischen Systemen, die einer der gyrotropen Punktgruppen angehören [238, 260].

Als Gyrotropie wird dabei die Eigenschaft einer Symmetriegruppe bezeichnet, mindestens eine bevorzugte Richtung mit abweichenden physikalischen Eigen-

schaften zu besitzen. Per Definition transformieren axiale und polare Vektorkomponenten in gyrotropen Gruppen unter allen Symmetrie-Operationen gleich [238]. Dadurch können polare Vektoren P (z.B. elektrischer Strom \vec{j}) linear mit axialen Vektoren A (z.B. Spin \vec{S}) über einen Pseudotensor zweiter Stufe verknüpft werden, $P_l = T_{lm} A_m$ [261]. Eine Visualisierung dieser Verknüpfung ist ein Rad auf einer Straße²⁴, dessen Rotation mit einer linearen Vorwärtsbewegung verknüpft ist [19].

Im Fall des im vorherigen Abschnitt diskutierten GaAs-basierenden 2DEG kann die Bychkov-Rashba und Dresselhaus Spin-Bahn Kopplung [siehe Gleichungen (7.35) und (7.36)] ebenfalls mit einem (materialspezifischen) Pseudotensor zweiter Stufe β_{lm} beschrieben werden [238, 247]:

$$\mathcal{H}_{SO} = \sum_{lm} \beta_{lm} \sigma_l k_m. \quad (7.41)$$

Die Indizes l und m sind hier Raumrichtungen, σ beschreibt die Pauli-Spinmatrizen.

Für den Spin-Galvanischen Strom in Gleichung (7.40) kann gezeigt werden, dass für ein (001) gewachsenes 2DEG mit Zinkblende-Struktur (C_{2v} Symmetrie) nur für zwei Komponenten von $Q_{lm} \neq 0$ gilt, Q_{xy} und Q_{yx} mit [35, 247]

$$x \parallel [1\bar{1}0] \quad \text{und} \quad y \parallel [110]. \quad (7.42)$$

Hierbei bezeichnen x und y ein kartesisches Koordinatensystem mit $z = [001]$, welches jedoch nicht mit dem kubischen (001) Zinkblende-Koordinatensystem übereinstimmt ($x \parallel [100]$ und $y \parallel [010]$). Damit ergibt sich, wie in Abbildung 7.17 dargestellt, für eine entsprechende Spin-Ausrichtung S_y bzw. S_x ein Spin-Galvanischer Strom in x bzw. y -Richtung [19, 35, 247]:

$$j_{x,SGE} = Q_{xy} S_y, \quad (7.43)$$

$$j_{y,SGE} = Q_{yx} S_x. \quad (7.44)$$

Dabei wechselt das Vorzeichen des Spin-Galvanischen Stroms mit dem Vorzeichen von S_y , d.h. für optische Experimente mit der Helizität des Lichts (rechts- bzw. links-zirkular polarisiert).

Mit den gleichen Symmetrieüberlegungen kann auch der Ausdruck für den „Inversen Spin-Galvanischen Effekt“ (ISGE) hergeleitet werden, der die Erzeugung einer Spinpolarisation aus einem elektrischen DC-Strom beschreibt (*Charge to Spin*) Konversion. Auch hier sind Spin und Strom über einen Pseudotensor R zweiter Stufe miteinander verknüpft [262]:

$$S_m = \sum_l R_{ml} j_l. \quad (7.45)$$

²⁴ Die Straße gibt hierbei die Asymmetrie vor, bei beidseitigem Kontakt des Rads zu einer Ebene (oben und unten) wäre keine Vorwärtsbewegung möglich.

Nachweis des SGE im Experiment von Ganichev

Für den Nachweis des SGE in einem (001) GaAs/(Al,Ga)As 2DEG nutzen Ganichev *et al.* [35] rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Licht, um mit Hilfe optischer Orientierung eine *out-of-plane* Spinkomponente S_{0z} in das 2DEG zu induzieren. Ohne äußeres Magnetfeld ($B_x = 0$) und damit ohne Präzession der Spinkomponente, ist die Projektion der Spinkomponente in die y -Richtung Null ($y \parallel [110]$). Daher ist für $B_x = 0$ auch der Spin-Galvanische Strom $j_{x,SGE}$ in x -Richtung Null ($x \parallel [1\bar{1}0]$). Wie in Abbildung 7.18 (a) dargestellt, rotiert durch das Anlegen eines Magnetfeld B_x in x -Richtung die Spinkomponente (blauer Pfeil) in der yz -Ebene mit der Larmor-Frequenz ω_L . Dadurch entsteht eine Projektion der Spinkomponente S_y in y -Richtung (roter Pfeil), welche einen Spin-Galvanischen Strom $j_{x,SGE}$ in x -Richtung induziert. Wie die Magnetfeldabhängigkeit von $j_{x,SGE}$ in Abbildung 7.18 (b) zeigt, nimmt mit steigendem Magnetfeld und der damit eingehenden Spinpräzession der Spin-Galvanische Strom zu.

Mit der Änderung der Helizität (rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Licht) kehrt sich die Richtung des Spin-Galvanischen Stroms um. Ursächlich hierfür ist, dass sich mit der Helizität die Richtung der induzierten *out-of-plane* Spinkomponente ändert. Somit ändert sich das Vorzeichen der Projektion der Spinkomponente in y -Richtung (für $B_x \neq 0$), und damit auch die Richtung des Spin-Galvanischen Stroms ($j_{x,SGE} \propto S_y$).

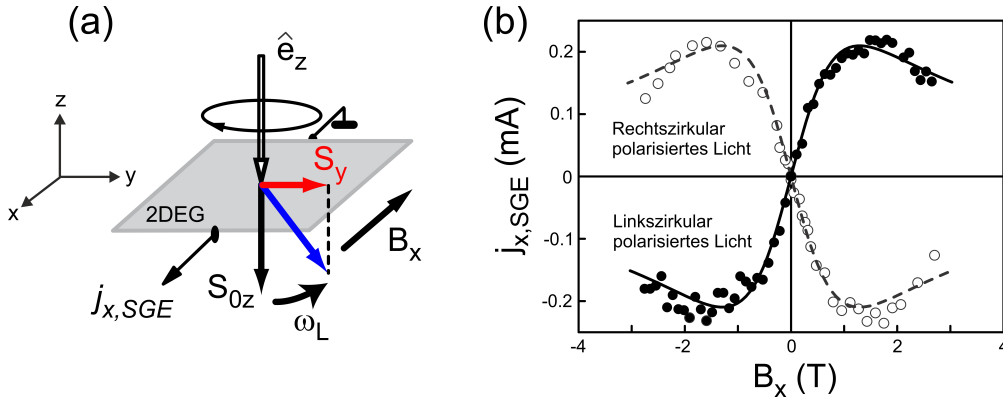


Abbildung 7.18: Experiment von Ganichev *et al.* [35] zum Nachweis des Spin-Galvanischen Effekts in einem n-GaAs/(Al,Ga)As 2DEG für $T = 4.2$ K. (a) In das 2DEG wird eine *out-of-plane* Spinkomponente S_{0z} mittels optischer Orientierung induziert. Durch die Applikation eines Magnetfelds rotiert diese in der yz -Ebene. (b) Der resultierende Strom $j_{x,SGE}$ nimmt mit steigendem B_x zu, und wechselt das Vorzeichen mit der Helizität (rechts- bzw. links-zirkular polarisiertes Licht). Die Messpunkte wurden mit Hilfe von Gleichung (7.46) gefittet. Abbildungen aus [35].

Da $j_{x,SGE} \propto S_y$ gilt, kann die Magnetfeldabhängigkeit von $j_{x,SGE}(B_x)$ mit

$$S_y = -\frac{\omega_L \tau_{s\perp}}{1 + (\omega_L \tau_{s\perp})^2} S_{0z} \quad (7.46)$$

gefittet werden [35]. Hier ist ω_L die Larmorfrequenz und S_{0z} die Spinpolarisation in z -Richtung ohne Magnetfeld. Für $\tau_s = \sqrt{\tau_{s\parallel} \tau_{s\perp}}$ sind $\tau_{s\parallel}$ und $\tau_{s\perp}$ die longitudinale bzw. transversale Spinrelaxationszeit.

Mikroskopisches Modell des SGE

Abbildung 7.19 zeigt den mikroskopischen Mechanismus, der dem SGE zugrunde liegt. Durch die im vorherigen Abschnitt diskutierte Spin-Bahn Kopplung mit k -linearen Termen im effektiven Hamiltonian wird die Spinentartung aufgehoben. Das parabolische Leitungsband wird durch die Spin-Bahn Kopplung in zwei Subbänder mit jeweils entgegengesetzter Spin-Orientierung aufgespalten, deren Minima gegenüber $k_x = 0$ um jeweils k_{x+} bzw. k_{x-} verschoben sind. Im Gleichgewicht sind beide Subbänder mit $|+1/2\rangle_y$ bzw. $|-1/2\rangle_y$ Spins gleich besetzt, wie in (a) skizziert²⁵ [35, 247].

Durch elektrische Spininjektion oder optische Orientierung kann nun ein Spin-Ungleichgewicht induziert werden. Dieses muss, wie in Gleichung (7.43) gefordert, eine *in-plane* Spinkomponente S_y aufweisen. Wie in (b) dargestellt, resultiert daraus eine unterschiedliche Besetzung der $|\pm 1/2\rangle_y$ Subbänder²⁶ [35, 247].

Ursächlich für den aus dem Spin-Ungleichgewicht resultierenden elektrischen Strom $j_{x,SGE}$ („Spin-Galvanischer Strom“) in Gleichung (7.43) ist eine asymmetrische, k -abhängige Spin-Flip Streuung. Dabei werden Spins entlang k_x aus dem höher besetzten Subband $|+1/2\rangle_y$ in das niedriger besetzte Subband $|-1/2\rangle_y$ gestreut. Wie in (c) skizziert, existieren für die Spin-Flip Streuung vier verschiedene Möglichkeiten, welche mit Pfeilen markiert sind. Die Streurrate hängt dabei vom k -Vektor des Ausgangspunkts k_i und des Endpunkts k_f ab [35, 247, 263].

Die mit durchgezogenen schwarzen Linien dargestellten Spin-Flip Übergänge haben daher die gleiche Wahrscheinlichkeit und erhalten so die symmetrische Ladungsträgerverteilung in den Subbändern. Aus diesen Übergängen resultiert daher kein elektrischer Stromfluss. Im Gegensatz hierzu sind die mit gepunkteten Pfeilen dargestellten Übergänge nicht äquivalent. Durch die unterschiedliche Streurrate wird dadurch eine asymmetrische Ladungsträgerverteilung um die Subband-Minima erzeugt, aus der ein Spin-Galvanischer Strom $j_{x,SGE}$ in x -Richtung resultiert [35, 247].

²⁵ Für die Darstellung der $E(k_y)$ Dispersionsrelation entsprechend mit $|\pm 1/2\rangle_x$ Spins.

²⁶ Für die $|\pm 1/2\rangle_x$ Subbänder ist entsprechend Gleichung (7.44) eine Spinkomponente S_x erforderlich.

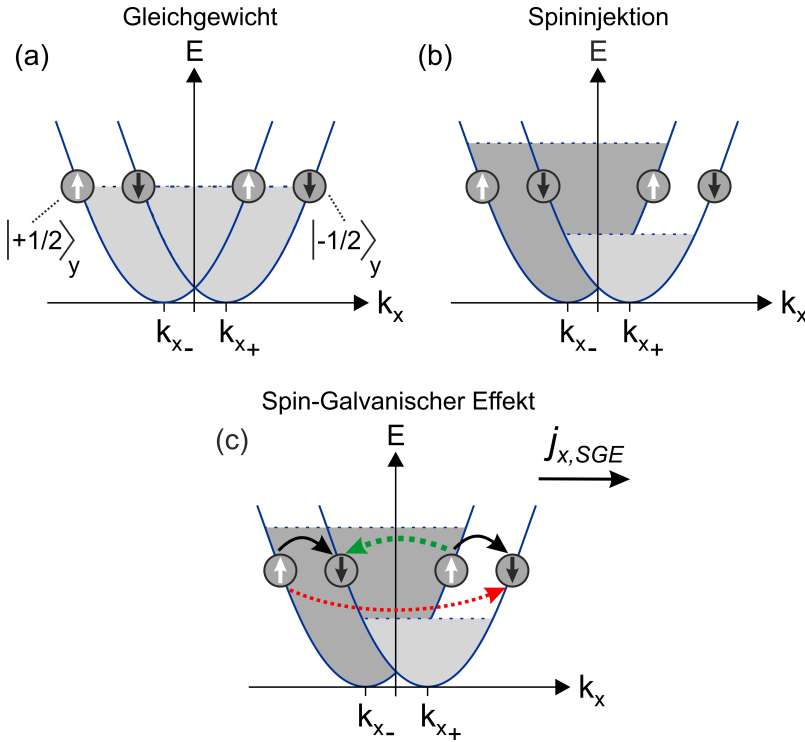


Abbildung 7.19: Mechanismus des Spin-Galvanischen Effekts. (a) Durch die Spin-Bahn Kopplung ist das Leitungsband in zwei Spin-Subbänder mit Spin $|\pm 1/2\rangle_y$ aufgespalten, welche im Gleichgewicht gleich besetzt sind. (b) Spininjektion mit einer Spinkomponente S_y führt zu einer ungleichen Besetzung der Subbänder. (c) Die Rate der möglichen Spin-Flip Streuungen hängt vom k -Vektor des Anfangs- und Endpunkts ab. Die Raten der beiden Übergänge mit durchgezogenen Pfeile sind daher äquivalent, die der mit gestrichelten Pfeile dargestellten Übergänge nicht. Daraus resultiert ein Nettostrom $j_{x,SGE}$ („Spin-Galvanischer Strom“). Abbildungen aus [35, 263]

Im Rahmen der hier angenommenen elastischen Streuung ist der resultierende elektrische Strom nicht spinpolarisiert, da sich die gleiche Anzahl von Spin-Up bzw. Spin-Down Elektronen mit der gleichen Geschwindigkeit in die selbe Richtung bewegt. Der SGE wird somit durch Inter-Subband Übergänge induziert [247]. Erfolgt die initiale Erzeugung des Spinungleichgewichts in den Subbänder umgekehrt zu obigem Fall ($S_y \rightarrow -S_y$), d.h. das $| -1/2\rangle_y$ Subband ist höher besetzt als das $| +1/2\rangle_y$ Subband, kehrt sich auch das Vorzeichen des Spin-Galvanischen Stroms um ($j_{x,SGE} \rightarrow -j_{x,SGE}$). Bei optischer Erzeugung des Spinungleichgewichts wechselt das Vorzeichen des Spin-Galvanischen Stroms mit der Helizität (rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Licht) [35, 247].

Der aus dem SGE resultierende Spin-Galvanische Strom $j_{x,SGE}$ bzw. $j_{y,SGE}$ (mit $x \parallel [1\bar{1}0]$ und $y \parallel [110]$) kann abgeschätzt werden durch [247, 263, 264]:

$$j_{x,SGE} = Q_{xy} S_y \propto e n_e \frac{\beta_{yx}}{\hbar} \frac{\tau_p}{\tau'_s} S_y, \quad (7.47)$$

$$j_{y,SGE} = Q_{yx} S_x \propto e n_e \frac{\beta_{xy}}{\hbar} \frac{\tau_p}{\tau'_s} S_x. \quad (7.48)$$

Hier ist n_e die Elektronendichte im 2DEG, e die elektrische Ladung eines Elektrons, τ'_s die aus dem „Elliott-Yafett“ (EY) Mechanismus resultierende Spinrelaxationszeit, sowie τ_p die Impulsrelaxationszeit. Im EY Mechanismus ist die Relaxationszeit τ'_s proportional zur Impulsrelaxationszeit τ_p . Daraus folgt, dass τ_p/τ'_s und somit die obigen Gleichungen für $j_{x(y),SGE}$ unabhängig von der Impulsrelaxationszeit sind. Da der Spin-Galvanische Strom durch Spin-Flip Streuung verursacht wird, sind obige Gleichungen auch in Halbleitern ohne Inversionszentrum gültig, in denen die „D'yakonov-Perel“ (DP) Spinrelaxation dominiert [247, 263, 264].

Wird die *in-plane* Spinkomponente S_y bzw. S_x zeitlich begrenzt erzeugt (z.B. durch gepulste Photoexitation), nimmt der Spin-Galvanische Strom exponentiell mit e^{-t/τ_s} ab [263]. Im Gegensatz hierzu klingt der aus dem CPGE resultierende Strom mit e^{-t/τ_p} ab, so dass durch zeitaufgelöste Experimente beide Beiträge unterschieden werden können²⁷. Die dem SGE zugrunde liegende Streu-Theorie ist in [264, 265] näher beschrieben.

²⁷ Dies gilt nur für ein optisch erzeugtes Spinungleichgewicht in den Subbändern, im Fall der elektrischen Spininjektion tritt der CPGE nicht auf.

8 Experimente zum Spin-Galvanischen Effekt in (Al,Ga)As/GaAs basierenden zweidimensionalen Elektronengasen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Experimente zum Spin-Galvanischen Effekt in (Al,Ga)As/GaAs 2DEGs vorgestellt. Zunächst wird die Herstellung der verwendeten Proben skizziert und die Probengeometrie für den SGE näher erläutert. Dabei werden die Eigenschaften des zur Ausbildung des SGE notwendigen 2DEG sowie die zur Spininjektion in das 2DEG verwendeten Esaki-Dioden charakterisiert. Anschließend werden zwei unterschiedliche Methoden erörtert, mit denen ein Nachweis des SGE möglich ist. Vergleichend hierzu werden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen beider Methoden analysiert.

8.1 Probenherstellung und Geometrie

8.1.1 Probenherstellung

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zum Spin-Galvanischen Effekt in (Al,Ga)As/GaAs basierenden 2DEGs wurde der in Kapitel 7.2.3 beschriebene Wafer C150617A verwendet. Die verwendete Schichtsequenz ermöglicht die Ausbildung eines hochmobilen 2DEG, sowie Spininjektion und -detektion im 2DEG. Die Spin-Bahn Kopplung in einem 2DEG kann, wie in Abschnitt 7.3.2 erörtert, durch asymmetrische Spin-Flip Streuung zu einer *Spin to Charge* Konversion entlang bestimmter Kristallrichtungen führen. In obigem GaAs-basierenden 2DEG tritt ein Spin-Galvanische Strom j_{SGE} in $[1\bar{1}0]$ Richtung auf, wenn ein Spinungleichgewicht mit einer Spinkomponente in $[110]$ Richtung erzeugt wird.

Abbildung 8.1 zeigt die Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer hierfür verwendeten Struktur. Diese besteht im Wesentlichen aus einer Hall-Bar (i) (hellgrau eingefärbt) mit drei Esaki-Elektroden¹ (iv) (rötlich eingefärbt), durch die eine Spinkomponente in $[110]$ Richtung in das 2DEG injiziert werden kann. Der resultierenden Spin-Galvanische Strom in $[1\bar{1}0]$ Richtung kann am Hall-Kreuz (v) gemessen werden.

¹ Während der Terminus „Esaki-Diode“ die physikalische Funktionsweise beschreibt, werden hier die strukturierten Esaki-Dioden auch als „Esaki-Elektroden“ bezeichnet.

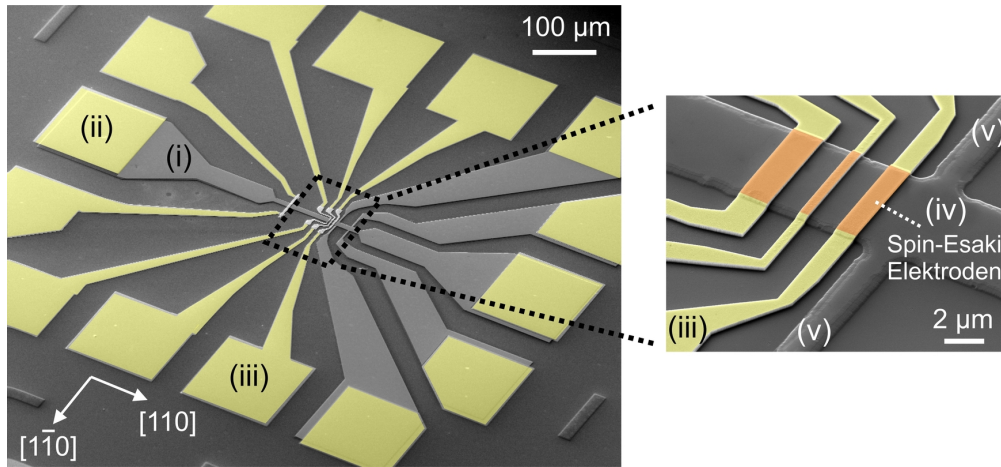


Abbildung 8.1: Eingefärbte Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme einer Probe mit Spininjektionskontakten für Experimente zum Spin-Galvanischen Effekt. Die MESA ist parallel zu $[110]$ orientiert, die lange Achse der Esaki-Elektroden parallel zu $[1-10]$.

Die Strukturierung der Hall-Bar (i) und des Hall-Kreuzes (v) erfolgt mittels Fotolithografie und nasschemischem Ätzen mit Essigsäure. Hierbei ist es notwendig, die leitenden Schichten exklusiv auf die Fläche der Hall-Bar zu beschränken. Für den vorliegenden Wafer ist daher eine Ätztiefe von mindestens 275 nm erforderlich, um alle Schichten inklusive der δ -Dotierung zu entfernen [siehe auch Abbildung 8.2 (a)]. Die erreichte Ätztiefe wird mittels eines Nadel-Profilometers überprüft.

Im nächsten Prozessschritt werden per Elektronenstrahlolithografie die Kontakte / Bondpads (ii) auf der Hall-Bar belichtet, sowie die seitlichen Zuleitungen (iii), die bis an die Hall-Bar heranreichen und später mit den Esaki-Elektroden verbunden werden. Nach dem Entwickeln wird mittels thermischem Verdampfen im Hochvakuum eine elektrisch leitfähige Schicht mit 10 nm Ti / 100 nm Au aufgebracht (gelb eingefärbt).

Im weiteren Verlauf werden per Elektronenstrahlolithografie die für die Spininjektion bzw. -detektion verwendeten Esaki-Elektroden (iv) definiert. Für Spindetektions-Experimente ist es notwendig, dass die Elektroden jeweils unterschiedliche Koerzitivfelder aufweisen. Dies wird durch eine unterschiedliche laterale Breite (1–5 μm) berücksichtigt. Um die Esaki-Elektroden elektrisch mit den sich unterhalb der Hall-Bar befindlichen Zuleitungen zu verbinden, wird eine Ti/Au Schicht über die Hall-Bar hinweg abgeschieden. Da die Hall-Bar eine Höhe von über 275 nm aufweist, werden hierfür etwa 400 nm Gold aufgebracht, um eventuellen Abrissen an den Kanten der Hall-Bar vorzubeugen.

Im letzten Prozessschritt, der in Abbildung 8.2 dargestellt ist, wird der *Top Layer* zwischen den zuvor definierten Esaki-Elektroden entfernt, um den elektrischen Transport auf das 2DEG zu beschränken. Wie in Kapitel 7.2.3 erörtert, ist die hier erzielte Ätztiefe kritisch. Bei zu hoher Ätztiefe wird das 2DEG verarmt,

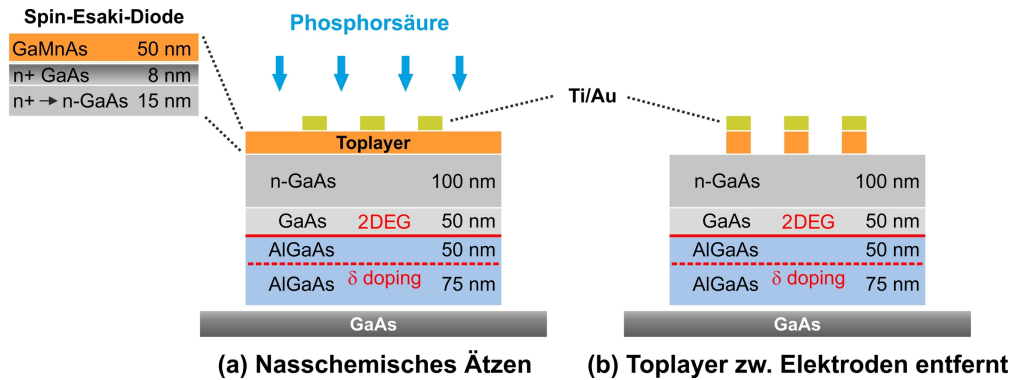


Abbildung 8.2: Entfernen des Top Layer. (a) Durch nasschemisches Ätzen mit verdünnter Phosphorsäure werden die Schichten zwischen den zuvor mit Ti/Au definierten Esaki-Elektroden (gelb eingefärbt) entfernt. (b) Nach dem Ätzvorgang ist der elektrische Transport zwischen den Elektroden auf das 2DEG beschränkt.

bei zu geringer Ätztiefe tritt eine Parallelleitung zum 2DEG auf. Experimentell hat sich hier eine Ätztiefe von 57–60 nm als vorteilhaft erwiesen. Als Ätzlösung wird eine stark verdünnte Phosphorsäure-Lösung [$\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 5 : 495$ (Volumenverhältnis)] mit geringer Ätzrate ($\approx 0.5 \text{ nm/s}$) verwendet, um eine ausreichende Kontrolle über die Ätztiefe im Bereich weniger Nanometer zu haben. Während des Ätzvorgangs sind die Esaki-Elektroden durch die Ti/Au Schicht als Ätzmaske geschützt. Die erzielte Ätztiefe wird mittels eines Nadel-Profilometers und mit einem AFM überprüft.

8.1.2 Geometrie der verwendeten Proben

Abbildungen 8.3 und 8.4 zeigen die Geometrie der für die Experimente zum SGE verwendeten Proben C150617A-8I und C150617A-23B. Maßgeblich für diese ist (a) die Möglichkeit, an den Proben Spininjektion in das 2DEG als Voraussetzung für den SGE nachweisen zu können, und (b) Experimente zum SGE durchführen zu können.

Um Spininjektion nachzuweisen, sind auf beiden Proben drei Esaki-Elektroden strukturiert. Durch die jeweils unterschiedliche laterale Breite W der Elektroden in x -Richtung besitzen diese auch ein unterschiedliches Koerzitivfeld (siehe Kapitel 7.2.2), was für *Spin Valve* Messungen als Nachweis der Spininjektion in das 2DEG essentiell ist. Der Abstand der Elektroden zueinander (jeweils von der Mitte des Kontakts aus gemessen) beträgt zwischen $4.5 \mu\text{m}$ und $6.5 \mu\text{m}$ und liegt damit im Bereich der Spindiffusionslänge für dieses Material [21, 25]. Durch Verwendung einer der beiden äußeren Elektroden als Injektor (z.B. C) kann eine *Spin Valve* Messung mit zwei Detektoren (z.B. A und B) durchgeführt werden, aus welcher die Spindiffusionslänge extrahiert werden kann. Bei beiden Proben beträgt die Breite der Hall-Bar (in y -Richtung) $10 \mu\text{m}$, und die des Hall-Kreuzes (in x -Richtung) $3 \mu\text{m}$.

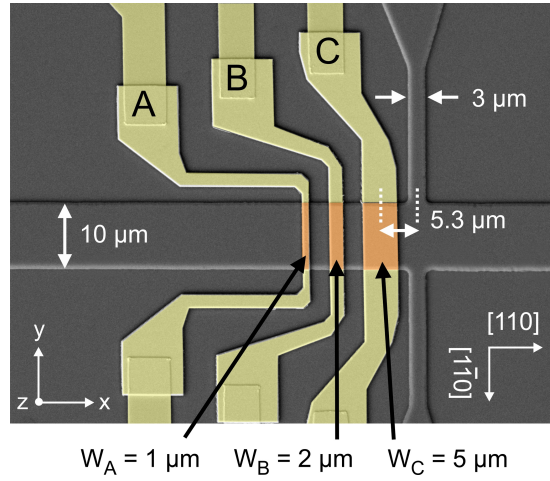


Abbildung 8.3: Geometrie der für die Experimente zur Detektion des SGE verwendeten Probe C150617A-8I. Die jeweilige Breite der Esaki-Elektroden in x -Richtung beträgt $W_A = 1 \mu\text{m}$, $W_B = 2 \mu\text{m}$ und $W_C = 5 \mu\text{m}$. Der Abstand der Elektroden zueinander beträgt (von der Mitte des Kontakts aus gemessen) für A-B = $4.5 \mu\text{m}$, und für B-C = $6.5 \mu\text{m}$. Der für den SGE relevante Abstand L von Elektrode C (von der Mitte des Kontakts aus gemessen) zur Mitte des Hall-Kreuzes beträgt $L = 5.3 \mu\text{m}$.

Zur Durchführung von Experimenten zum SGE ist, wie in Abschnitt 7.3.2 erörtert, eine bestimmte Orientierung der Probengeometrie hinsichtlich der GaAs-Kristallrichtungen notwendig. Im Fall des untersuchten 2DEG ist die Erzeugung eines Spinungleichgewichts mit einer Spinkomponente in $[110]$ Richtung notwendig, damit ein Spin-Galvanischer Strom j_{SGE} in $[1\bar{1}0]$ Richtung auftritt. Wie in Abbildung 8.3 und 8.4 dargestellt, ist bei den verwendeten Proben die Hall-Bar parallel zur $[110]$ Richtung orientiert ($+x$ -Richtung²). Wird die zur Spininjektion verwendete Injektionselektrode (z.B. C) entlang der $[110]$ Richtung magnetisiert ($+x$ -Richtung), kann entsprechend eine Spinkomponente S_x in das 2DEG injiziert werden. Der resultierende Spin-Galvanische Strom $j_{-y,SGE}$ entlang der $[1\bar{1}0]$ Richtung ($-y$ -Richtung) kann indirekt über den Spannungsabfall am Hall-Kreuz gemessen werden.

Wie in Gleichungen (7.47) bzw. (7.48) dargestellt, ist der Spin-Galvanische Strom $j_{-y,SGE}$ direkt proportional zur injizierten Spinkomponente S_x . Der Abstand L der Injektionselektrode C zum Hall-Kreuz (jeweils von der Mitte aus gemessen) muss daher möglichst gering gehalten werden, da sonst durch Spinrelaxation die Spinkomponente S_x und damit auch der Spin-Galvanische Strom $j_{-y,SGE}$ abnimmt. Andererseits wurde in Experimenten zum Inversen Spin-

² Hinweis: In Abschnitt 7.3.2, in dem der SGE hergeleitet wird, wird als Koordinatensystem $x \parallel [1\bar{1}0]$ und $y \parallel [110]$ verwendet. Für die hier durchgeführten Experimente ist das Koordinatensystem an die Geometrie der Hall-Bar angepasst, und somit um 90 Grad (im UZS) gedreht ($y \rightarrow x$ und $x \rightarrow -y$). In dieser Notation gilt dann abweichend $x \parallel [110]$ und $-y \parallel [1\bar{1}0]$

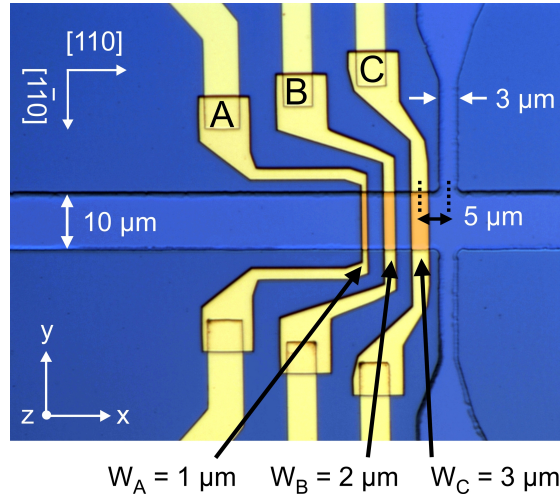


Abbildung 8.4: Geometrie der für die Experimente zur Detektion des SGE verwendeten Probe C150617A-23B. Abweichend von Probe C150617A-8I ist hier die Breite der Injektionselektrode C geringer, $W_C = 3 \mu\text{m}$. Der Abstand der Elektroden B-C zueinander beträgt daher (von der Mitte des Kontakts aus gemessen) $5.5 \mu\text{m}$, für die Elektroden A-B $4.5 \mu\text{m}$. Der Abstand von Elektrode C (von der Mitte des Kontakts aus gemessen) zur Mitte des Hall-Kreuzes beträgt $L = 5 \mu\text{m}$.

Hall-Effekt (ISHE) mit gleicher Geometrie beobachtet, dass der Injektionsstrom nicht ausschließlich auf die Injektionselektrode beschränkt ist, sondern sich um die Injektionselektrode lateral eine Stromverteilung bildet [31]. Dies wird als *Current Spreading* bezeichnet (siehe z.B. [266]), und kann ein spinunabhängiges Signal am Hall-Kreuz induzieren. Aus diesem Grund wurde der Abstand L der Injektionselektrode C zum Hall-Kreuz zu etwa $5 \mu\text{m}$ gewählt, was einerseits im Bereich der Spindiffusionslänge liegt (keine komplette Spindephasierung), andererseits aber den Einfluss des *Current Spreading* auf das am Hall-Kreuz gemessene Signal verringert.

8.2 Charakterisierung der Proben

Im Folgenden werden die zum Nachweis des SGE verwendeten Proben C150617A-8I und C150617A-23B charakterisiert. Hierfür werden über Magnetotransportmessungen die Eigenschaften des 2DEG untersucht, und über U - I Kennlinien die elektrischen Eigenschaften der zur Spininjektion verwendeten Esaki-Elektroden.

8.2.1 Charakterisierung des 2DEG

Abbildung 8.5 zeigt den Messaufbau für Magnetotransportmessungen, mit denen die Eigenschaften des 2DEG ermittelt werden können. Zur Durchführung

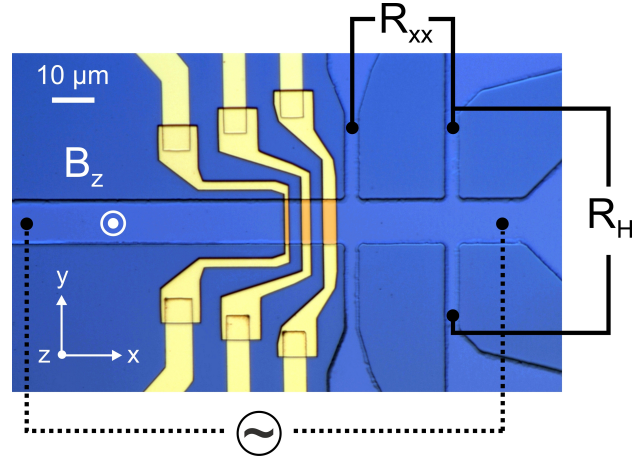


Abbildung 8.5: Messaufbau für Magnetotransportmessungen zur Charakterisierung des 2DEG. Hierfür wird ein Wechselstrom von (100 nA) durch die Hall-Bar geschickt und ein Magnetfeld B_z senkrecht zur Probenebene appliziert. Mit Hilfe der Hall-Sonden Paare kann magnetfeldabhängig der Längswiderstand R_{xx} , sowie der Hall-Widerstand R_H bestimmt werden.

der Messungen wird am verwendeten *Lock-In* Verstärker eine Oszillatorspannung von 1 V eingestellt, sowie ein Vorwiderstand zur Probe von 10 M Ω gewählt (welcher wesentlich größer ist als der Probenwiderstand). Während der Magnetotransportmessungen fließt somit über die Hall-Bar (Breite $W = 10 \mu\text{m}$) ein Wechselstrom von $I_{xx} = 100 \text{ nA}$, während ein Magnetfeld B_z senkrecht zur Probenebene appliziert und gesweept wird. Mit Hilfe der beiden Hall-Sonden Paare (Abstand zueinander $L = 20 \mu\text{m}$) kann über zwei weitere *Lock-In* Verstärker sowohl der magnetfeldabhängige Längswiderstand $R_{xx} = U_{xx}/I_{xx}$, als auch der Hall-Widerstand $R_H = U_{xy}/I_{xx}$ ermittelt werden.

Im vorliegenden Wafer-Layout (vergleiche Abbildung 7.2.3) kann der laterale Transport durch Entfernen des hochdotierten *Top Layer* exklusiv auf das 2DEG beschränkt werden. Ist die erzielte Ätztiefe beim hierfür durchgeführten nasschemischen Ätzvorgang jedoch zu gering, tritt eine elektrische Parallelleitung zum 2DEG auf [4]. Für Probe C150617A-8I wurde beim Entfernen des *Top Layer* eine Ätztiefe von 61 nm erzielt, für Probe C150617A-23B eine Ätztiefe von 58 nm. Vergleichbare experimentelle Untersuchungen [267, 268] zeigen, dass mit diesen Ätztiefen eine Parallelleitung nicht mehr gegeben ist.

Nach dem Abkühlen auf 1.4 K ist das 2DEG jedoch größtenteils entvölkert. Durch kurzzeitige Illumination mit einer IR-Diode werden DX-Zustände³ in der (Al,Ga)As Schicht ionisiert [269]. Dadurch kann das 2DEG mit freien Ladungsträgern (Elektronen) bevölkert werden, was als *Persistent Photoconductivity* (PPC) Effekt bezeichnet wird (vergleiche z.B. [270–272]). Da die La-

³ In mit Si dotiertem (Al,Ga)As existieren *Shallow Donor* Zustände, welche energetisch nah am Leitungsband liegen, sowie energetisch tiefer liegende *Deep Donor* Zustände, welche auch als DX-Zustände bezeichnet werden.

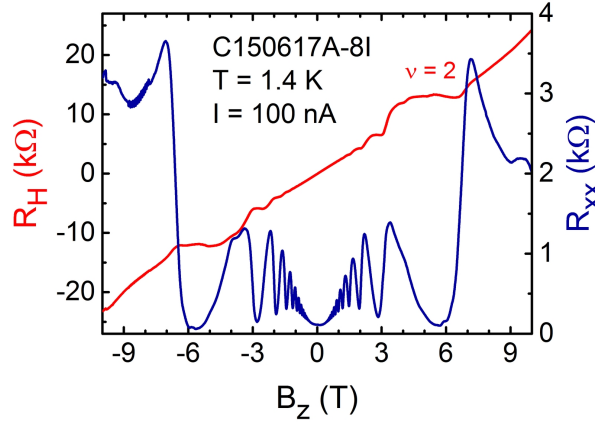


Abbildung 8.6: Magnetotransportmessung an Probe C150617A-8I bei 1.4 K. Zur Bevölkung des 2DEG mit Ladungsträgern wurde die Probe mit einer IR-Diode für 3 s bei geringem Diodenstrom beleuchtet (10 μ A). Die charakteristischen Shubnikov-de-Haas-Oszillationen im Längswiderstand und die Plateaus im Hall-Widerstand zeigen die Formation eines 2DEGs an der (Al,Ga)As/GaAs Grenzfläche, welches eine hohe Beweglichkeit besitzt ($\mu_e = 406.000 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$).

dungsträger-Einfangrate⁴ der DX-Zustände bei niedrigen Temperaturen sehr gering ist, verbleiben die Ladungsträger auch ohne kontinuierliche Illumination über einen längeren Zeitraum hinweg (mehrere Stunden bis Tage) im 2DEG [4, 21, 273, 274]. In den durchgeführten Experimenten wurden die Proben bei geringem Diodenstrom (10 μ A) für 1 s (Probe C150617A-8I) bzw. 3 s (Probe C150617A-23B) illuminiert. Als Indikator für die Illuminationsdauer dient hier der Schichtwiderstand bei Nullfeld, $R_s = R_{xx}(0) \cdot W/L$. Dieser sollte nach erfolgreicher Bevölkung des 2DEG zwischen 50 Ω/\square und 75 Ω/\square liegen, was für beide Proben erfüllt werden kann (56.5 Ω/\square für Probe C150617A-8I, und 70 Ω/\square für Probe C150617A-23B). Dadurch können ausreichend Ladungsträger im 2DEG erzeugt werden, wie die nachfolgenden Magnetotransportmessungen zeigen.

In Abbildung 8.6 sind der magnetfeldabhängige Längswiderstand R_{xx} und der Hall-Widerstand R_H für eine Magnetotransportmessung an Probe C150617A-8I bei 1.4 K dargestellt. Im Längswiderstand können als Nachweis der erfolgreichen Formation und Bevölkung des 2DEG die charakteristischen Shubnikov-de-Haas (SdH) Oszillationen beobachtet werden. Dabei ist R_{xx} minimal, wenn der Hall-Widerstand auf Grund des Quanten-Hall-Effekts (QHE) ein Plateau aufweist. Der kleinste erreichbare ganzzahlige Füllfaktor ist $\nu = 2$, wobei für die Plateaus $R_H = R_K/\nu$ gilt, mit der „Von-Klitzing-Konstante“ $R_K = h/(\nu e^2) \approx 25\,812 \, \Omega$ [232, 275].

Abbildung 8.7 zeigt die entsprechende Magnetotransportmessung an Probe

⁴ Capture Rate.

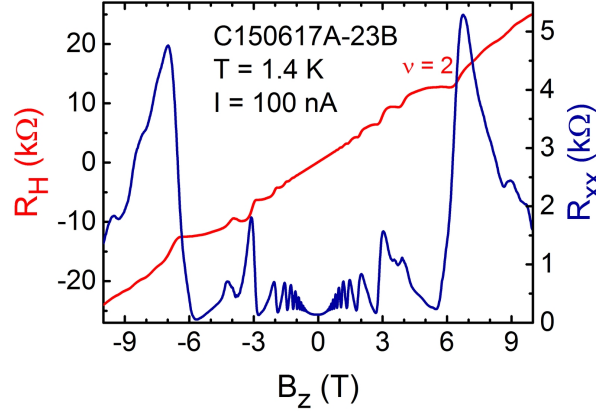


Abbildung 8.7: Magnetotransportmessung an Probe C150617A-23B bei 1.4 K. Die Probe wurde zur Bevölkung des 2DEGs ebenfalls mit einer IR-Diode beleuchtet (1 s, 10 μ A). Auch hier zeigt die Magnetotransportmessung eine hohe Beweglichkeit des 2DEGs ($\mu_e = 331.000 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$).

C150617A-23B bei 1.4 K. In Folge der erfolgreichen Bevölkung des 2DEG können ebenfalls SdH-Oszillationen im Längswiderstand, sowie Plateaus im Hall-Widerstand beobachtet werden.

Aus den ermittelten Magnetotransportdaten können relevante Eigenschaften des 2DEG extrahiert werden. Die Ladungsträgerdichte n_s kann für kleine Magnetfelder aus der Steigung der Hall-Kurve bestimmt werden durch [275]

$$n_s = 1/e \cdot (dR_H/dB)^{-1}. \quad (8.1)$$

Zu der so ermittelten Ladungsträgerdichte tragen jedoch alle leitfähigen Schichten bei. Dies ist vor allem relevant, wenn durch den PPC-Effekt nicht nur Ladungsträger in das 2DEG transferiert werden, sondern auch in das Leitungsband der (Al,Ga)As Schicht (δ -Dotierung) [272].

Vergleichend hierzu kann die reine Ladungsträgerdichte des 2DEG aus den Minima der SdH-Oszillationen im Längswiderstand ermittelt werden. Für den Abstand der Minima zueinander gilt [232]:

$$\Delta \left(\frac{1}{B} \right)_i = \frac{2e}{n_{SdH} \cdot h} \cdot \Delta i. \quad (8.2)$$

Hierbei bezeichnet B_i das Magnetfeld, an dem das i -te Minima der SdH-Oszillationen im Längswiderstand auftritt. Aus der Auftragung von $1/B_i$ gegen den Index i , kann aus der Steigung die Ladungsträgerdichte n_{SdH} bestimmt werden.

Die Beweglichkeit / Mobilität μ_e des 2DEG kann aus der Ladungsträgerdichte n_s und dem Schichtwiderstand R_s ermittelt werden [275]:

Probe	n_s (cm ⁻²)	n_{SdH} (cm ⁻²)	μ_e (cm ² /Vs)	l_e (μm)	D_e (cm ² /s)
8I	2.72×10^{11}	2.68×10^{11}	4.06×10^5	3.49	3943
23B	2.69×10^{11}	2.63×10^{11}	3.31×10^5	2.82	3179

Tabelle 8.1: 2DEG-Charakteristika der Proben C150617A-8I und C150617A-23B. Aufgeführt sind die Ladungsträgerdichte n , Beweglichkeit μ , mittlere freie Weglänge l_e , Diffusionskonstante D_e , sowie der Schichtwiderstand R_s . Die Werte wurden mit Hilfe der Magnetotransportmessungen in Abbildung 8.6 bzw. 8.7 bestimmt.

$$\mu_e = (e n_s R_s)^{-1}. \quad (8.3)$$

Die mittlere freie Weglänge wiederum wird mit Hilfe der Ladungsträgerdichte und der Beweglichkeit berechnet zu $l_e = 1/e \cdot \hbar \mu_e \sqrt{2\pi n_s}$. Die Diffusionskonstante ergibt sich aus $D_e = (\pi \hbar^2 \mu_e n_s) / (m^* e)$.

In Tabelle 8.1 sind für Probe C150617A-8I und C150617A-23B die aus den Magnetotransportmessungen ermittelten 2DEG Charakteristika aufgelistet.

Für beide Proben lassen sich durch IR-Illumination über den PPC-Effekt Ladungsträgerdichten im Bereich von $n_s \approx 2.7 \times 10^{11}$ cm⁻² erzielen. Die Magnetotransportmessungen in Abbildungen 8.6 und 8.7 zeigen zudem, dass keine signifikante elektrische Parallellleitung zwischen dem 2DEG und der (Al,Ga)As Schicht besteht. Andernfalls wäre der Längswiderstand R_{xx} von einem näherungsweise parabolischen Term überlagert, so dass für die SdH-Oszillationen bei hohen Felder nicht $R_{xx} \approx 0$ beobachtet werden könnte [267, 276]. Die aus den SdH-Oszillationen bestimmten Ladungsträgerdichten n_{SdH} sind um $\approx 4 - 6 \times 10^9$ cm⁻² geringer als die aus der Hall-Gerade bestimmte Ladungsträgerdichte n_s . Dies bestätigt, dass nur eine geringfügige Parallellleitung zwischen dem 2DEG und der (Al,Ga)As Schicht besteht. In beiden Proben bildet sich ein hochbewegliches 2DEG aus, mit Beweglichkeiten von $\mu_e = 3.3 - 4.0 \times 10^5$ cm²/Vs. Die mittlere freie Weglänge liegt im Bereich weniger μm.

8.2.2 Charakterisierung der Esaki-Dioden

Neben dem 2DEG der jeweiligen Probe werden auch die zur Spininjektion verwendeten Esaki-Dioden / Elektroden mittels U - I Kennlinien charakterisiert. Abbildung 8.8 zeigt den hierfür verwendeten Messaufbau. Für die Aufnahme der U - I Kennlinie wird zwischen der jeweiligen Elektrode und einem Referenzkontakt eine Spannung appliziert (U_{2T}) und im Bereich von ± 1.2 V gesweept. Dabei wird neben dem Strom I mit Hilfe eines weiteren Referenzkontaktes, welcher nicht im Strompfad liegt, auch die über dem Kontakt abfallende 3-Punkt Spannung U_{3T} gemessen.

In Abbildung 8.9 ist für Probe C150617A-8I die U - I Kennlinie einer Esaki-Elektrode mit einer Breite von $W = 5$ μm (lateral in x -Richtung), aufgenommen bei 1.4 K, dargestellt. Dabei ist der Strom I aufgetragen gegen die 3-Punkt

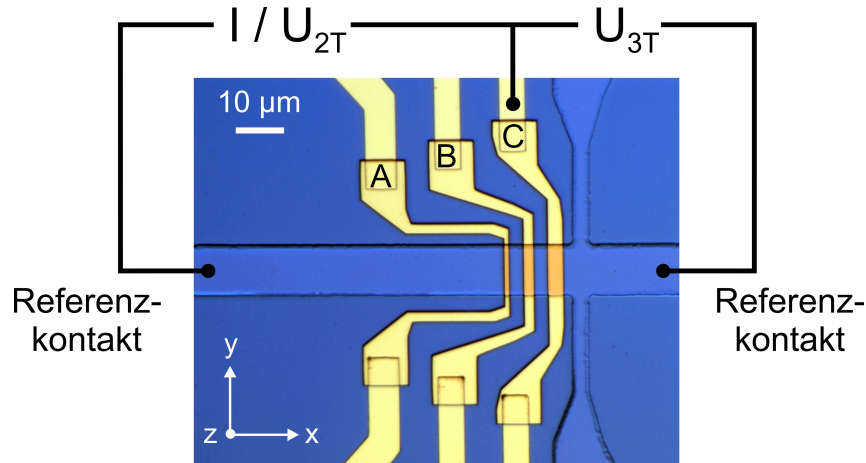


Abbildung 8.8: Messaufbau zur Charakterisierung der Esaki-Dioden mittels U - I Kennlinie. Über den rechten Referenzkontakt kann hierbei die 3-Punkt Spannung abgegriffen werden.

Spannung U_{3T} . Deutlich zu erkennen ist die für Dioden typische nichtlineare Kennlinie. Der für Esaki-Dioden charakteristische Bereich der Vorwärtsspannung mit einem negativen differentiellen Widerstand [20, 234] wird jedoch nicht erreicht. Auch die anderen charakterisierten Elektroden weisen keinen negativen differentiellen Widerstand auf.

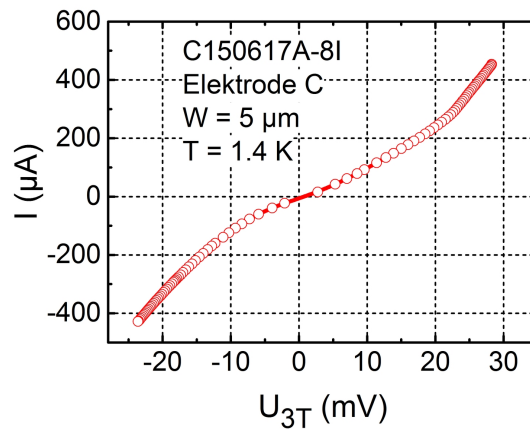


Abbildung 8.9: U - I Kennlinie der zum Nachweis des SGE in Probe C150617A-8I verwendeten Esaki-Elektrode C ($W = 5 \mu\text{m}$), gemessen bei 1.4 K. Die nichtlineare Kennlinie spiegelt das diodische Verhalten der Esaki-Elektrode wider.

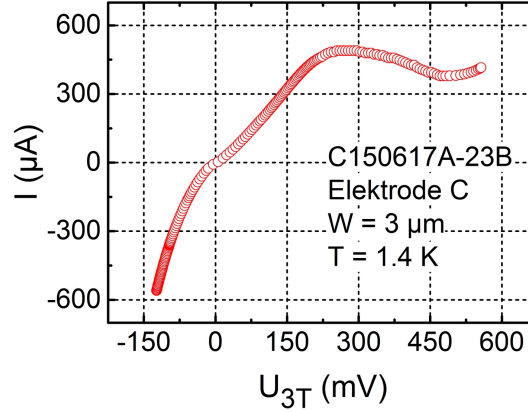


Abbildung 8.10: U - I Kennlinie der zum Nachweis des SGE in Probe C150617A-23B verwendeten Esaki-Elektrode C ($W = 3 \mu\text{m}$), gemessen bei 1.4 K . Zwischen 300 mV und 550 mV kann der für Esaki-Dioden charakteristische negative differentielle Widerstand beobachtet werden.

Für Probe C150617A-23B hingegen kann in den U - I Kennlinien aller Esaki-Elektroden ein negativer differentieller Widerstand festgestellt werden. In Abbildung 8.10, welche die U - I Kennlinie einer Elektrode mit $W = 3 \mu\text{m}$ zeigt, kann ein negativer differentieller Widerstand im Bereich zwischen 300 mV und 550 mV beobachtet werden.

Der Vergleich der Flächenwiderstandsprodukte⁵ $R_{ZB} \cdot A$ aller charakterisierten Esaki-Elektroden in Tabelle 8.2 zeigt, dass $R_{ZB} \cdot A$ für Probe C150617A-8I im Bereich von $3.2 - 4.3 \times 10^{-9} \Omega \text{m}^{-2}$ liegt, und damit eine Größenordnung kleiner ist als für Probe C150617A-23B ($2.2 - 2.8 \times 10^{-8} \Omega \text{m}^{-2}$), bei der das Flächenwiderstandsprodukt im optimalen Bereich ist. Ursächlich hierfür könnten Abweichungen in der Probenpräparation sein, insbesondere beim Entfernen des *Top Layer* zwischen den Elektroden (beispielsweise lokal eine zu geringe Ätztiefe). Diese spielen bei der Vermessung des 2DEG mittels Magnetotransportmessungen keine Rolle, da hier nur der Kanal zwischen den Referenzkontakten charakterisiert wird. Folgerichtig zeigen hier die 2DEGs beider Proben auch ähnliche Eigenschaften.

Trotz der unterschiedlichen Kennlinien und Flächenwiderstandsprodukte kann an beiden Proben mit Hilfe der Esaki-Elektroden erfolgreich Spininjektion und -detektion im 2DEG nachgewiesen werden, wie die Messungen im nachfolgenden Abschnitt 8.3 zeigen.

⁵ Das Flächenwiderstandsprodukt $R_{ZB} \cdot A$ wird aus dem *Zero Bias* Widerstand und der Kontaktfläche A der jeweiligen Elektrode berechnet. Durch das Flächenwiderstandsprodukt können die Widerstände der unterschiedlich breiten Elektroden miteinander in Relation gesetzt werden.

Probe C150617A-8I

	Elektrode A	Elektrode B	Elektrode C
W	1 μm	2 μm	5 μm
$R_{ZB} \cdot A$	$3.2 \times 10^{-9} \Omega \text{m}^{-2}$	$4.3 \times 10^{-9} \Omega \text{m}^{-2}$	$3.2 \times 10^{-9} \Omega \text{m}^{-2}$

Probe C150617A-23B

	Elektrode A	Elektrode B	Elektrode C
W	1 μm	2 μm	3 μm
$R_{ZB} \cdot A$	$2.8 \times 10^{-8} \Omega \text{m}^{-2}$	$2.6 \times 10^{-8} \Omega \text{m}^{-2}$	$2.2 \times 10^{-8} \Omega \text{m}^{-2}$

Tabelle 8.2: Flächenwiderstandsprodukt $R_{ZB} \cdot A$ der an Probe C150617A-8I und C150617A-23B charakterisierten Esaki-Elektroden, ermittelt bei 1.4 K. W gibt die laterale Breite der Elektroden in x -Richtung an; die Breite in y -Richtung beträgt für alle Elektroden 10 μm).

8.3 Nachweis der Spininjektion mittels Spin Valve Messungen

Voraussetzung für das Auftreten des SGE in GaAs-basierenden 2DEGs ist die Injektion von spinpolarisierten Elektronen entlang bestimmter kristallographischer Richtungen. Im untersuchten 2DEG tritt ein Spin-Galvanischer Strom j_{SGE} in $[1\bar{1}0]$ Richtung auf, wenn eine Spinkomponente in $[110]$ Richtung erzeugt wird. In der vorliegenden Probengeometrie (vergleiche Abbildungen 8.3 und 8.4) muss somit eine Spinkomponente S_x entlang der x -Richtung in das 2DEG injiziert werden, damit ein Spin-Galvanischer Strom in $-y$ -Richtung auftritt.

Für die SGE-Experimente an Probe C150617A-8I (siehe Abschnitt 8.4) wird direkt eine Spinkomponente S_x in das 2DEG injiziert, d.h. quer zur langen Achse der Injektionselektrode. Im Rahmen der Experimente an Probe C150617A-23B (siehe Abschnitt 8.5) wird hingegen zunächst eine Spinkomponente S_y in y -Richtung injiziert, d.h. entlang der langen Achse der Injektionselektrode. Ein zur Probenebene senkrecht Magnetfeld B_z induziert anschließend eine Spinpräzession, durch welche eine Projektion der Spinkomponente in x -Richtung entsteht.

Nachteilig an der durch den SGE vorgegebenen Geometrie ist die Orientierung der langen Achse der Injektionselektroden parallel zur $[1\bar{1}0]$ Richtung, da diese keine magnetisch leichte Achse von (Ga,Mn)As ist. Für Spininjektionsexperimente mit (Ga,Mn)As basierenden Esaki-Dioden werden die Elektroden typischerweise parallel zur einer der magnetisch leichten Achse von (Ga,Mn)As strukturiert ($[100]$ bzw. $[010]$). In der vorliegenden Probengeometrie liegen die

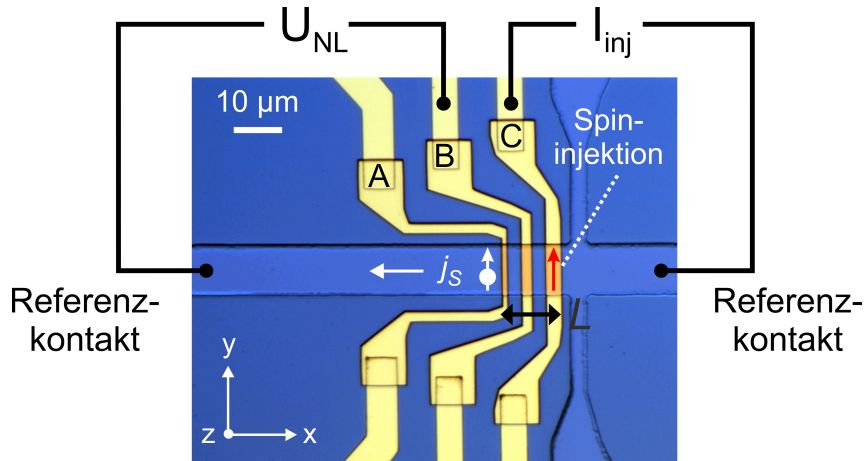


Abbildung 8.11: Messaufbau für Spin Valve Messungen als Nachweis der Spininjektion. Hierfür werden mittels Elektrode C Spins in das 2DEG injiziert und ein Magnetfeld B_x bzw. B_y gesweept. An Elektrode B bzw. A kann eine spininduzierte, nicht-lokale Spannung detektiert werden, welche vom Abstand L zur Injektionselektrode, sowie von der Orientierung der Magnetisierungsachsen der Elektroden zueinander abhängt.

leichten Achsen daher $\pm 45^\circ$ verdreht zur langen Achse der Injektionselektroden. Experimente mit *Bulk* GaAs zeigen jedoch, dass auch mit parallel zur $[1\bar{1}0]$ Richtung orientierten Esaki-Elektroden *Spin Valve* Messungen möglich sind [229, 277].

Ergänzend zur vorhergehenden Charakterisierung des 2DEG und der Esaki-Dioden, wird in diesem Abschnitt die Fähigkeit zur Spininjektion und -detektion in das 2DEG mit Hilfe von *Spin Valve* Messungen nachgewiesen. Abbildung 8.11 zeigt den hierfür verwendeten Messaufbau. Elektrode C wird hier, analog zu den späteren SGE-Experimenten, als Spininjektor mit einem Injektionsstrom $I_{inj} < 0$ verwendet. Ein *in-plane* Magnetfeld wird entweder quer zur langen Achse (Probe C150617A-8I) oder parallel zur langen Achse (Probe C150617A-8I und C150617A-23B) der Elektroden appliziert, und im Bereich von ± 1 T gesweept. An den Elektroden B bzw. A kann das durch *Spin Charge Coupling* induzierte, nicht-lokale Spinsignal detektiert werden. Dabei weisen die Esaki-Elektroden durch unterschiedliche laterale Breite ein voneinander abweichendes Koerzitivfeld auf. Andernfalls würden die Injektions- und Detektionselektrode ihre Magnetisierung gleichzeitig im externen Magnetfeld reorientieren, so dass kein, oder nur ein *Spin Valve* ähnlicher Effekt zu beobachten wäre.

Wie in Abschnitt 7.1.3 beschrieben, hängt die detektierte Spannung einerseits vom jeweiligen Magnetisierungszustand der Elektroden und damit vom applizierten Magnetfeld ab. Andererseits nimmt das nicht-lokale Spinsignal exponentiell mit dem Abstand L der Detektionselektrode zur Injektionselektrode ab. Nach Gleichung 7.21 gilt für die Änderung des nicht-lokalen Spinsignals durch den *Spin Valve* Effekt (für parallele Magnetisierung der Elektroden) [4]:

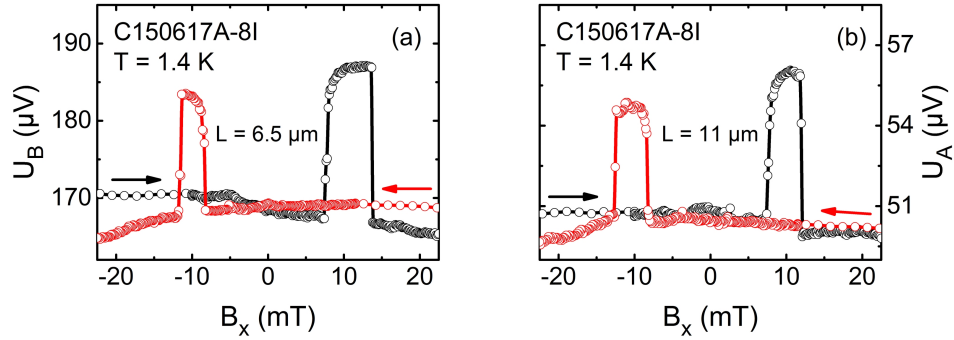


Abbildung 8.12: *Spin Valve* Messung an Probe C150617A-8I bei 1.4 K. Zur Spininjektion wurde Elektrode C verwendet mit $I_{inj}(C) = -150 \mu A$. Das Magnetfeld B_x wurde quer zur langen Achse der Streifen appliziert. Sowohl für (a) Elektrode B ($L = 6.5 \mu m$), als auch (b) für Elektrode A ($L = 11 \mu m$) können als Nachweis für erfolgreiche Spininjektion in das 2DEG die für den Spin Valve Effekt typischen Änderungen im nicht-lokalen Widerstand beobachtet werden.

$$U_{NL}(L) = \frac{P_{inj} \cdot P_{det} \cdot I_{inj} \cdot R_s \cdot \lambda_s}{2W} \cdot e^{-L/\lambda_s}. \quad (8.4)$$

Hier ist W die Breite des Kanals bzw. der MESA (in beiden Proben $10 \mu m$), R_s der Schichtwiderstand des 2DEG, und I_{inj} der Injektionsstrom. In den durchgeführten *Spin Valve* Experimenten wird das Spinsignal nicht-lokal an den Elektroden B und A gemessen, welche einen jeweils unterschiedlichen Abstand L zur Injektionselektrode C besitzen. Aus der logarithmischen Auftragung von U_{NL} gegen L kann aus der Steigung der Ausgleichsgeraden die Spindiffusionslänge λ_s bestimmt werden. Unter der Annahme $P_{inj} \approx P_{det}$ gilt $P_{inj} \cdot P_{det} \approx P_{inj}^2$, so dass aus dem Achsenabschnitt der Ausgleichsgerade zusätzlich die Spininjektionseffizienz berechnet werden kann [4].

Abbildung 8.12 zeigt *Spin Valve* Messungen an Probe C150617A-8I bei 1.4 K. Zur Spininjektion wurde Elektrode C verwendet mit $I_{inj}(C) = -150 \mu A$. Der Abstand zur Elektrode B beträgt $L = 6.5 \mu m$, zu Elektrode A beträgt der Abstand $L = 11 \mu m$. Das Magnetfeld B_x wird wie in den später durchgeführten SGE-Messungen, quer zur langen Achse (x -Achse) der Elektroden appliziert. An beiden Detektoren kann eine Änderung des Spinsignals durch den *Spin Valve* Effekt festgestellt werden. Die Amplitude nimmt dabei mit steigendem Abstand L zum Injektor ab. Allerdings ist die Signaländerung nicht wie in Abschnitt 7.1.3, Abbildung 7.6 skizziert, ideal rechteckig. Ursächlich hierfür ist, dass die Elektroden nicht entlang der leichten Achsen von (Ga,Mn)As strukturiert sind, sondern entlang einer magnetisch harten Achse von (Ga,Mn)As. Wie von Ciorga *et al.* [229] untersucht, sind während des Ummagnetisierungsprozesses die Magnetisierungsachsen der Elektroden daher zwar zueinander antiparallel orientiert, so dass ein *Spin Valve* Effekt beobachtet werden kann. Jedoch richten sich die Magnetisierungsachsen der Elektroden während des Ummagnetisierungsprozesses parallel zu einer der magnetisch leichten Achsen aus, und stehen damit im $\pm 45^\circ$

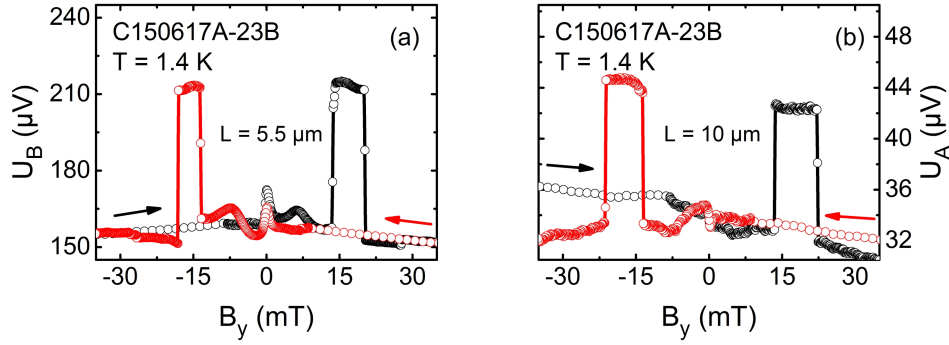


Abbildung 8.13: *Spin Valve* Messung an Probe C150617A-23B bei 1.4 K. Zur Spininjektion wurde Elektrode C verwendet mit $I_{inj}(C) = -50 \mu A$; das Magnetfeld B_y wurde parallel zur langen Achse der Streifen appliziert. Für (a) Elektrode B ($L = 5 \mu m$) und (b) Elektrode A ($L = 10 \mu m$) können die für den *Spin Valve* Effekt typischen Änderungen im nicht-lokalen Widerstand beobachtet werden.

Winkel zur langen Achse.

Aus der logarithmischen Auftragung von $U_{NL}(L)$ gegen L (nicht abgebildet) kann aus der Ausgleichsgerade eine Spindiffusionslänge von $\lambda_s = 3.7 \pm 0.2 \mu m$ ermittelt werden, welche gut mit Ergebnissen ähnlich gelagerter Studien übereinstimmt [21, 25]. Das zu geringe Flächenwiderstandsprodukt der Esaki-Elektroden (vergleiche vorhergehender Abschnitt) spiegelt sich auch in der aus dem Achsenabschnitt der Ausgleichsgerade berechneten Spininjektionseffizienz von $P_{inj} = 18.6 \%$ wider. Diese ist deutlich geringer als beispielsweise für Probe C150617A-23B (siehe Tabelle 8.3). Durch die Strukturierung der Elektroden entlang einer magnetisch harten Achse und der daraus resultierenden partiellen Depolarisation der Magnetisierung, ist die hier berechnete Spininjektionseffizienz als unteres Limit zu betrachten.

Dennoch zeigen die *Spin Valve* Messungen deutlich, dass mit der verwendeten Injektionselektrode erfolgreich eine Spinkomponente S_x in das 2DEG injiziert werden kann, was eine Voraussetzung ist für den Nachweis des SGE. Zusätzlich wurden an Probe C150617A-8I *Spin Valve* Messungen in gleicher Injektor-Detektor Konfiguration durchgeführt, bei der das Magnetfeld B_y entlang der langen Achse (y -Achse) der Elektroden appliziert und gesweept wird. Auch hier kann ein *Spin Valve* Effekt detektiert werden (nicht abgebildet). Die ermittelte Spindiffusionslänge und Spininjektionseffizienz stimmen mit der vorhergehenden *Spin Valve* Messung in B_x Richtung überein.

An Probe C150617A-23B wurden ebenfalls bei 1.4 K *Spin Valve* Messungen durchgeführt. Zur Spininjektion wird Elektrode C verwendet mit $I_{inj}(C) = -50 \mu A$. Der Abstand zur Elektrode B beträgt $L = 5.5 \mu m$, zu Elektrode A beträgt der Abstand $L = 10 \mu m$. Für die *Spin Valve* Messungen wurde das Magnetfeld B_y parallel zur langen Achse der Elektroden appliziert (y -Achse). Wie in Abbildung 8.13 zu erkennen, kann auch an Probe C150617A-23 eine Änderung der nicht-lokalen Spinsignale durch den *Spin Valve* Effekt

detektiert werden. Wie bereits oben beschrieben und erörtert, ist auch hier auf Grund der kristallographischen Orientierung der Elektroden das *Spin Valve* Signal nicht ideal rechteckig. Um $B_y = 0$ herum kann zudem ein durch den DNP-Effekt (siehe Abschnitt 7.1.3) verursachte Signaländerung beobachtet werden [20, 21, 210]. Die Auswertung der Messungen ergibt eine mit Probe C150617A-8I vergleichbare Spindiffusionslänge von $\lambda_s = 2.8 \pm 0.1 \text{ } \mu\text{m}$. Im Vergleich zu Probe C150617A-8I ist die Spininjektionseffizienz mit $P_{inj} = 59.5 \text{ } \%$ deutlich höher, da die Esaki-Elektroden ein höheres Widerstandsflächenprodukt aufweisen. Vergleichbare Werte können auch für *Spin Valve* Messungen mit einem höheren Injektionsstrom von $I_{inj}(C) = -200 \text{ } \mu\text{A}$ beobachtet werden.

Insgesamt zeigen die *Spin Valve* Messungen an beiden Proben, dass trotz magnetisch ungünstiger Strukturierung der Esaki-Elektroden, erfolgreich Spins in der gewünschten Orientierung in das 2DEG injiziert und auch detektiert werden können. Die ermittelte Spindiffusionslänge liegt im Bereich der relevanten Abmessung für den Nachweis des SGE, d.h. dem Abstand der Elektrode C zum Hall-Kreuz ($\approx 5 \text{ } \mu\text{m}$).

Probe C150617A-8I

$I_{inj} \text{ (}\mu\text{A)}$	$B_{x/y}$	$R_{6.5 \mu\text{m}} \text{ (m}\Omega\text{)}$	$R_{11 \mu\text{m}} \text{ (m}\Omega\text{)}$	$P_{inj} \text{ } \%$	$\lambda_s \text{ (}\mu\text{m)}$
-150	B_x	128.9	38.6	18.6	3.7
-150	B_y	35.1	9.1	11.5	3.4

Probe C150617A-23B

$I_{inj} \text{ (}\mu\text{A)}$	$B_{x/y}$	$R_{5 \mu\text{m}} \text{ (m}\Omega\text{)}$	$R_{10 \mu\text{m}} \text{ (m}\Omega\text{)}$	$P_{inj} \text{ (}\%)$	$\lambda_s \text{ (}\mu\text{m)}$
-50	B_y	1022	210	59.5	2.8
-200	B_y	597	94.2	57.8	2.4

Tabelle 8.3: Auswertung der *Spin Valve* Messungen für 1.4 K an Probe C150617A-8I und C150617A-23B (vgl. auch Abbildungen 8.12 und 8.13). Aufgeführt sind für den jeweils verwendeten Injektionsstrom I_{inj} die Richtung des applizierten Magnetfelds (B_x bzw. B_y), die gemessenen nicht-lokalen Widerstandsänderungen, sowie die daraus ermittelte Spininjektionseffizienz P_{inj} und Spindiffusionslänge λ_s . Die Werte wurden aus der Steigung bzw. dem Achsenabschnitt der Ausgleichsgerade berechnet [siehe Gleichung (8.4)].

8.4 Experimente zum Spin-Galvanischen Effekt: Magnetfeld-Kreissweep

In den vorhergehenden Abschnitten wurden systematisch die Voraussetzungen für das Auftreten des SGE in den Proben C150617A-8I und C150617A-23B untersucht (Formation eines 2DEGs, Funktionsfähigkeit der Esaki-Elektroden, Nachweis der Spininjektion in das 2DEG). Darauf aufbauend werden in diesem Abschnitt die an Probe C150617A-8I durchgeführten Messungen dargestellt und analysiert, bei denen der SGE mit Hilfe eines Magnetfeld-Kreissweep nachgewiesen werden soll.

Abbildung 8.14 zeigt die Geometrie und den verwendeten Messaufbau für den Nachweis des SGE mittels Magnetfeld-Kreissweep. Die dem Hall-Kreuz am nächsten liegende Elektrode C wird hier zur Spininjektion verwendet (mit einer Gleichstromquelle). Am Hall-Kreuz wird mittels eines Nanovoltmeters die abfallende Spannung U_{xy} gemessen.

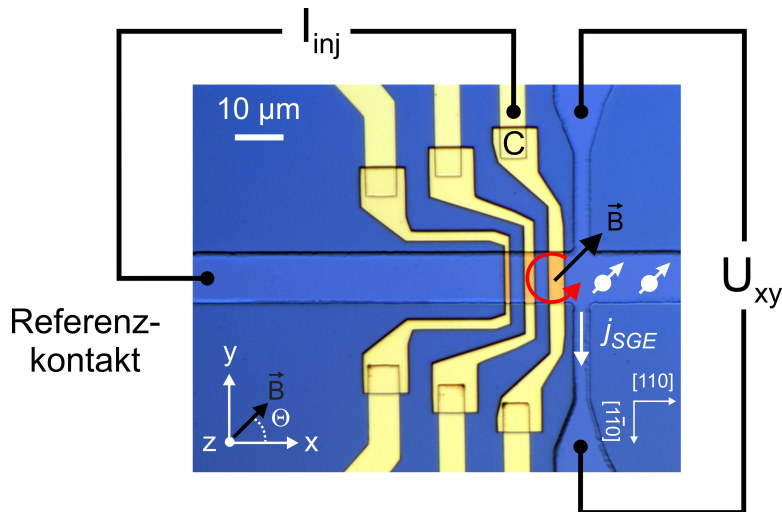


Abbildung 8.14: Messaufbau zum Nachweis des SGE mittels Magnetfeld-Kreissweep. Hierfür wird ein konstantes Magnetfeld $|\vec{B}| = 1 \text{ T}$ in der xy -Probenebene rotiert. Abhängig vom Winkel θ zwischen der x -Achse und \vec{B} , ändert sich die Orientierung der injizierten Spins und dadurch der Spin-Galvanische Strom j_{SGE} .

Wie in Abschnitt 7.3.2 beschrieben, gilt für den Spin-Galvanischen Strom (welcher in $[1\bar{1}0]$ Richtung auftritt), dass dieser proportional ist zur injizierten Spin-komponente in x -Richtung ($[110]$ Richtung) mit $j_{SGE} \propto S_x$. Im Rahmen der durchgeführten Messungen wird ein konstantes Magnetfeld $|\vec{B}| = 1 \text{ T}$ in der xy -Probenebene rotiert. Dabei folgt die Magnetisierungsachse der zur Spininjektion verwendeten Elektrode C dem Magnetfeld, wodurch auch die injizierten Spins entsprechend orientiert werden. Abhängig vom Winkel θ zwischen der

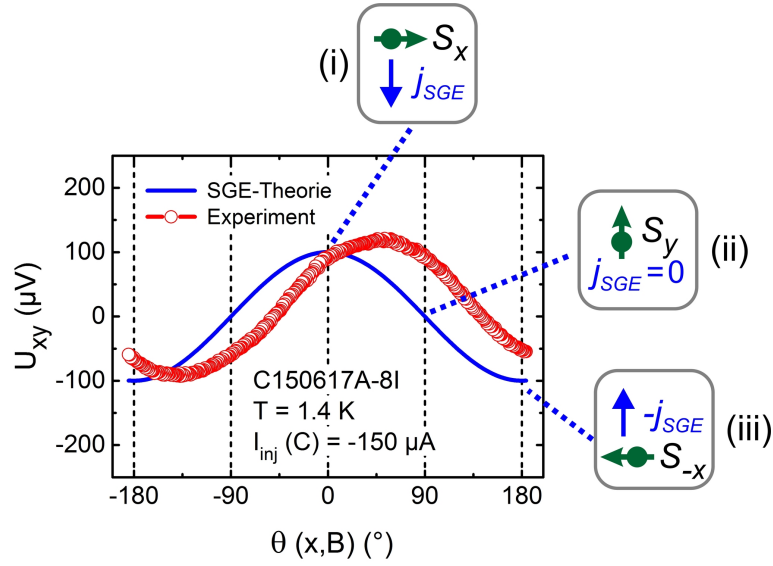


Abbildung 8.15: Magnetfeld-Kreissweep zum Nachweis des SGE. Aus der SGE-Theorie ist eine $\cos(\theta)$ Abhängigkeit (blaue Linie) der durch den Spin-Galvanischen Strom induzierten Spannung U_{xy} zu erwarten. Die Amplitude von U_{xy} ist hier empirisch der Amplitude der experimentellen Messwerte (rote Kurve) angepasst. Die Insets zeigen, abhängig vom Winkel θ zwischen der x -Achse und \vec{B} , die injizierte Spinkomponente und den daraus resultierenden Spin-Galvanischen Strom j_{SGE} . Der experimentell beobachtete, winkelabhängige Verlauf von U_{xy} (rote Kurve) an Probe C150617A-8I für $T = 1.4$ K und $I_{inj}(C) = -150 \mu A$, weist die beschriebene $\cos(\theta)$ Abhängigkeit auf, welche jedoch um $\theta = 50^\circ$ verschoben ist.

x -Achse und \vec{B} , ändert sich dadurch der Spin-Galvanische Strom j_{SGE} . In Abbildung 8.15 ist der aus der SGE-Theorie zu erwartende Verlauf von j_{SGE} bzw. der damit verknüpften Spannung am Hall-Kreuz U_{xy} dargestellt (blaue, durchgezogene Linie). Die Amplitude von U_{xy} ist hierbei empirisch der Amplitude der SGE-Messungen (rote Kurve) angepasst.

(i) Für $\theta = 0^\circ$ ist der Magnetfeldvektor quer zur langen Achse der Elektrode orientiert ($+x$ -Richtung). Somit wird eine Spinkomponente S_x in das 2DEG injiziert (vergleiche auch *Spin Valve* Messungen), so dass j_{SGE} maximal ist.

(ii) Für $\theta = 90^\circ$ ist der Magnetfeldvektor parallel zur langen Achse der Elektrode orientiert, und es wird eine Spinkomponente S_y in y -Richtung injiziert. Da die Projektion der injizierten Spinkomponente auf die x -Achse Null ist, gilt hier $j_{SGE} = 0$.

(iii) Für $\theta = 180^\circ$ ist der Magnetfeldvektor in $-x$ -Richtung orientiert, so dass eine Spinkomponente S_{-x} in $-x$ -Richtung in das 2DEG injiziert wird. Das Vorzeichen der Projektion der Spinkomponente auf die $+x$ -Achse ist -1, so dass sich effektiv das Vorzeichen und damit die Richtung des Spin-Galvanischen Stroms umkehrt.

Für einen Winkel θ ungleich der oben aufgeführten Fälle wird die Projektion der injizierten Spinkomponente auf die x -Achse betrachtet, welche $\propto \cos(\theta)$ ist. Der Spin-Galvanische Strom und die durch diesen am Hall-Kreuz induzierte Spannung modulieren daher bei einem Magnetfeld-Kreissweep mit

$$j_{SGE} \propto \cos(\theta), \quad (8.5)$$

$$U_{xy} \propto \cos(\theta). \quad (8.6)$$

Abbildung 8.15 zeigt für 1.4 K und $I_{inj}(C) = -150 \mu\text{A}$ die abfallende Spannung über dem Hall-Kreuz $U_{xy}(\theta)$ in Abhängigkeit von der Orientierung des Magnetfeldvektors (rote Kurve). Der experimentell beobachtete, winkelabhängige Verlauf von U_{xy} weist die beschriebene $\cos(\theta)$ Abhängigkeit auf, welche im Vergleich zur SGE-Theorie (blaue Kurve) jedoch um $\theta = +50^\circ$ verschoben ist. Eine Dejustage des Probenhalters, welcher im Magnetfeld rotiert wird, kann ausgeschlossen werden, da diese typischerweise im Bereich $< 1^\circ$ liegt. Zudem ist das Magnetfeld mit $|\vec{B}| = 1 \text{ T}$ ausreichend hoch, so dass die magnetische Anisotropie von (Ga,Mn)As (leichte Achse liegt $\pm 45^\circ$ zur langen Achse der Elektrode) nicht relevant ist.

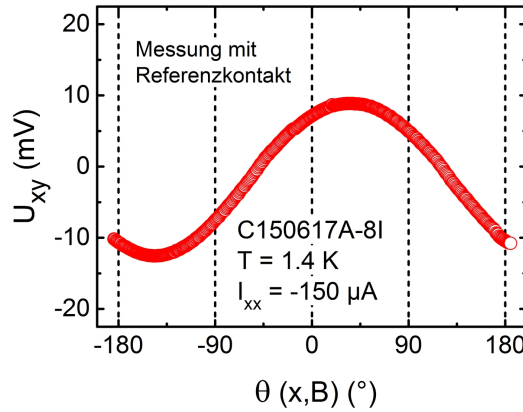


Abbildung 8.16: Magnetfeld-Kreissweep an Probe C150617A-8I bei 1.4 K, bei dem anstelle der Spininjektionselektrode ausschließlich die Referenzkontakte verwendet wurden. Dadurch fließt ein spinunpolarisierter Ladungsträgerstrom ($I_{xx} = -150 \mu\text{A}$) durch den Kanal. Die Winkelabhängigkeit von U_{xy} ist vergleichbar zu der Messung in Abbildung 8.15.

Um die winkelabhängige Modulation von U_{xy} weiter zu analysieren, wurde eine Referenzmessung durchgeführt, bei der statt der Esaki-Elektrode ein weiterer Referenzkontakt verwendet wird (vergleiche Messkonfiguration Abbildung 8.5). Somit fließt bei der Referenzmessung ein spinunpolarisierter Strom $I_{xx} = -150 \mu\text{A}$ durch den 2DEG Kanal. Die gemessene winkelabhängige Spannung $U_{xy}(\theta)$ ist in Abbildung 8.16 dargestellt. Auch hier weist $U_{xy}(\theta)$ eine um $+50^\circ$

verschobene $\cos(\theta)$ Modulation auf. Die im Fall der Spininjektion in Abbildung 8.15 beobachtete Winkelmodulation von $U_{xy}(\theta)$ kann somit unabhängig von der Spinpolarisation des Stroms beobachtet werden.

Simulation der Modulation von U_{xy}

Im folgenden Abschnitt wird die winkelabhängige Modulation von U_{xy} analysiert und mit Hilfe eines Modells nachgestellt. Die Messungen mit einem nicht spinpolarisierten Strom I_{xx} zeigen, dass die am Hall-Kreuz abfallende Spannung nicht oder nicht ausschließlich, durch einen Spinstrom induziert wird. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass der Spannungsabfall am Hall-Kreuz wahrscheinlich durch den gewöhnlichen Hall-Effekt verursacht wird, welcher (bei klassischer Betrachtung) unabhängig ist von der Spinorientierung. Hierfür notwendig ist jedoch die Wirkung eines zur Probenebene senkrechten Magnetfelds B_z , durch welches die Ladungsträger unabhängig von der Spinorientierung abgelenkt werden.

Ursächlich hierfür ist eine Verkipfung der Probe aus der Probenebene um eine oder mehrere Achsen. Diese kann beispielsweise durch unebenes Einkleben der Probe in den Chipcarrier auftreten, oder durch mechanische Dejustage des Probenhalters. In Abbildung 8.17 (a) ist exemplarisch die Verkipfung der Probe um die x -Achse um einen Winkel α_x skizziert. Wird nun im Koordinatensystem des Messaufbaus ein *in-plane* Magnetfeld B_y appliziert, wirkt durch die Verkipfung ein zur Probenebene senkrechtes Magnetfeld $B_{z'y}$. Ein Magnetfeld B_x hingegen erzeugt bei der ausschließlichen Verkipfung um die x -Achse kein zur Probenebene senkrechtes Magnetfeld.

Analog resultiert aus einer Verkipfung der Probe um die y -Achse um einen Winkel α_y (nicht dargestellt) ein Magnetfeld $B_{z'x}$, wenn ein Magnetfeld B_x appliziert wird. Wird ein *in-plane* Magnetfeld B_x oder B_y im Koordinatensystem des Messaufbaus appliziert und ist die Probe um die Winkel α_y und α_x verkippt, wirkt somit ein zur Probenebene senkrechtes Magnetfeld $B_{z'} = B_{z'x} + B_{z'y}$ mit folgenden Komponenten:

$$B_{z'x} = B_x \cdot \sin(-\alpha_y), \quad (8.7)$$

$$B_{z'y} = B_y \cdot \sin(-\alpha_x). \quad (8.8)$$

Wird wie in der Referenzmessung in Abbildung 8.16 ein nicht spinpolarisierter Strom I_{xx} durch den Kanal geschickt, kommt es infolge des zur Probenebene senkrechten Magnetfelds zu einer Ablenkung der Ladungsträger durch die Lorentzkraft. Im Fall der Spininjektion fließt durch Diffusion ein Spinstrom Richtung Hall-Kreuz. Wie in Abbildung 8.17 (b) skizziert, erfolgt auch hier eine Ablenkung der Ladungsträger durch die Lorentzkraft. Daher kann abhängig vom Verkipfungswinkel sowohl für die Referenzmessung, als auch für Spininjektion, eine Hall-Spannung gemessen werden.

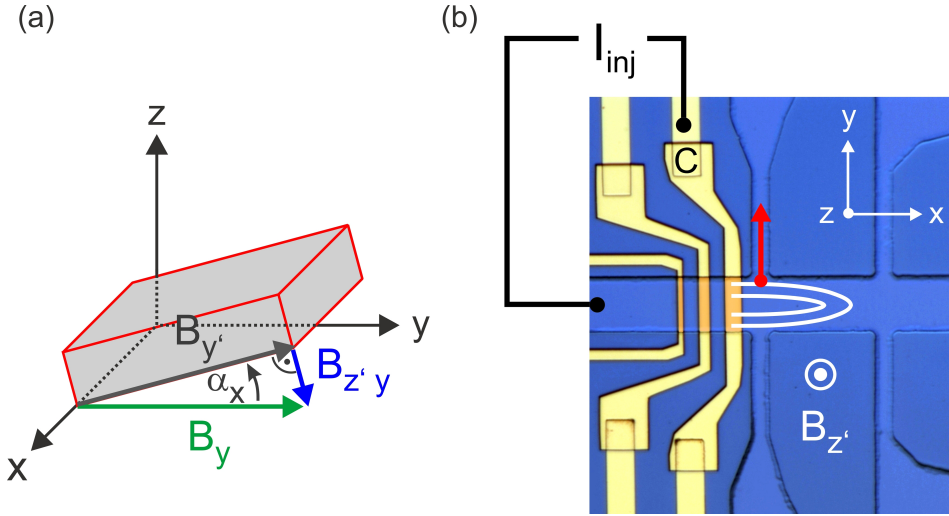


Abbildung 8.17: (a) Die Verkippung der Probe um die x -Achse (um den Winkel α_x) resultiert in einem zur Probe senkrechten Magnetfeld $B_{z'y}$, wenn im Koordinatensystem des Messaufbaus ein Magnetfeld B_y appliziert wird. Bei der Verkippung der Probe um die y -Achse (hier nicht gezeigt) tritt ebenfalls ein zur Probe senkrechtes Magnetfeld $B_{z'x}$ auf. (b) Im Fall der Spininjektion entsteht durch Diffusion ein Spinstrom. Durch das zur Probenebene senkrechte Magnetfeld $B_{z'}$ werden die injizierten Spins durch die Lorentzkraft abgelenkt.

Eine Abschätzung des Verkippungswinkels kann mit Hilfe der Daten der Referenzmessung (siehe Abbildung 8.16), sowie der Magnetotransportmessung zur Charakterisierung des 2DEGs in Abbildung 8.6 gemacht werden, da hier die gleiche Messkonfiguration vorliegt. Beim Magnetfeld-Kreissweep ist der Widerstand am Hall-Kreuz maximal, wenn das aus der Verkippung entstehende, senkrechte Magnetfeld maximal ist. Aus den vorliegenden Daten kann ein maximaler Widerstand von $R_{xy} = 62 \, \Omega$ ermittelt werden. Der Vergleich mit der Magnetotransportmessung in Abbildung 8.6 zeigt, dass dieser Widerstand bei einem Magnetfeld von $B_{z'} \approx 22 \, \text{mT}$ auftritt. Unter der vereinfachten Annahme, dass die Probe nur um eine Achse gekippt ist, ergibt sich mit einem rotierenden Magnetfeld von $|\vec{B}| = 1 \, \text{T}$ ein Verkippungswinkel von $\alpha = \sin^{-1}(22 \, \text{mT}/1000 \, \text{mT}) = 1.14^\circ$. Diese Abschätzung zeigt, dass eine minimale Verkippung der Probe bereits eine deutliche messbare Hall-Spannung induzieren kann.

Mit Hilfe des obigen Modells der Verkippung der Probe um die x -Achse und y -Achse kann die winkelabhängige Modulation von $U_{xy}(\theta)$ simuliert werden. Rotiert ein Magnetfeld \vec{B} in der xy -Ebene des Messaufbaus, gilt im Koordinatensystem des Messaufbaus für den Anteil des Magnetfelds B_x in x -Richtung bzw. B_y in y -Richtung:

$$B_x(\theta) = |\vec{B}| \cdot \cos(\theta), \quad (8.9)$$

$$B_y(\theta) = |\vec{B}| \cdot \sin(\theta). \quad (8.10)$$

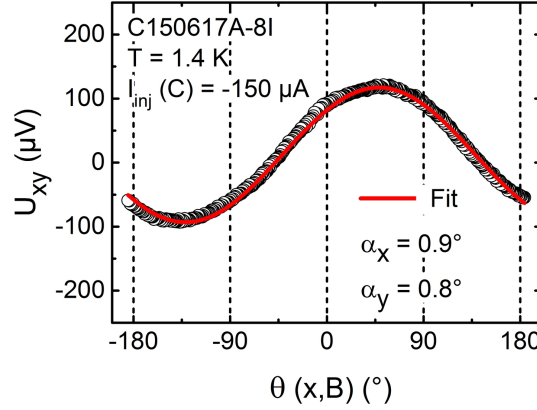


Abbildung 8.18: Die experimentell an Probe C150617A-8I beobachtete Winkelabhängigkeit von $U_{xy}(\theta)$ (siehe Abbildung 8.15) resultiert aus der geringfügigen Verkipfung der Probe um die x -Achse bzw. y -Achse. Durch diese entsteht bei Applikation eines Magnetfelds B_y oder B_x ein zur Probenebene senkrechtes Magnetfeld $B_{z'}$, durch welches eine spinunabhängige Spannung U_{xy} induziert wird. Aus dem Fit (rote durchgezogene Linie) von $U_{xy}(\theta)$ mit Hilfe von Gleichung (8.11) können die Verkipfungswinkel $\alpha_x = 0.9^\circ$ und $\alpha_y = 0.8^\circ$ ermittelt werden.

Mit Gleichungen (8.7) und (8.8) ergibt sich das senkrecht zur Probenebene wirkende Magnetfeld $B_{z'}$ daraus zu

$$\begin{aligned} B_{z'}(\theta) &= B_{z'x}(\theta) + B_{z'y}(\theta), \\ &= |\vec{B}| \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(-\alpha_y) + |\vec{B}| \cdot \sin(\theta) \cdot \sin(-\alpha_x). \end{aligned} \quad (8.11)$$

Die experimentell ermittelte Winkelabhängigkeit von $U_{xy}(\theta)$ im Fall der Spininjektion kann somit durch Gleichung (8.11) beschrieben werden. Wie in Abbildung 8.18 zu erkennen ist, können die experimentellen Daten (schwarze Kurve) mit obiger Funktion gefittet werden (rote Kurve). Aus dem Fit ergibt sich eine Verkipfung um die x -Achse von $\alpha_x = 0.9^\circ$, und eine Verkipfung um die y -Achse von $\alpha_y = 0.8^\circ$. Die Amplitude des Fits ($\Delta U_{xy} = 210.5 \mu\text{V}$) ist empirisch an die experimentell ermittelte Amplitude angepasst.

Aus Gleichung (8.11) geht zudem hervor, dass die Winkelabhängigkeit des Magnetfelds proportional zu $|\vec{B}| \cdot \cos(\theta)$ ist, wenn die Probe ausschließlich um eine Achse verkippt ist. In diesem Fall kann für $U_{xy}(\theta)$ eine $\cos(\theta)$ Winkelabhängigkeit beobachtet werden, die der vorhergesagten Winkelabhängigkeit des SGE entspricht, aber nicht durch diesen induziert wird. Daher ist eine sorgfältige Auswertung der Daten in Kombination mit einer Referenzmessung ohne Spininjektion notwendig.

8.5 Experimente zum Spin-Galvanischen Effekt: Hanle-Effekt

Im vorherigen Abschnitt wurde an Probe C150617A-8I gezeigt, dass auf Grund der Verkipfung der Probe im Magnetfeld ein direkter Nachweis des SGE über die abfallende Spannung U_{xy} am Hall-Kreuz schwer möglich ist. Für die Experimente an Probe C150617A-23B wurde daher ein Messverfahren gewählt, mit dem nicht spinabhängige Beiträge zu U_{xy} entfernt werden können. Abbildung 8.19 zeigt den verwendeten Messaufbau zum Nachweis des SGE mittels Hanle-Effekt.

Hierfür wird zunächst die zur Spininjektion benutzte Elektrode C entlang der y -Achse magnetisiert, so dass eine Spinkomponente S_y in das 2DEG injiziert wird. Anschließend wird ein Magnetfeld senkrecht zur Probenebene appliziert, durch welches eine Spinpräzession induziert wird. Infolge der Spinpräzession entsteht eine Projektion der Spinkomponenten in $+x$ -Richtung ($[110]$), wodurch ein Spin-Galvanischer Strom in $-y$ -Richtung fließt ($[1\bar{1}0]$). Durch den Hanle-Effekt kann somit eine magnetfeldabhängige Änderung der durch den Spin-Galvanischen Strom induzierten Spannung U_{xy} beobachtet werden. Als Nachweis der erfolgreichen Spininjektion in das 2DEG kann zusätzlich während der Messung an Elektrode B das nicht-lokale Spinsignal U_B detektiert werden.

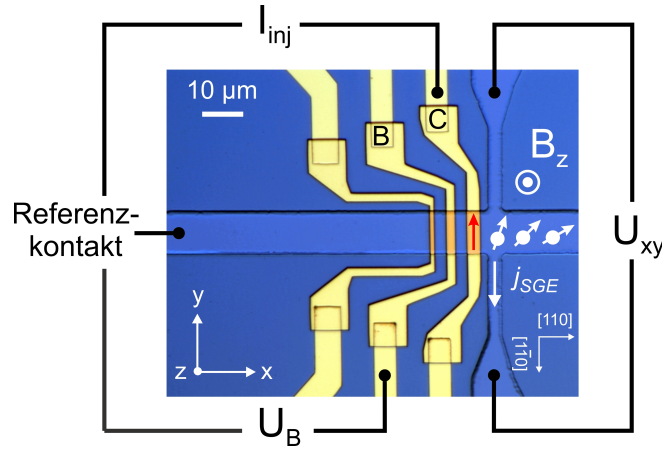


Abbildung 8.19: Messaufbau zum Nachweis des SGE mittels Hanle-Effekt. Hierfür wird zunächst die zur Spininjektion benutzte Elektrode C entlang der y -Achse magnetisiert. Anschließend wird ein Magnetfeld in z -Richtung appliziert, durch welches eine Spinpräzession durch den Hanle-Effekt angeregt wird. Dies führt zu einer Änderung der durch den Spin-Galvanischen Strom induzierten Spannung U_{xy} .

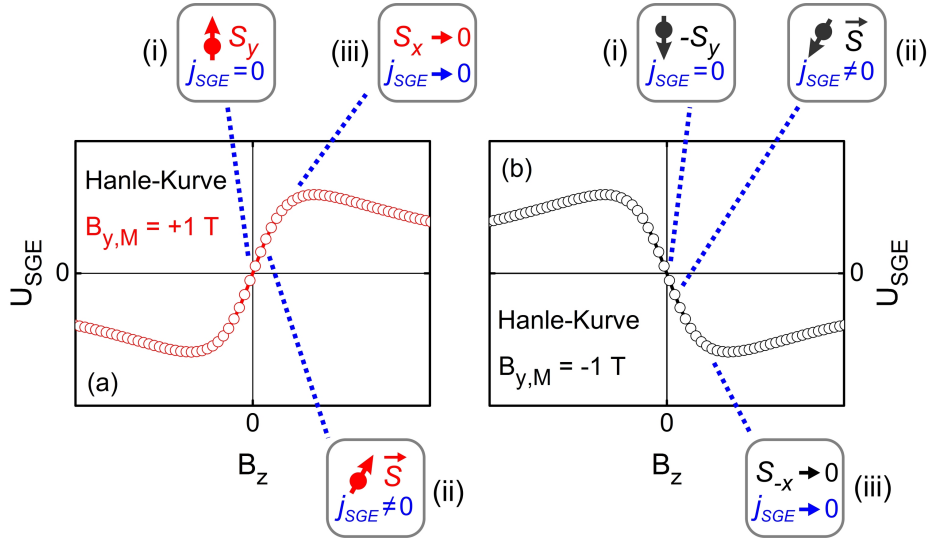


Abbildung 8.20: Simulierte Hanle-Kurven für den Nachweis des SGE mittels Hanle-Effekt (siehe Messaufbau in Abbildung 8.19). (a) Hanle-Kurve für eine Vormagnetisierung $B_{y,M}$ der Elektrode in $+y$ -Richtung. Die Insets zeigen, abhängig vom Magnetfeld B_z , die Orientierung der Spinkomponente und den resultierenden Spin-Galvanischen Strom j_{SGE} . (b) Wird die Elektrode in $-y$ -Richtung vormagnetisiert, dreht sich die Hanle-Kurve um.

Abbildung 8.20 zeigt simulierte Hanle Kurven für die durch den SGE induzierte Spannung U_{SGE} am Hall-Kreuz. Die Insets zeigen, abhängig vom Magnetfeld B_z , die Orientierung der Spinkomponente und den resultierenden Spin-Galvanischen Strom j_{SGE} . Die in Abbildung 8.20 (a) dargestellte Hanle-Kurve für eine Vormagnetisierung der Elektrode in $+y$ -Richtung ($B_{y,M} = +1 \text{ T}$) weist folgende Charakteristika auf.

- (i) Für $B_z = 0$ ist der Spin-Galvanische Strom $j_{SGE} = 0$, da die Spinkomponente in x -Richtung Null ist.
- (ii) Wird das Magnetfeld B_z erhöht, wird eine Spinpräzession induziert, durch welche eine Spinkomponente in x -Richtung entsteht. Folglich gilt $j_{SGE} \neq 0$
- (iii) Steigt das Magnetfeld weiter an, nimmt durch Spinrelaxation und Spindephasierung die Spinkomponente in x -Richtung ab, und damit auch der Spin-Galvanische Strom j_{SGE} .

Wird wie in Abbildung 8.20 (b) die Vormagnetisierung der Elektrode umgedreht ($-y$ -Richtung, $B_{y,M} = -1 \text{ T}$), dreht sich auch die initial injizierte Spinkomponente S_{-y} im Vergleich zu (a) um 180° . Dadurch ändert der Spin-Galvanische Strom das Vorzeichen, was zu einer Spiegelung der Hanle-Kurve führt.

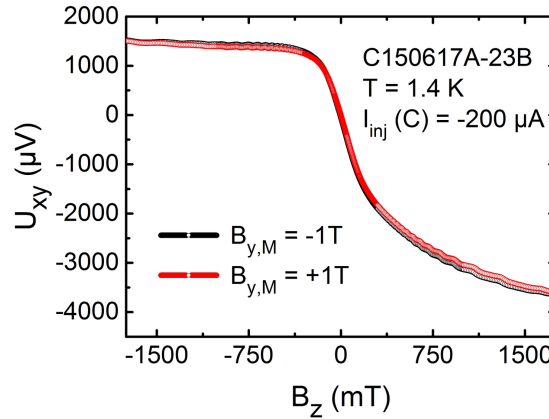


Abbildung 8.21: Magnetfeldabhängiger Verlauf von U_{xy} für Hanle-Messungen an Probe C150617A-23B bei 1.4 K und $I_{inj} = -200 \mu\text{A}$ (Spininjektion). Vor Beginn der Messungen wurde die verwendete Injektionselektrode C (siehe Abbildung 8.19) entweder in $+y$ -Richtung ($B_{y,M} = +1 \text{ T}$) oder in $-y$ -Richtung ($B_{y,M} = -1 \text{ T}$) magnetisiert. Anschließend wurde ein out-of-plane Magnetfeld B_z appliziert.

Die Hanle-Messungen wurden wie folgt durchgeführt.

- (i) Zunächst wird die Elektrode entlang der langen Achse (y -Achse) mit einem Magnetfeld von $\pm 1 \text{ T}$ magnetisiert. Anschließend wird das Magnetfeld auf Null zurückgefahren.
- (ii) An Elektrode B kann anhand des nicht-lokalen Spinsignals das Abklingen des DNP-Signals gemessen werden (vergleiche Abschnitt 7.1.3), was mehrere Minuten dauern kann.
- (iii) Anschließend wird ein senkrechtes Magnetfeld B_z appliziert, und entweder von $0 \text{ T} \rightarrow +2 \text{ T}$ oder $0 \text{ T} \rightarrow -2 \text{ T}$ gesweept. Eine komplette Messung von U_{xy} für eine bestimmte Vormagnetisierung besteht daher aus zwei Einzelmessungen.

Abbildung 8.21 zeigt die Magnetfeldabhängigkeit von U_{xy} bei 1.4 K für einen Injektionsstrom von $I_{inj}(C) = -200 \mu\text{A}$ und jeweils unterschiedlicher Vormagnetisierung der Esaki-Elektrode. Der Verlauf von U_{xy} mit B_z für jeweils unterschiedliche Vormagnetisierungen zeigt keinen signifikanten Unterschied auf. Wie im vorherigen Abschnitt 8.4 gezeigt wurde, wird die durch den Spin-Galvanischen Strom induzierte Spannung durch die gewöhnliche Hall-Spannung überlagert, wenn ein Magnetfeld senkrecht zur Probenebene appliziert wird. Im Gegensatz zum Spin-Galvanischen Strom hängt die Hall-Spannung (bei klassischer Betrachtung) jedoch nicht von der Spinorientierung ab.

Durch Subtraktion der Messdaten für jeweils entgegengesetzte Vormagnetisierungen ($B_{y,M} = \pm 1 \text{ T}$) können daher die Hall-Spannung, sowie allen weiteren, nicht spinabhängigen Komponenten entfernt werden [29, 30]. Da die durch den Spin-Galvanischen Strom induzierte Spannung U_{SGE} für jeweils entgegengesetzte Magnetisierungen der Elektrode antisymmetrisch mit B_z ist (siehe Ab-

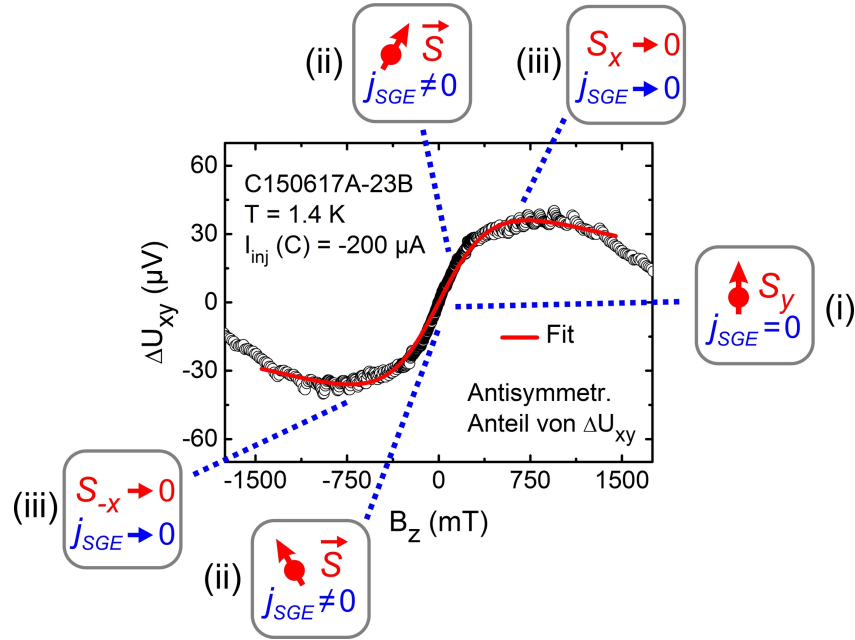


Abbildung 8.22: Das durch den SGE induzierte Signal ΔU_{xy} kann für die Messung in Abbildung 8.21 durch Subtraktion der Daten beider Magnetisierungsrichtungen ($B_{y,M} = \pm 1$ T) und anschließender Antisymmetrisierung extrahiert werden. Die rote durchgezogene Linie zeigt den Fit der Kurve mit einer antisymmetrischen Hanle-Funktion.

bildung 8.20), enthält die aus der Subtraktion resultierende Kurve $2 \cdot U_{SGE}$. Für die durch den Spin-Galvanischen Strom induzierte Spannung U_{SGE} gilt daher:

$$\Delta U_{xy} = 1/2 \cdot \left(\underbrace{U_{xy}(B_{y,M} = +1 \text{ T}) - U_{xy}(B_{y,M} = -1 \text{ T})}_{\text{Elimination der nicht spinabhängigen Beiträge von } U_{xy}} \right) = U_{SGE}. \quad (8.12)$$

In der im Folgenden durchgeführten Auswertung wird die berechnete ΔU_{xy} Kurve aus oben angeführten Gründen noch antisymmetrisiert.

Abbildung 8.22 zeigt die aus den Daten für $I_{inj} = -200 \mu\text{A}$ (Abbildung 8.21) nach obigem Schema berechnete Kurve. Die Magnetfeldabhängigkeit von $\Delta U_{xy}(B_z)$ stimmt mit den simulierten Hanle-Kurven in Abbildung 8.20 überein und kann entsprechend mit einer antisymmetrischen Hanle-Funktion gefittet werden (rote durchgezogene Linie). Aus dem Fit der Kurve kann eine Spinrelaxationszeit von $\tau_s = 45 \pm 0.3$ ps ermittelt werden.

Die Insets zeigen, abhängig vom Magnetfeld B_z , die Orientierung der Spinkomponente und das aus der SGE-Theorie erwartete Vorzeichen des Spin-Galvanischen Stroms.

(i) Bei Nullfeld ($B_z = 0$) gilt $j_{SGE} = 0$, da keine Spinkomponenten in x -Richtung existiert.

- (ii) Durch Spinpräzession nimmt die Projektion der Spinkomponente in x -Richtung zu, wodurch auch j_{SGE} steigen würde.
- (iii) Steigt das Magnetfeld weiter an, nimmt durch Spinrelaxation und Spindephasierung die Spinkomponente in x -Richtung ab, und damit auch der Spin-Galvanische Strom. Somit ist ein Abfall von ΔU_{xy} zu beobachten. Zudem ist zu vermuten, dass keine *in-plane* Spinkomponente mehr injiziert wird, da sich die Magnetisierung der Elektrode aus der Probenebene dreht.

Vergleichend hierzu wurde eine Messung mit Spinextraktion ($I_{inj} = +200 \mu\text{A}$) statt Spininjektion durchgeführt. Sowohl für Spininjektion, als auch Spinextraktion, fließt durch Diffusion ein Spinstrom von der Elektrode in Richtung des Hall-Kreuzes. Im Vergleich zur Spininjektion ändert sich im Fall der Spinextraktion zwar nicht das Vorzeichen des Spinstroms, jedoch dreht sich die Orientierung der Spins und damit das Vorzeichen des Spin-Galvanischen Stroms. Durch Spinextraktion wird daher die Hanle-Kurve U_{SGE} gespiegelt. Im Experiment von Ganichev *et al.* [35] entspricht dies der Änderung der Helizität des einfallenden Lichts, wodurch ebenfalls eine Spiegelung der Hanle-Kurve beobachtet werden kann (siehe Abbildung 7.18).

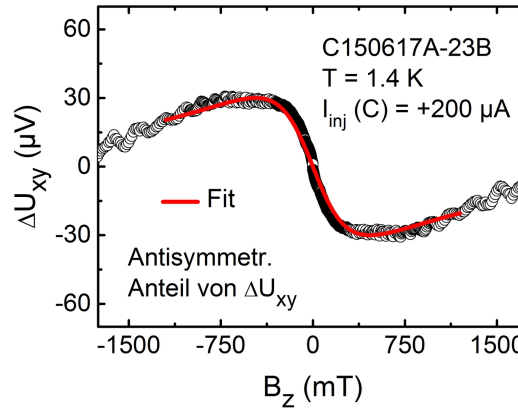


Abbildung 8.23: Hanle-Messung zum Nachweis des SGE an Probe C150617A-23B für $I_{inj} = +200 \mu\text{A}$ (Spinextraktion). Auch hier kann ΔU_{xy} mit einer antisymmetrischen Hanle-Funktion gefittet werden (rote durchgezogene Linie).

Abbildung 8.23 zeigt die für $I_{inj} = +200 \mu\text{A}$ und 1.4 K aus den Messdaten berechnete Kurve ΔU_{xy} . Diese ist im Vergleich zu Abbildung 8.22 (Spininjektion) gespiegelt und weist zudem eine ähnliche Magnetfeldabhängigkeit und Amplitude auf. Auch hier kann ΔU_{xy} mit einer antisymmetrischen Hanle-Funktion gefittet werden (rote Linie). Der durchgeführte Fit von ΔU_{xy} mittels Hanle-Kurve ergibt eine Spinrelaxationszeit von $\tau_s = 70 \pm 0.5 \text{ ps}$.

Die festgestellten Charakteristika weisen darauf hin, dass die ermittelte Magnetfeldabhängigkeit von $\Delta U_{xy}(B_z)$ durch einen Spin-Galvanischen Strom induziert sein könnte. Einerseits können durch das Auswerteschema nicht spinabhängige Effekte aus den Messdaten entfernt werden und somit als Ursache ausgeschlos-

sen werden. Andererseits entsprechen die bestimmten Kurven der erwarteten Magnetfeldabhängigkeit. In Einklang mit den Experimenten von Ganichev *et al.* zum SGE [35] wird zudem die Hanle-Kurve gespiegelt, wenn die Orientierung der Spins durch Spinextraktion geändert wird. Für einen nicht spinabhängigen Effekt hingegen könnte keine Spiegelung der Hanle-Kurve beobachtet werden.

Studien zur Spininjektion mit Esaki-Elektroden zeigen, dass sich die Magnetisierung der ferromagnetischen (Ga,Mn)As Schicht, und damit die Magnetisierung der Elektrode, in einem senkrechten Magnetfeld B_z zwischen 200 mT und 300 mT entlang des Magnetfeldvektors orientiert [4, 25]. Damit würde für $B_z > 200 - 300$ mT Spins mit *out-of-plane* Orientierung injiziert, wodurch $j_{SGE} = 0$ gilt. Experimentell kann eine Abnahme von ΔU_{xy} jedoch erst für $|B_z| > 750$ mT beobachtet werden.

Weitere Aufschlüsse über die tatsächliche Spindynamik im 2DEG geben daher die parallel durchgeführten, nicht-lokalen Messungen des Spinsignals im folgenden Abschnitt.

Messung des nicht-lokalen Spinsignals

Ergänzend zur abfallenden Spannung am Hall-Kreuz U_{xy} wurde auch das nicht-lokale Spinsignal an Elektrode B gemessen ($L = 5 \mu\text{m}$), wie der Messaufbau in Abbildung 8.19 zeigt. Der im vorherigen Abschnitt beschriebene Messablauf ist identisch für den nicht-lokalen Nachweis der Spininjektion bzw. des Spintransports mittels Hanle-Effekt [20]. An Elektrode B sollte daher in Folge der Spinpräzession und Dephasierung ein Hanle-Signal detektierbar sein. Somit kann parallel zur SGE-Messung auch eine nicht-lokale Spin-Messung durchgeführt werden, welche Aufschluss über die Spindynamik im 2DEG gibt.

Die Rohdaten (nicht abgebildet) enthalten ein magnetfeldabhängiges Hintergrundsignal, welches mit einer polynomiellen Funktion gefittet wird und anschließend subtrahiert wird [4, 25]. Abbildung 8.24 zeigt die so erhaltene Magnetfeldabhängigkeit des nicht-lokalen Spinsignals $U_B(B_z)$ für eine Vormagnetisierung der Elektroden von $B_{y,M} = +1$ T und $I_{inj}(C) = -200 \mu\text{A}$. Das Signal weist wie erwartet einen Hanle-förmigen Verlauf auf (vergleiche auch Abbildung 7.9) und kann entsprechend mit einer Hanle-Funktion gefittet werden (rote Kurve). Dies zeigt, dass im 2DEG Spinpräzession und Dephasierung im senkrechten Magnetfeld beobachtet werden kann, was Voraussetzung ist für den Nachweis des SGE mittels Hanle-Effekt.

Aus dem Fit von U_B mit einer symmetrischen Hanle-Funktion kann eine Spinrelaxationszeit von $\tau_s = 9.8 \pm 0.1$ ns bestimmt werden. Dieser Wert ist zwei Größenordnungen höher als der aus den SGE-Kurven bestimmte Wert (45 – 70 ps). Über $\lambda_s = \sqrt{D_e \tau_s}$ kann vergleichend die zu erwartende Spinrelaxationszeit für das 2DEG abgeschätzt werden [25]. Mit $\lambda_s = 2.4 \mu\text{m}$ und $D_e = 3179 \text{ cm}^2/\text{s}$ ergibt sich eine Spinrelaxationszeit von $\tau_s \approx 18$ ps, welche ebenfalls deutlich geringer ist als der aus der Hanle-Kurve in Abbildung 8.24 extrahierte Wert.

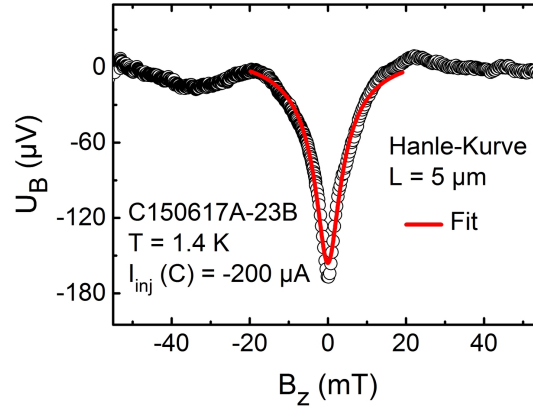


Abbildung 8.24: Nicht-lokales Spin-Signal U_B an Elektrode B ($L = 5 \mu\text{m}$). Wie in Abbildung 8.19 beschrieben, wurde dieses als Nachweis der erfolgreichen Spininjektion parallel zur SGE Hanle-Messung an Probe C150617A-23B aufgenommen für $I_{\text{inj}} (C) = -200 \mu\text{A}$ und einer Vormagnetisierung von $B_{y,M} = +1 \text{ T}$. Aus dem Fit mit einer symmetrischen Hanle-Kurve (rote durchgezogene Linie) kann die Spinrelaxationszeit ermittelt werden.

Studien an (Al,Ga)As/GaAs basierten 2DEGs mit ähnlichen Beweglichkeiten [4, 21, 25, 231] zeigen jedoch, dass die im Rahmen von Spintransport-Messungen aus Hanle-Kurven ermittelten Spinrelaxationszeiten tatsächlich im Bereich weniger Nanosekunden liegen, und damit deutlich höher sind als der für das 2DEG erwartete Wert für τ_s . Ursächlich dafür ist einerseits, dass in hochmobilen 2DEGs auf Grund der hohen Elektron-Elektron Steurrate $D_e \gg D_s$ gilt, und die Spinrelaxationszeit daher über die Spin-Diffusionskonstante abgeschätzt werden muss, $\lambda_s = \sqrt{D_s \tau_s}$ [4, 231]. Dadurch ergeben sich im Allgemeinen deutlich höhere Werte für die Spinrelaxationszeit als aus der Abschätzung mit D_e . Aus den gemessenen Hanle-Kurve kann $D_s \approx 6.4 \text{ cm}^2/\text{s} \ll D_e$ abgeschätzt werden.

Andererseits wird die Spindynamik durch DNP-Effekte beeinflusst [278–280]. Die Spins der injizierten Ladungsträger polarisieren lokal die Ga und As Kernspins, welche dadurch ein Magnetfeld generieren. Dieses wird auch als „Overhauser Feld“ bezeichnet und wirkt zusätzlich zum applizierten externen Magnetfeld B_z . Auf Grund des höheren effektiven Magnetfelds resultiert daraus eine Verengung der Hanle-Kurve, was mit einer entsprechend höheren Spinrelaxationszeit einhergeht [21, 25]. In einer Studie von Kuczmik *et al.* [21] konnte gezeigt werden, dass die um den DNP-Effekt kompensierten Spinrelaxationszeiten für niedrige Stromdichten ($I_{\text{inj}} = 10 \mu\text{A}$, Breite des Kanals $10 \mu\text{m}$) im Bereich von $0.8 - 1.6 \text{ ns}$ liegen.

Die den Spin-Galvanischen Strom erzeugenden Spins unterliegen der gleichen Spindynamik, die in den hier durchgeführten Hanle-Messungen ermittelt wurde. Somit müssten die in Abbildungen 8.22 ($I_{\text{inj}} = -200 \mu\text{A}$) und 8.23 ($I_{\text{inj}} = -200 \mu\text{A}$) dargestellten SGE Hanle-Kurven ΔU_{xy} ebenfalls Spinrelaxationszeiten im Bereich weniger Nanosekunden aufweisen. Die experimentell ermittelten

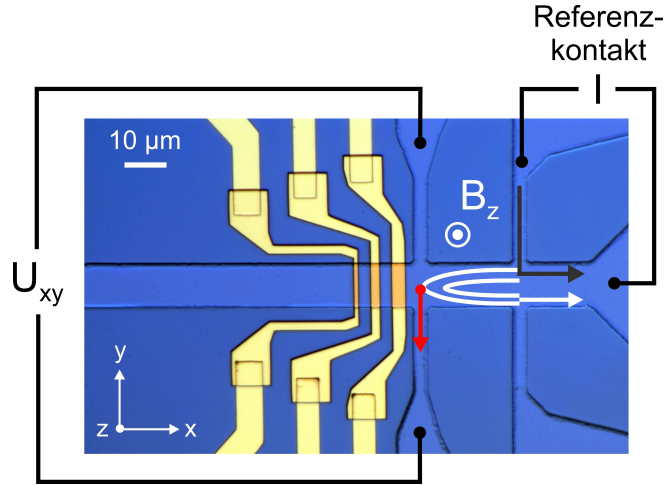


Abbildung 8.25: Messaufbau für Hanle-Messungen an Probe C150617A-23B, bei der anstelle der Spininjektionselektrode ein Referenzkontakt verwendet wird. Vergleichbar zur Spininjektion findet Diffusion von Ladungsträgern in Richtung des Hall-Kreuzes statt, wobei die Ladungsträger jedoch nicht spinpolarisiert sind. Dadurch kann das spinunabhängige Signal am Hall-Kreuz untersucht werden, welches einen Abstand von $L = 23 \mu\text{m}$ zur Stromquelle aufweist.

Kurven lassen sich daher nicht ausschließlich mit dem Auftreten eines Spin-Galvanischen Stroms erklären. Im folgenden Abschnitt werden daher Referenzmessungen mit einem nicht spinpolarisierten Strom analysiert, um den Einfluss von spinunabhängigen Beiträgen zu untersuchen.

Referenzmessung mit spinunpolarisiertem Strom

Die im vorgehenden Abschnitt durchgeführten Experimente haben gezeigt, dass die Messung des nicht-lokalen Spinsignals eine Spindynamik ergibt, wie sie für die zuvor ermittelten SGE Hanle-Kurven nicht beobachtet werden kann. Aus diesem Grund werden in diesem Abschnitt Referenzmessungen mit einem nicht spinpolarisierten Ladungsträgerstrom durchgeführt.

Der hierfür verwendete Messaufbau ist in Abbildung 8.25 dargestellt. In der verwendeten Geometrie, die der van-der-Pauw Geometrie ähnlich ist, wird durch Diffusion ein nicht spinpolarisierter Ladungsträgerstrom in Richtung des Hall-Kreuzes erzeugt [31, 281]. Anschließend wird ein senkrechtes Magnetfeld B_z von $0 \text{ T} \rightarrow +2 \text{ T}$ bzw. $0 \text{ T} \rightarrow -2 \text{ T}$ gesweept. Analog zum SGE-Messaufbau (vergleiche Abbildung 8.19), kann dadurch nicht-lokal die Magnetfeldabhängigkeit der abfallenden Spannung U_{xy} am Hall-Kreuz für einen nicht spinpolarisierten Strom ermittelt werden. Dadurch kann untersucht werden, ob auch zu U_{xy} auch spinunabhängige Komponenten beitragen.

Abbildung 8.26 zeigt die Magnetfeldabhängigkeit von U_{xy} für einen Strom von $I = -200 \mu\text{A}$ (rote Kurve) und $I = +200 \mu\text{A}$ (schwarze Kurve). Für eine

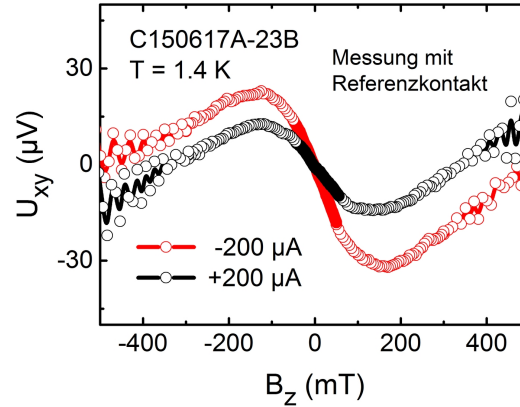


Abbildung 8.26: Magnetfeldabhängiger Verlauf von U_{xy} für Hanle-Messungen an Probe C150617A-23B bei 1.4 K. Anstelle der Spininjektionselektrode wurde, wie in Abbildung 8.25 beschrieben, für die Messungen mit $I = \pm 200 \mu\text{A}$ ein Referenzkontakt verwendet.

Umkehr der Polarität des Stroms kann im Gegensatz zu den SGE Hanle-Kurven keine Spiegelung der Kurve beobachtet werden. Zudem nimmt U_{xy} nach dem Wendepunkt der Kurven bei $\pm 150 \text{ mT}$ linear mit B_z zu.

Ein möglicher Mechanismus könnte hier der „Ettingshausen-Nernst Effekt“ sein, welcher ein thermoelektrischer Effekt ist [282]. Durch die hohe Stromdichte wird eine Joule’sche Wärme erzeugt, so dass sich der stromdurchflossene Teil des Kanals lokal erwärmt. Daraus resultiert eine Diffusion von Ladungsträgern auf Grund des Wärmegradienten. Wie in Abbildung 8.25 skizziert, werden durch das senkrechte Magnetfeld die Ladungsträger abgelenkt, wodurch eine Spannung am Hall-Kreuz messbar wird. Da die Erwärmung unabhängig ist von der Polarität des Stroms, ändert sich wie experimentell beobachtet, das Vorzeichen von U_{xy} nicht mit der Polarität von I [283, 284]. Weiterführende Untersuchungen zur Ladungsträgerdiffusion in Magnetotransportmessungen finden sich beispielsweise in [31, 281].

Die hier durchgeführten Messungen zeigen, dass für einen nicht spinpolarisierten Strom der magnetfeldabhängige Verlauf von U_{xy} die für den Spin-Galvanischen Strom charakteristischen Merkmale (z.B. Spiegelung der Hanle-Kurve bei Polaritätsumkehr) nicht aufweist. Eine abschließende Bewertung der in diesem Abschnitt durchgeführten Experimente zum Nachweis des SGE mittels Hanle-Effekt wird in der nachfolgenden Zusammenfassung durchgeführt.

8.6 Zusammenfassung

Magnetfeld-Kreissweep

Die in Abschnitt 8.4 an Probe C150617A-8I durchgeführten Experimente zur Detektion des SGE mittels Magnetfeld-Kreissweep zeigen deutlich auf, dass eine sorgfältige Auswertung und Analyse der Messdaten notwendig ist. Im verwendeten Messaufbau wird durch Rotation eines Magnetfelds in der Probenebene die Magnetisierung der Esaki-Elektrode und damit die Orientierung der injizierten Spins rotiert. Im Rahmen der SGE-Theorie ist dadurch eine Modulation der abfallenden Spannung $U_{xy}(\theta)$ am Hall-Kreuz mit $\cos(\theta)$ zu erwarten. Experimentell kann zwar eine $\cos(\theta)$ ähnliche Modulation festgestellt werden, die jedoch um $+50^\circ$ verschoben ist. Im Rahmen einer Referenzmessung, bei der ein nicht spinpolarisierter Strom verwendet wird, kann für $U_{xy}(\theta)$ die gleiche Modulation festgestellt werden.

Ursächlich hierfür ist eine geringe Verkipfung der Probe von weniger als 1° um die x -Achse und / oder y -Achse, durch die ein Magnetfeld senkrecht zur Probenebene entsteht, wenn im Koordinatensystem des Messaufbaus ein Magnetfeld B_x oder B_y appliziert wird. Mit Hilfe eines Modells kann die beobachtete Modulation erfolgreich simuliert werden. Da die Modulation von U_{xy} durch den SGE bzw. durch das senkrechte Magnetfeld ähnlich sind, und im Falle der Verkipfung der Probe um nur eine Achse sogar übereinstimmen, ist hier eine Separation des SGE und des gewöhnlichen Hall-Effekts nur schwer möglich. Eine Kompensation der Verkipfung könnte beispielsweise mit Hilfe eines 3D Vektormagneten erfolgen. Hier kann das Magnetfeld so justiert werden, dass es in der tatsächlichen Probenebene rotiert.

Hanle-Effekt

Die Experimente an Probe C150617A-8I haben gezeigt, dass ein direkter Nachweis des SGE auf Grund der Verkipfung der Probe im Magnetfeld kaum möglich ist. Für die Messungen an Probe C150617A-23B wurde daher ein Messverfahren gewählt, mit dem nicht spinabhängige Beiträge kompensiert werden können.

Hierfür wird eine Spinkomponente in y -Richtung in das 2DEG injiziert und durch ein zur Probenebene senkrecht Magnetfeld eine Spinpräzession induziert. Durch diese entsteht eine Spinkomponente in $+x$ -Richtung ($[110]$), wodurch ein Spin-Galvanischer Strom in $-y$ -Richtung fließt ($[1\bar{1}0]$). Die Messungen werden mit jeweils entgegengesetzter Magnetisierungsrichtung der Elektrode ($\pm y$ -Richtung) wiederholt. Da nur der Spin-Galvanische Strom sensitiv bezüglich der Magnetisierungsrichtung ist, können durch Subtraktion der Messergebnisse für beide Magnetisierungsrichtungen alle nicht spinabhängigen Beiträge entfernt werden.

Die Magnetfeldabhängigkeit der ermittelten Kurven $\Delta U_{xy}(B_z)$ stimmt mit der SGE-Theorie, sowie mit Experimenten von Ganichev *et al.* [35] zum Nachweis des SGE in einem GaAs-basierenden 2DEG, überein. Die SGE-Kurven weisen

einen antisymmetrischen, Hanle-förmigen Verlauf auf und werden durch Polaritätsumkehr des Elektrodenstroms (Spinextraktion statt Spininjektion) gespiegelt. Die parallel durchgeführten Spintransport-Experimente mit einer weiteren Esaki-Elektrode ergeben jedoch eine abweichende Spindynamik. Aus den Hanle-Kurven kann hier eine Spinrelaxationszeit im Bereich weniger Nanosekunden ermittelt werden, welche durch weitere Studien bestätigt wird [4, 21, 25, 231]. Die aus den SGE Hanle-Kurven bestimmte Spinrelaxationszeit (45 – 70 ps) müsste daher ebenfalls im Bereich weniger Nanosekunden liegen, so dass die Hanle-Kurven deutlich enger wären.

Ähnliche Magnetfeldabhängigkeiten konnten von Ehlert *et al.* [31] im Rahmen von Experimenten zur Detektion des „Inversen Spin-Hall-Effekts“ (ISHE) in *Bulk* p-GaAs beobachtet werden. Infolge der Injektion einer *out-of-plane* Spin-Komponente in die Hall-Bar mit Hilfe von Fe/GaAs Elektroden wird durch den ISHE ein Ladungsträgerstrom am Hallkreuz induziert. Experimentell wird durch Applikation eines senkrecht zur Probe orientierten Magnetfelds B_z die Magnetisierung der Fe-Schicht aus der Probenebene gedreht, wodurch die injizierten Spins eine *out-of-plane* Komponente besitzen. Mit steigendem Magnetfeld sollte daher eine Erhöhung des durch den ISHE induzierten Ladungsträgerstroms am Hallkreuz beobachtbar sein. Die experimentell ermittelten Magnetfeldabhängigkeiten weisen Charakteristika auf, wie sie für den ISHE zu erwarten sind. Dabei kann jedoch gezeigt werden, dass die beobachtete Magnetfeldabhängigkeit des Ladungsträgerstroms am Hallkreuz auch für eine Referenzmessung mit einem nicht spinpolarisierten Strom auftritt. Ursächlich hierfür könnte die Ausbildung einer Ladungsträgerverteilung (*Current Spreading*) um die Elektrode sein. Die so Richtung Hallkreuz diffundierenden Ladungsträger werden im senkrechten Magnetfeld abgelenkt, was unabhängig von der Spinpolarisation zu einem Ladungsträgerstrom am Hallkreuz führt.

Für die SGE-Messungen trifft dies jedoch nicht zu. Die durchgeführten Referenzmessungen mit einem nicht spinpolarisierten Strom weisen keines der Merkmale auf, wie sie für den SGE zu erwarten wären. Die experimentell ermittelten SGE Hanle-Kurven lassen sich auf Grund der abweichenden Spindynamik zwar nicht ausschließlich mit dem Auftreten eines Spin-Galvanischen Stroms erklären, sind aber wahrscheinlich mit einem spinabhängigen Effekt verknüpft.

Ein deutliche Einschränkung in den durchgeführten SGE-Messungen stellt die Strukturierung der Elektroden entlang der magnetisch harten Achse von (Ga,Mn)As dar, welche auf Grund der SGE-Geometrie notwendig ist. Dies ist vor allem für die Messungen mittels Hanle-Effekt relevant. Wie die *Spin Valve* Messungen gezeigt haben, liegt die Magnetisierung der Elektrode bei Nullfeld nicht parallel zur langen Achse der Elektrode, sondern in Richtung einer der leichten Achsen. Für die SGE-Messungen und die nachgelagerte Auswertung spielt die exakte und stabile Ausrichtung der Magnetisierung der Elektrode jedoch eine wichtige Rolle. Im Ausblick in Kapitel 9 wird erörtert, wie die im ersten Teil dieser Arbeit durchgeführten Studien an Fe/Dy *Bilayer* genutzt werden können, um den Messaufbau zum Nachweis des SGE und die dadurch zu erwartenden Resultate zu verbessern.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei konkrete Problemstellungen aus dem Themenfeld der Halbleiter-Spintronik mit Hilfe von Transportuntersuchungen an „Ferromagnet/Halbleiter-Hybridstrukturen“ näher beleuchtet.

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde die Austauschkopplung zwischen wenigen Nanometer dünnen, magnetischen Schichten untersucht, welche per Magnetotronsputtern auf GaAs gewachsen werden. Ziel der Experimente ist es, die magnetischen Eigenschaften von mikrostrukturierten Fe-Schichten, die in der Spintronik als Spin-sensitive Elektroden verwendet werden, durch Austauschkopplung mit einer auf der Fe-Schicht abgeschiedenen, hartmagnetischen Dy-Schicht zu verbessern.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde der „Spin-Galvanische Effekt“ (SGE) in (Al,Ga)As/GaAs basierenden zweidimensionalen Elektronengasen (2DEGs) untersucht. Der SGE ermöglicht unter bestimmten Voraussetzungen eine *Spin to Charge* Konversion, d.h. durch ein Spinungleichgewicht im 2DEG wird ein elektrischer Strom induziert („Spin-Galvanischer Strom“). Durch diesen kann ein Spinungleichgewicht rein elektrisch detektiert werden. Zur Erzeugung der Spinströme wurden dabei ferromagnetische (Ga,Mn)As Esaki-Dioden verwendet, die eine Spininjektion in das 2DEG ermöglichen.

Exchange Spring Kopplung in Fe/Dy Bilayer Systemen

Im Rahmen der Untersuchungen an Fe/Dy *Bilayer* Systemen wurden zunächst in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen der Kopplung dünner magnetischer Schichten erörtert. Dabei wurde zunächst der grundlegende Unterschied zwischen der *Exchange Bias* Kopplung (Antiferromagnet-Ferromagnet) und der *Exchange Spring* Kopplung (Ferromagnet-Ferromagnet) dargestellt. Das Hauptaugenmerk in diesem Kapitel liegt auf dem *Exchange Spring* Modell von Knelker und Hawig [33, 34], mit dem die Kopplung in Fe/Dy *Bilayer* Systemen beschrieben werden kann. Anschließend wurden die experimentellen Grundlagen der Charakterisierung dünner magnetischer Schichten mittels SQUID und Magnetotransportmessungen dargestellt.

Im weiteren Verlauf wurden zunächst dünne Fe-Schichten und Dy-Schichten als „Bestandteile“ der Fe/Dy *Bilayer* charakterisiert, was die Analyse und Interpretation der späteren Messungen an den Fe/Dy *Bilayer* Systemen erleichtert. Dabei wurden im Temperaturbereich von 4.2 – 120 K SQUID-Messungen an unstrukturierten Schichten, als auch Magnetotransportmessungen an mikrostrukturierten Schichten (Streifenbreite 3 μm bis 750 nm), durchgeführt.

Anhand der Magnetotransportmessungen an dünnen Fe-Schichten ($t_{Fe} = 2.9 \text{ nm}$) wurde ein Schema erarbeitet, mit dem der magnetfeldabhängige Magnetisierungszustand der mikrostrukturierten Streifen mit Hilfe des AMR-Effekts bestimmt werden kann. Dieses Schema findet dann auch für die charakterisierten Dy-Schichten und Fe/Dy *Bilayer* Anwendung. Die an den Fe-Schichten durchgeführten SQUID und Magnetotransportmessungen (siehe Kapitel 4) zeigen dabei in Einklang mit Literaturwerten und ähnlichen Studien die weichmagnetischen Eigenschaften der Fe-Schichten auf, d.h. ein geringes Koerzitivfeld im mT-Bereich sowie eine hohe Sättigungsmagnetisierung.

Bei der Auswertung der an dünnen Dy-Schichten ($t_{Dy} = 35 - 75 \text{ nm}$) durchgeführten Messungen (siehe Kapitel 5) wurde festgestellt, dass vergleichbare Studien zumeist nur für Volumen-Einkristalle durchgeführt wurden. Auch existieren in der Literatur keine adäquaten Studien zu dünnen Dy-Schichten, die mittels Magnetotransportmessungen untersucht wurden. Durch Kombination der Resultate der SQUID und Magnetotransportmessungen können hier dennoch die magnetischen Eigenschaften der Dy-Schichten eindeutig charakterisiert werden. Insgesamt liefern die durchgeführten Experimente ein besseres Verständnis der magnetischen Eigenschaften dünner, gesputterter Dy-Schichten. Relevant sind hier vor allem die hohen Koerzitivfelder (größer als 1 T) und kritischen Felder, sowie der negative AMR-Effekt von Dy. Auch kann durch das gespannte Wachstum auf GaAs die Curie-Temperatur von 85 K auf über 145 K erhöht werden.

Zusätzliche Messungen (nicht abgebildet), bei denen ein Magnetfeld B_z senkrecht zur Probenebene der Dy-Schicht angelegt wird, zeigen dass sich die Magnetisierung der Dy-Schicht auch in *out-of-plane* Richtung stabil orientieren lässt ($B_{z,coerc} = 175 \text{ mT}$). Wird der Winkel $\theta(\vec{B}, xy)$ zwischen Magnetfeld und der xy -Probenebene verringert, steigt das Koerzitivfeld an ($B_{\theta=45^\circ,coerc} = 530 \text{ mT}$). Dadurch ist beispielsweise der Einsatz von Dy als magnetisches Übergitter möglich, das in beliebiger Richtung magnetisiert werden kann (vergleiche z.B. Betthausen *et al.* [142]).

Die für dünne Fe-Schichten und Dy-Schichten experimentell gewonnenen Ergebnisse fließen in die Auswertung der Versuche an den Fe/Dy *Bilayer* Systemen ein (siehe Kapitel 6). Hier wurde zunächst als „Referenzprobe“ ein *Bilayer* mit 2.9 nm Fe und 35 nm Dy bei tiefen Temperaturen untersucht. Die SQUID-Hysteresekurve des *Bilayer* weist dabei Merkmale auf, wie sie für ein *Exchange Spring* gekoppeltes System zu erwarten wären. Durch die Analyse der Magnetotransportdaten kann eindeutig gezeigt werden, dass die Koerzitivfelder und die kritischen Felder der Fe-Schicht über eine Größenordnung erhöht sind (Faktor 15-23). Alle Ergebnisse können konsistent im Rahmen des *Exchange Spring* Modells durch die Kopplung der Fe-Schicht an der Fe/Dy Grenzfläche beschrieben werden.

Anschließend wurde mit Hilfe der „Referenzprobe“ die Temperaturabhängigkeit der *Exchange Spring* Kopplung im Temperaturbereich bis 120 K untersucht. Dabei nehmen die Koerzitivfelder und kritischen Felder der gekoppelten Fe-Schicht mit steigender Temperatur ab. Dies kann im Wesentlichen durch die

abnehmende Anisotropie der Dy-Schicht erklärt werden, da diese die Kopplung stark beeinflusst. Für den gesamten Temperaturbereich kann eine *Exchange Spring* Kopplung beobachtet werden, da die Dy-Schicht auch bei 120 K noch ferromagnetisch ist. Sowohl die Koerzitivfelder, als auch die kritischen Felder der gekoppelten Fe-Schicht sind auch bei 120 K deutlich größer als die der ungekoppelten Fe-Schicht.

Im *Exchange Spring* Modell kann der Grad der Kopplung zudem durch Variation der Fe-Schichtdicke beeinflusst werden. Zur Untersuchung dieses Aspekts wurden Fe/Dy *Bilayer* mit einer Fe-Schichtdicke von $t_{Fe} = 2.1 - 15$ nm und einer konstanten Dy-Schichtdicke von $t_{Dy} = 35$ nm gewachsen und charakterisiert. Experimentell zeigt sich, dass die Koerzitivfelder und die kritischen Felder der Fe-Schicht mit steigender Fe-Schichtdicke abnehmen, was konsistent im Rahmen des *Exchange Spring* Modells ist. Da die Kopplung ein Grenzflächen-Effekt ist, nimmt diese mit steigendem Abstand zur Fe/Dy Grenzfläche ab. Somit nehmen, gemittelt über die gesamte Fe-Schicht, auch die Koerzitivfelder und kritischen Felder mit steigender Fe-Schichtdicke ab.

Zudem gilt im *Exchange Spring* Modell $B_{coerc}(t_{Fe}) \propto 1/(t_{Fe})^n$, was experimentell auch beobachtet wird. Der Koeffizient n kann als Steigung aus der doppelt-logarithmischen Darstellung ermittelt werden. Für die durchgeführten Experimente ergibt sich $n = 1.31 - 1.40$, was im Rahmen des für *Exchange Spring* Systeme theoretisch berechneten Werts ($n = 1.75$) liegt [73].

Insgesamt zeigen die mittels SQUID und Magnetotransportmessungen an Fe/Dy *Bilayer* durchgeführten Experimente, dass die Kopplung in diesem System sehr gut mit dem *Exchange Spring* Modell von Kneller und Hawig abgebildet und erklärt werden kann. Dabei konnte erfolgreich demonstriert werden, dass die magnetischen Eigenschaften einer dünnen Fe-Schicht durch Aufbringen einer Dy-Schicht gezielt beeinflusst und „eingestellt“ werden können.

Applikationsfelder für Fe/Dy Bilayer Systeme

Durch die *Exchange Spring* Kopplung an der Fe/Dy Grenzfläche können einerseits die Koerzitivfelder und kritischen Felder der Fe-Schicht deutlich erhöht werden. Andererseits können über die Temperatur und über die Fe-Schichtdicke der Grad der Kopplung und damit die magnetischen Eigenschaften der Fe-Schicht „eingestellt“ werden. Dadurch lassen sich die magnetischen Eigenschaften Fe-basierter Elektroden (siehe z.B. [23, 27, 28]) entscheidend verbessern. Vorteil dieses Verfahrens ist, dass Dy leicht in das Prozessierungsverfahren für mikro- und nanostrukturierte Elemente integriert werden kann, beispielsweise durch Sputterdeposition oder MBE-Wachstum. Dies ermöglicht es, „maßgeschneiderte“ mikrostrukturierte Fe/Dy *Bilayer* als Ergänzung oder Ersatz zu rein Fe-basierten, Spin-sensitiven Elektroden zu verwenden.

Anwendungsfelder in der Spintronik sind beispielsweise *Spin Valve* Messungen, bei denen zwei Elektroden verwendet werden (vergleiche hierzu auch Abschnitt 7.1.3). Diese müssen unterschiedliche Koerzitivfelder aufweisen, was üblicherweise über eine jeweils unterschiedliche Breite der Elektroden (*Shape Anisotro-*

py) realisiert wird. Durch den Einsatz von Fe/Dy *Bilayer* mit jeweils unterschiedlicher Fe-Schichtdicke kann ein unterschiedliches Koerzitivfeld auch bei gleichbleibender Breite der Elektroden realisiert werden. Dadurch können beide Elektroden so schmal wie möglich strukturiert werden, wodurch der Abstand der Elektroden zueinander gering gehalten werden kann. Dies ist vor allem in Systemen mit geringer Spindiffusionslänge vorteilhaft. Zudem fällt die Notwendigkeit weg, die Elektroden kristallographisch entlang magnetisch leichter Achsen auszurichten. Dadurch können Versuchsaufbauten versatil gestaltet werden, da die Elektroden in fast beliebiger Richtung magnetisiert werden können.

Ein weiteres Anwendungsfeld sind Hanle-Messungen (vergleiche Abschnitt 7.1.3). Für Hanle-Messungen werden die zur Spininjektion bzw. -detektion verwendeten ferromagnetischen Elektroden zunächst *in-plane* magnetisiert (im Allgemeinen entlang der langen Achsen der Elektroden). Anschließend wird ein *in-plane* Magnetfeld quer zur initialen Magnetisierungsrichtung angelegt. Dadurch wird eine Präzession der injizierten Spins induziert. An der nicht-lokalen Elektrode kann dadurch ein Hanle-Signal detektiert werden. Ein solches Setup wird beispielsweise auch für die Detektion der durch den Spin-Hall-Effekt induzierten Spinakkumulation verwendet [30]. Die Experimente an Fe-Schichten in Kapitel 4 zeigen jedoch, dass sich die Magnetisierung mikrostrukturierter, weichmagnetischer Elektroden bereits für geringe Magnetfelder ($B_{crit} = 10 - 20$ mT) entlang des applizierten Magnetfelds orientiert. Dadurch sinkt das detektierte Spin-Signal rapide ab. Dies kommt insbesondere für GaAs-basierende 2DEGs zum Tragen, in denen die Spinrelaxationszeit τ_s um mehr als eine Größenordnung kleiner sein kann als für *Bulk* GaAs. Wird τ_s kleiner, so muss entsprechend die Larmorfrequenz $\omega_L \propto B$ und damit auch das applizierte Magnetfeld entsprechend größer werden, um das Kriterium für den Hanle-Effekt zu erfüllen ($\omega_L \tau_s > 1$). Eine Detektion des Hanle-Effekts mit weichmagnetischen Elektroden ist daher bei kleinen Spinrelaxationszeiten τ_s auf Grund der dafür notwendigen hohen Magnetfelder kaum möglich. Durch die Verwendung eines Fe/Dy *Bilayer* als Spin-sensitive Elektrode kann in diesem Fall jedoch sichergestellt werden, dass die Magnetisierung weitestgehend in der initialen Orientierung verbleibt. Da die *Bilayer* hohe kritische Felder aufweisen (mehrere hundert mT), orientiert sich die Magnetisierung erst bei entsprechend hohen Feldern entlang des applizierten Magnetfelds.

Spin-Galvanischer Effekt in GaAs-basierenden 2DEGs

Im Rahmen der Untersuchungen zum SGE wurden in Kapitel 7 die theoretischen Grundlagen der Spininjektion und -detektion, sowie der experimentelle Nachweis des Spintransports z.B. durch *Spin Valve* und Hanle-Messungen, erörtert. Zudem wurden die Anforderungen für eine erfolgreiche Spininjektion in ein (Al,Ga)As/GaAs basierendes 2DEG unter der Verwendung von Spin-Esaki-Dioden betrachtet. Anschließend wurde die Spin-Bahn Kopplung in GaAs-basierenden 2DEG sowie der SGE in 2DEGs dargestellt. Der aus der Erzeugung eines Spinungleichgewichts im 2DEG induzierte Spin-Galvanische Strom kann dabei im Rahmen eines mikroskopischen Modells durch asymmetrische

Spin-Flip Streuung erklärt werden, welche aus der Spin-Bahn Kopplung resultiert. Zudem wurde gezeigt, dass dieser Mechanismus nur entlang bestimmter kristallographischer Richtungen auftritt. Im betrachteten 2DEG tritt ein Spin-Galvanischer Strom j_{SGE} nur in $[1\bar{1}0]$ bzw. $[110]$ Richtung auf, wofür eine Spinkomponente in $[110]$ bzw. $[1\bar{1}0]$ erzeugt werden muss. Der Spin-Galvanische Strom j_{SGE} ist daher immer senkrecht zur Spinkomponente, und zudem proportional zu dieser.

Im experimentellen Teil wurde zunächst die Prozessierung der verwendeten Proben erläutert. Dabei muss die Probengeometrie unterschiedlichen Anforderungen genügen, damit ein Spin-Galvanischer Strom auftreten kann. Im weiteren Verlauf wurden sowohl das 2DEG, als auch die zur Spininjektion verwendeten Esaki-Dioden charakterisiert. Wesentliche Voraussetzungen für den Nachweis des SGE ist die beobachtete Ausbildung eines hochmobilen 2DEG in den verwendeten Proben. Mit Hilfe von *Spin Valve* Messungen konnte zudem Spininjektion und Spintransport im 2DEG nachgewiesen werden.

Zwei unterschiedliche Messverfahren wurden zum Nachweis des SGE verwendet. Im ersten Versuchsaufbau („Magnetfeld-Kreissweep“) wird mit Hilfe eines in der Probenebene rotierenden Magnetfelds die Orientierung der injizierten Spins rotiert. Im Rahmen der SGE-Theorie ist dadurch eine winkelabhängige Modulation des Spin-Galvanischen Stroms und der damit verknüpften abfallenden Spannung U_{xy} am Hall-Kreuz zu erwarten. Experimentell kann zwar eine Modulation von U_{xy} beobachtet werden, welche jedoch nicht ausschließlich durch den Spin-Galvanischen Strom induziert wird. Hauptsächlich ist die Modulation auf eine minimale Verkipfung der Probe zum *in-plane* Magnetfeld zurückzuführen. Durch diese entsteht ein senkrecht zur Probenebene wirkendes Magnetfeld, wodurch eine winkelabhängige Hall-Spannung induziert wird.

Im zweiten Messaufbau wurde daher mit dem „Hanle-Effekt“ ein Messverfahren gewählt, mit dem nicht spinabhängige Beiträge kompensiert werden können. Hierfür wird eine Spinkomponente in das 2DEG injiziert und durch ein senkrecht Magnetfeld eine Spinpräzession induziert. Die Messungen werden mit jeweils entgegengesetzter Magnetisierungsrichtung der Elektrode wiederholt. Da nur der Spin-Galvanische Strom sensitiv bezüglich der Magnetisierungsrichtung und damit der Spinorientierung ist, können durch Subtraktion der Messergebnisse für beide Magnetisierungsrichtungen alle nicht spinabhängigen Beiträge entfernt werden. Experimentell kann eine Hanle-förmige Magnetfeldabhängigkeit der abfallenden Spannung U_{xy} am Hallkreuz ermittelt werden, welche alle Charakteristika des SGE erfüllt. Ergänzende Messungen der Spindynamik zeigen jedoch, dass die ermittelten SGE-Kurven eine zu geringe Spinrelaxationszeit aufweisen. Referenzmessungen mit einem nicht spinpolarisiertem Strom weisen jedoch keine SGE-Charakteristika auf, so dass die SGE Hanle-Kurven wahrscheinlich aus einem spinabhängigen Effekt resultieren.

Ein deutliche Einschränkung bezüglich der durchgeführten SGE-Experimente stellt die ferromagnetische (Ga,Mn)As Schicht der Esaki-Elektroden dar. Auf Grund der durch den SGE vorgegebenen Geometrie müssen die Elektroden entlang einer magnetisch harten Achse der (Ga,Mn)As Schicht strukturiert werden.

Die magnetisch leichten Achsen liegen daher im $\pm 45^\circ$ Winkel zur langen Achse der Elektrode. Wie die *Spin Valve* Messungen gezeigt haben, liegt die Magnetisierung der Elektrode daher bei Nullfeld nicht parallel zur langen Achse der Elektrode, sondern in Richtung einer der leichten Achsen. Dies ist vor allem für die Messungen mittels Hanle-Effekt relevant, da hier die Vormagnetisierung der Elektrode eine wichtige Rolle bei der Interpretation und Auswertung spielt.

Für dünne (Ga,Mn)As Schichten (5 – 15 nm) konnten Song *et al.* [285] zeigen, dass das magnetische Verhalten der (Ga,Mn)As Schicht durch eine zusätzlich aufgewachsene, dünne Fe-Schicht verbessert und kontrolliert werden kann. Naheliegender ist es daher, den im ersten Teil dieser Arbeit erforschten Fe/Dy *Bilayer* auf die (Ga,Mn)As Schicht aufzuwachsen. Die magnetischen Eigenschaften der Fe-Schicht können, wie in Kapitel 6 demonstriert, durch die magnetische Kopplung in einem Fe/Dy *Bilayer* signifikant verbessert werden. In dem so entstehenden (Ga,Mn)As/Fe/Dy *Triplelayer* würden bei geeigneter Wahl der Schichtdicken nicht nur die magnetischen Eigenschaften der Fe-Schicht verbessert, sondern durch diese auch die magnetischen Eigenschaften der (Ga,Mn)As Schicht.

Da der Fe/Dy *Bilayer* in alle Richtungen stabil magnetisiert werden kann, könnte mit Hilfe des (Ga,Mn)As/Fe/Dy *Triplelayer* auch das Problem behoben werden, dass bei tiefen Temperaturen leichte Achsen der Elektrode nur in [010] bzw. [100] Richtung existieren. Dadurch kann eine stabile Vormagnetisierung parallel und quer zur langen Achse erreicht werden, und zudem neue Freiheitsgrade („maßgeschneiderte“ Koerzitivfelder und kritische Felder) eingebracht werden. Durch die Verwendung eines (Ga,Mn)As/Fe/Dy *Triplelayer* als ferromagnetische Schicht der Esaki-Elektrode wären daher im Rahmen der SGE-Experimente eindeutigere Ergebnisse zu erwarten. Zudem könnten dadurch weitere Messschemata, z.B. Anfangsmagnetisierung quer zur langen Achse der Elektrode, realisiert werden, was mit dem bisher verwendeten Versuchsaufbau nicht möglich ist.

Neben der Modifikation der ferromagnetischen Kontakte wäre eine Erweiterung des Messaufbaus auch dahingehend möglich, dass nicht nur die Detektion des Spin-Galvanischen Stroms betrachtet wird, sondern auch dessen Erzeugung. Wesentliche Voraussetzung für den SGE ist die Rashba bzw. Dresselhaus Spin-Bahn Kopplung. Durch Verwendung eines elektrischen Gates könnte hier der Rashba-Koeffizient beeinflusst werden, was zu einer Modulation des Spin-Galvanischen Stroms führt.

Anhang A: Magnetische Eigenschaften gesputterter Eisen-Schichten

A.1 Strukturierte Eisen-Schichten mit 2.9 nm Fe / Au und langer Achse parallel zu $[1\bar{1}0]$

Ergänzend zu den in Abschnitt 4.2.2 gezeigten Magnetotransportmessungen (lange Achse der Streifen parallel zu $[110]$) werden hier die Ergebnisse der Messungen an Fe-Streifen mit langer Achse parallel zu $[1\bar{1}0]$ zusammengefasst. Wie in Abbildung A.1 (a) dargestellt, zeigen die charakterisierten Fe-Schichten ebenfalls eine winkelabhängige Modulation des Magnetwiderstands durch den AMR-Effekt. Durch diesen können der Magnetisierungszustand und damit wesentliche Kenngrößen wie die Koerzitivfelder und die kritischen Felder bestimmt werden.

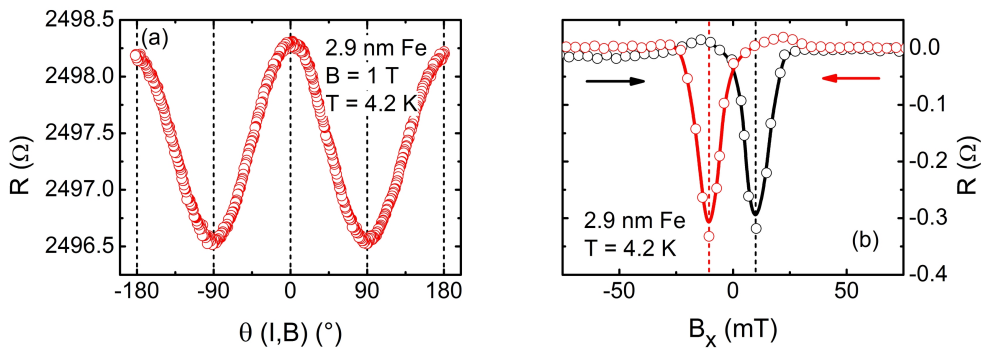


Abbildung A.1: (a) Magnetfeld-Kreisweep an einer strukturierten Fe-Schicht (2.9 nm Fe / 12 nm Au, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[1\bar{1}0]$) und einem konstantem Magnetfeld $|\vec{B}| = 1$ T. Abbildung nach [84]. (b) Magnetotransportmessung an der gleichen Probe zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{x,coerc}$. Das Magnetfeld wird parallel zur langen Achse des Streifens appliziert. Von der Magnetotransportmessung wurde bereits das per Polynom gefittete NMR-Signal subtrahiert. Mit Hilfe des AMR-Effekts kann das Koerzitivfeld $|B_{x,coerc}| = 10.3$ mT des Fe-Streifens (gestrichelte Linien, jeweils für Up- bzw. Downsweep) aus dem Minimum des Magnetwiderstands bestimmt werden.

Der Vergleich der jeweiligen Daten der Magnetotransportmessungen (lange Achse parallel $[110]$: Tabelle 4.2, $[1\bar{1}0]$: Tabelle A.1) zeigt keine signifikanten Unterschiede auf, so dass beide Richtungen als magnetisch äquivalent betrachtet werden können. Dies wiederum legt nahe, dass die Fe-Schichten polykristallin

W	$ B_{x,coerc} $	$ B_{y,coerc} $	$ B_{x,crit} $	$ B_{y,crit} $
2 μm	10.5 mT	10.0 mT	32.2 mT	22.6 mT
1 μm	11.8 mT	10.6 mT	36.5 mT	22.6 mT
750 nm	14.8 mT	11.1 mT	38.0 mT	19.8 mT

Tabelle A.1: Strukturierte Fe-Schichten (2.9 nm Fe / 12 nm Au, Streifen parallel [1-10]) mit unterschiedlicher Streifenbreite W . Die Werte der Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}|$ und der kritischen Felder $|B_{x/y,crit}|$ für $T = 4.2$ K, in Abhängigkeit von der Streifenbreite, wurden aus den entsprechenden Magneto-transportmessungen ermittelt.

gewachsen wurden. Andernfalls wäre, wie in Abschnitt 4.1 erörtert, ein deutlicher Unterschied zwischen beiden Richtungen erkennbar (magnetisch leichte / schwere Achse).

Anhang B: Magnetische Eigenschaften gesputterter Dysprosium-Schichten

Ergänzend zu den in Abschnitt 5.2.2 gezeigten Magnetotransportmessungen an einer Dy-Schicht mit 75 nm Dy und langer Achse parallel zu $[110]$, werden hier Messungen an einer identisch präparierten Probe (75 nm Dy) gezeigt, bei der die lange Achse des Streifens jedoch entlang $[1\bar{1}0]$ orientiert ist. Dadurch kann untersucht werden, ob die gesputterten Dy-Schichten polykristallin sind. Weiterhin sind Messungen an einer strukturierten Dy-Probe dargestellt, die zusätzlich zum Schutz vor eventueller Oxidation mit einer Au-Abdeckung versehen wurde (75 nm Dy / 12 nm Au). Auch werden Messungen an einer Dy-Probe, die auf Si / SiO₂ gewachsen wurde (35 nm Dy / 12 nm Au), präsentiert. Motivation hier ist der Nachweis, dass ein negativer AMR-Wert unabhängig von der kristallographischen Orientierung der Streifen, eventueller Oxidation (Dy mit bzw. ohne Au-Abdeckung) und vom Wachstumssubstrat (GaAs, Si / SiO₂) beobachtet werden kann.

B.1 Strukturierte Dysprosium-Schicht mit 75 nm Dy und langer Achse parallel zu $[1-10]$

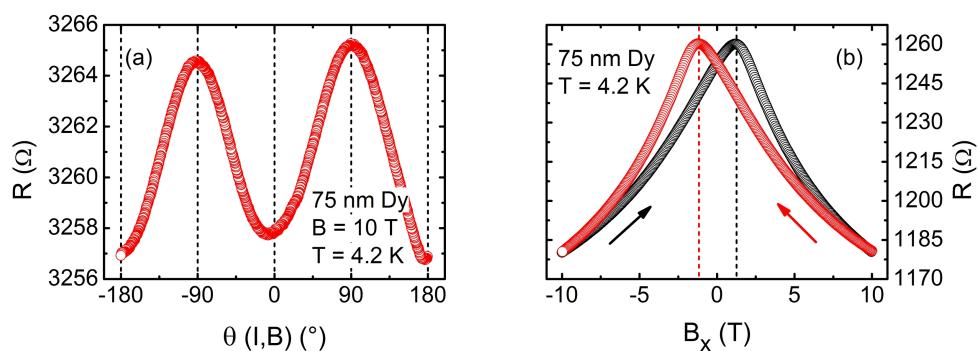


Abbildung B.1: (a) Magnetfeld-Kreissweep an einer strukturierten Dy-Schicht ($t_{Dy} = 75$ nm, $W = 3$ μ m, Streifen parallel zu $[1-10]$) und einem konstantem Magnetfeld $|\vec{B}| = 10$ T. (b) Magnetotransportmessung an der gleichen Probe zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{x,coerc}$ (gestrichelte Linien). Das Magnetfeld wird parallel zur langen Achse des Streifens appliziert. Abbildungen nach [84].

Wie in Abbildung B.1 (a) dargestellt, zeigen die entlang $[1\bar{1}0]$ orientierten Dy-Schichten ebenfalls einen negativen AMR-Effekt. Der hier ermittelte AMR-Wert (-0.226 %) stimmt mit den Messungen an Dy-Streifen (Streifen parallel $[110]$) in Abschnitt 5.2.2 überein. Die Messung des Koerzitivfelds $B_{x,coerc}$ in (b) sowie die weiteren Werte in Tabelle B.1 zeigen keinen signifikanten Unterschied zwischen der hier untersuchten $[1\bar{1}0]$ Orientierung der Dy-Streifen, und der in Abschnitt 5.2.2 untersuchten $[110]$ Richtung (Tabelle 5.2) auf. Daher liegt, wie bereits für die Fe-Schichten beobachtet wurde, der Schluss nahe, dass die gesputterten Dy-Schichten wahrscheinlich polykristallin sind.

W	$ B_{x,coerc} $	$ B_{y,coerc} $	$ B_{x,crit} $	$ B_{y,crit} $	AMR
3 μm	1166 mT	952 mT	458 mT	215 mT	-0.226 %

Tabelle B.1: Strukturierte Dy-Schicht (75 nm Dy, Streifen parallel $[1-10]$) mit Streifenbreite $W = 3 \mu\text{m}$. Die Werte der Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}|$, der kritischen Felder $|B_{x/y,crit}|$ sowie der AMR-Wert für $T = 4.2 \text{ K}$ wurden aus den entsprechenden Magnetotransportmessungen ermittelt.

B.2 Strukturierte Dysprosium-Schichten mit 75 nm Dy / 12 nm Au

Abbildung B.2 (a) zeigt einen Magnetfeld-Kreissweep an einer strukturierten Dy-Schicht (75 nm Dy) mit 12 nm Au-Abdeckung. Auch hier kann ein negativer AMR-Wert ermittelt werden (-0.278 %), welcher gut mit den Messungen an 75 nm Dy ohne Au-Abdeckung übereinstimmt. Auch der Verlauf des Magnetwiderstands in (b) zur Bestimmung des Koerzitivfelds $B_{x,coerc}$ zeigt, im Vergleich zu Abbildung B.1 (b), keine Unterschiede zu einer Dy-Schicht ohne Au-Abdeckung.

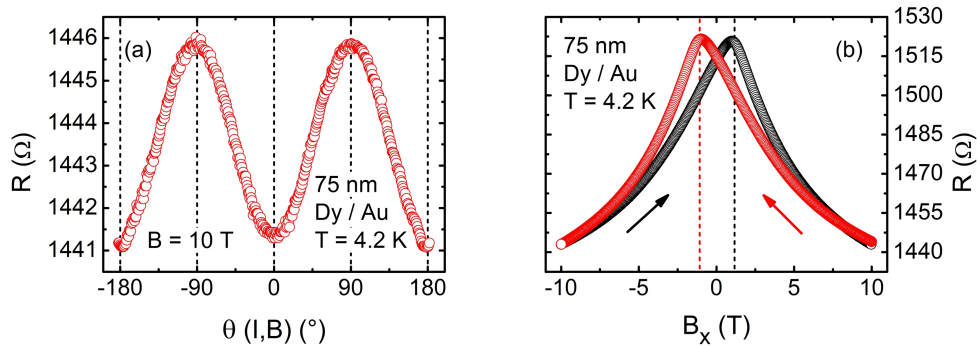


Abbildung B.2: (a) Magnetfeld-Kreissweep an einer strukturierten Dy-Schicht (75 nm Dy / 12 nm Au, $W = 3 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[110]$) und einem konstantem Magnetfeld $|\vec{B}| = 10 \text{ T}$. (b) Magnetotransportmessung an der gleichen Probe zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{x,coerc}$ (gestrichelte Linien). Das Magnetfeld wird parallel zur langen Achse des Streifens appliziert.

W	$ B_{x,coerc} $	$ B_{y,coerc} $	$ B_{x,crit} $	$ B_{y,crit} $	AMR
3 μm	1013 mT	755 mT	401 mT	291 mT	-0.278 %
2 μm	1001 mT	759 mT	386 mT	256 mT	-0.307 %

Tabelle B.2: Strukturierte Dy-Schicht (75 nm Dy / 12 nm Au, Streifen parallel [110]) mit Streifenbreite $W = 3 \mu\text{m}$ und $2 \mu\text{m}$. Die Werte der Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}|$, der kritischen Felder $|B_{x/y,crit}|$ und die AMR-Werte für $T = 4.2 \text{ K}$ wurden aus den entsprechenden Magnetotransportmessungen ermittelt.

B.3 Strukturierte Dysprosium-Schichten mit 35 nm Dy / 12 nm Au, gewachsen auf Si / SiO₂

Zuletzt werden hier noch Magnetotransportmessungen an einer strukturierten Dy-Schicht (35 nm Dy / 12 nm Au) gezeigt, welche ebenfalls bei Raumtemperatur auf einem Si / SiO₂ Substrat gewachsen wurde. Der Magnetfeld-Kreisweep in Abbildung B.3 (a) zeigt ebenfalls einen negativen AMR-Wert (-0.319 %), der geringfügig höher ist als für die auf GaAs gewachsenen Dy-Schichten. Aus dem Verlauf des Magnetwiderstands mit B_x in (b) kann das Koerzitivfeld des Dy-Streifens eindeutig bestimmt werden (gestrichelte Linien).

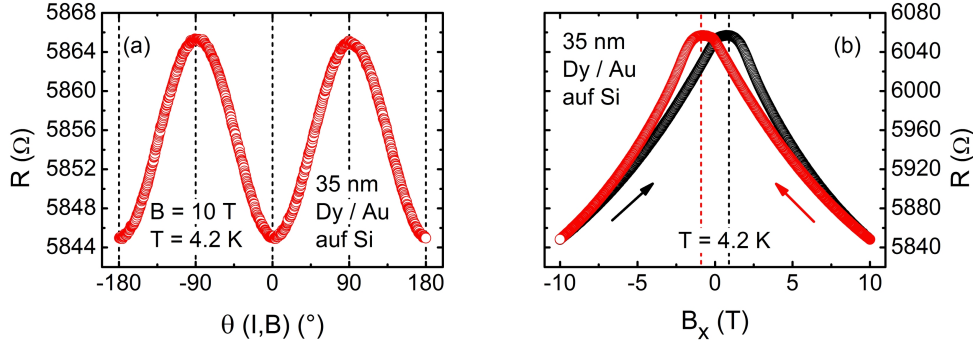


Abbildung B.3: (a) Magnetfeld-Kreisweep an einer strukturierten Dy-Schicht (35 nm Dy / 12 nm Au, gewachsen auf Si / SiO₂ $W = 3 \mu\text{m}$) und einem konstantem Magnetfeld $|\vec{B}| = 10 \text{ T}$. (b) Magnetotransportmessung an der gleichen Probe zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{x,coerc}$ (gestrichelte Linien). Das Magnetfeld wird parallel zur langen Achse des Streifens appliziert.

Der Vergleich der Daten in Tabelle B.3 mit den auf GaAs gewachsenen Dy-Schichten zeigt jedoch, dass die ermittelten Koerzitivfelder $B_{x/y,coerc}$ deutlich geringer sind (jeweils um etwa 300 mT). Ursächlich hierfür könnte der durch das jeweilige Wachstumssubstrat induzierte Stress im *hcp* Gitter von Dy sein, welcher für GaAs und Si / SiO₂ mutmaßlich unterschiedlich ist. Beispielsweise konnte in der Studie von Scheunert *et al.* [136, 137] beobachtet werden, dass das Koerzitivfeld von Dy bei geringerer Verspannung des *hcp* Gitters abnimmt.

W	$ B_{x,coerc} $	$ B_{y,coerc} $	AMR
3 μm	837 mT	601 mT	-0.319 %
2 μm	818.5 mT	567 mT	-0.341 %

Tabelle B.3: Strukturierte Dy-Schicht (35 nm Dy / 12 nm Au, gewachsen auf Si / SiO₂) mit Streifenbreite $W = 3 \mu\text{m}$ und $2 \mu\text{m}$. Die Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}|$ und AMR-Werte für $T = 4.2 \text{ K}$ wurden aus den entsprechenden Magnetotransportmessungen ermittelt.

Anhang C: Magnetische Eigenschaften gesputterter Eisen / Dysprosium Bilayer

Ergänzend zu den in Abschnitt 6.2.2 gezeigten Magnetotransportmessungen werden hier Messungen an einer identisch präparierten Probe (2.9 nm Fe / 35 nm Dy) gezeigt, bei der die lange Achse des Streifens jedoch statt $[110]$ entlang $[1\bar{1}0]$ orientiert ist.

Zudem werden die temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen an einem strukturierten Fe/Dy *Bilayer* (siehe Abschnitt 6.3.2) um Daten von Streifen mit einer Streifenbreite von $W = 3\text{ }\mu\text{m}$ und 750 nm ergänzt.

Für die in Abschnitt 6.4.2 untersuchte Abhängigkeit der *Exchange Spring* Kopplung von der Fe-Schichtdicke werden zudem Daten für einen Streifen mit $W = 2\text{ }\mu\text{m}$ präsentiert.

C.1 Strukturierter Eisen / Dysprosium Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy und langer Achse parallel zu $[1\bar{1}0]$

Auch für den Fe/Dy *Bilayer* (2.9 nm Fe / 35 nm Dy), bei dem der Streifen statt $[110]$ entlang $[1\bar{1}0]$ orientiert ist, kann der Magnetisierungszustand der Fe-Schicht mit Hilfe des AMR-Effekts eindeutig identifiziert werden, wie Abbildung C.1 zeigt. Wie die Daten in Tabelle C.1 zeigen, sind die Koerzitivfelder und kritischen Felder der Fe-Schicht durch *Exchange Spring* Kopplung deutlich erhöht.

Der Vergleich der hier dargestellten Daten mit denen Daten eines Fe/Dy *Bilayer* mit Streifen parallel zu $[110]$ (siehe Abschnitt 6.2.2), zeigt keine signifikanten Unterschiede auf. In den vorherigen Kapiteln wurde für dünne, gesputterte Fe-Schichten und Dy-Schichten festgestellt, dass diese wahrscheinlich polykristallin sind. Daher liegt es nahe, dass auch der Fe/Dy *Bilayer* polykristalliner Natur ist.

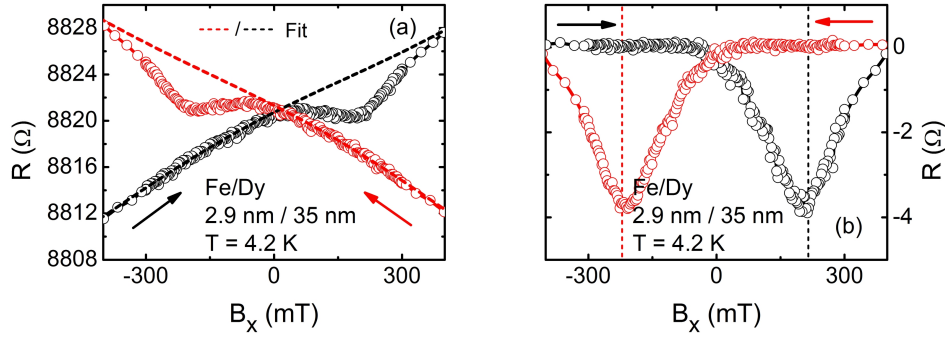


Abbildung C.1: (a) Magnetotransportmessung an einem strukturierten Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Dy, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[1-10]$) zur Ermittlung des Koerzitivfelds $B_{x,\text{coerc}}$. Das durch den NMR-Effekt induzierte Signal kann mit einem Polynom gefittet werden (durchgezogene Linie). Abbildung nach [84]. (b) Magnetotransportmessung nach Subtraktion des gefitteten NMR-Signals. Mit Hilfe des AMR-Effekts kann das Koerzitivfeld $|B_{x,\text{coerc}}(\text{Fe})| = 211.5 \text{ mT}$ der Fe-Schicht (gestrichelte Linien, jeweils für Up- bzw. Downsweep) aus dem Minimum des Magnetwiderstands bestimmt werden.

W	$ B_{x,\text{coerc}}(\text{Fe}) $	$ B_{y,\text{coerc}}(\text{Fe}) $	$ B_{x,\text{crit}}(\text{Fe}) $	$ B_{y,\text{crit}}(\text{Fe}) $
$2 \mu\text{m}$	211.5 mT	204.5 mT	363 mT	375 mT

Tabelle C.1: Koerzitivfelder $|B_{x/y,\text{coerc}}(\text{Fe})|$ und kritische Felder $|B_{x/y,\text{crit}}(\text{Fe})|$ eines Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Dy, Streifen parallel $[1-10]$) mit Streifenbreite $W = 2 \mu\text{m}$ für $T = 4.2 \text{ K}$.

C.2 Temperaturabhängige Charakterisierung strukturierter Eisen / Dysprosium Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy und 3 μm und 750 nm Streifenbreite

Ergänzend zu den in Abschnitt 6.3.2 analysierten, temperaturabhängigen Magnetotransportmessungen an einem Fe/Dy Bilayer mit 2.9 nm Fe / 35 nm Dy werden hier Daten für Fe/Dy Streifen mit abweichender Streifenbreite ($W = 3 \mu\text{m}$ und $W = 750 \text{ nm}$, identische Schichtfolge) dargestellt.

Die ermittelten Temperaturabhängigkeiten der Koerzitivfelder der gekoppelten Fe-Schicht (vergleiche Tabelle C.2) sind in Abbildung C.2 dargestellt. Das Koerzitivfeld der gekoppelten Fe-Schicht ist im Vergleich zur ungekoppelten Schicht für den gesamten Temperaturbereich deutlich höher. Für den gesamten Temperaturbereich kann daher *Exchange Spring* Kopplung beobachtet werden. Analog zum im Hauptteil charakterisierten Streifen mit $2 \mu\text{m}$ Streifenbreite, nehmen die Koerzitivfelder der gekoppelten Fe-Schicht mit steigender Tempe-

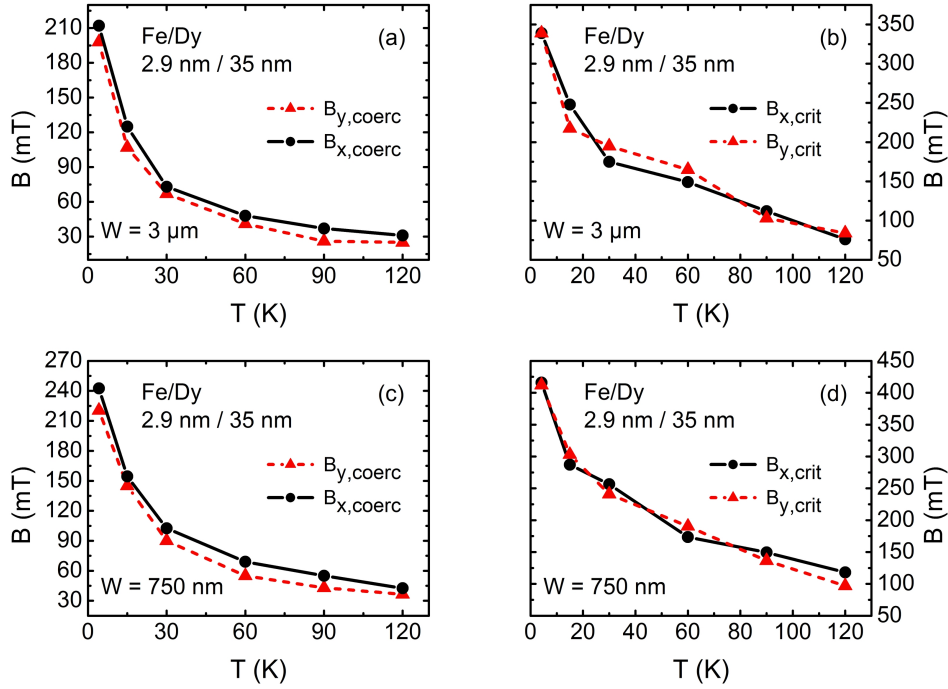


Abbildung C.2: (a) / (c) Temperaturabhängigkeit der Koerzitivfelder $|B_{x/y,\text{coerc}}(\text{Fe})|$ und (b) / (d) der kritischen Felder $|B_{x/y,\text{crit}}(\text{Fe})|$ der Fe-Schicht strukturierter Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Dy, Streifenbreite $W = 3 \mu\text{m}$ und 750 nm, Streifen parallel [110]). Die Linien dienen nur zur visuellen Orientierung.

ratur deutlich ab. Bis 15 K halbieren sich die Werte der Koerzitivfelder, und betragen für 30 K noch ein Drittel des Werts für 4.2 K. Auch für die kritischen Felder, dargestellt in (b) und (d), ist die Abnahme zwischen 4.2 K und 30 K am größten; zwischen 30 K bis 120 K kann eine annähernd lineare Abnahme der kritischen Felder mit der Temperatur verzeichnet werden. Dennoch sind die Koerzitivfelder und kritischen Felder der gekoppelte Fe-Schicht auch für 120 K, im Vergleich zur ungekoppelten Fe-Schicht, noch deutlich erhöht, wie die Werte in Tabelle C.2 zeigen.

Der Vergleich der Daten in Tabelle C.2 zeigt deutlich, dass durch *Shape Anisotropy*, d.h. durch Reduktion der Streifenbreite, die Koerzitivfelder und kritischen Felder weiter erhöht werden können. So beträgt bei 4.2 K das Koerzitivfeld $B_{x,\text{coerc}}(\text{Fe})$ für 3 μm Streifenbreite 212 mT, für 750 nm Streifenbreite 242.5 mT. Das kritische Feld $B_{x,\text{crit}}(\text{Fe})$ kann durch die Reduktion der Streifenbreite von 339 mT auf 416 mT gesteigert werden. Auch für 120 K kann noch *Shape Anisotropy* beobachtet werden.

Fe/Dy Bilayer mit Streifenbreite $W = 3 \mu\text{m}$

T	$ B_{x,coerc}(\text{Fe}) $	$ B_{y,coerc}(\text{Fe}) $	$ B_{x,crit}(\text{Fe}) $	$ B_{y,crit}(\text{Fe}) $
4.2 K	212 mT	198 mT	339 mT	339 mT
15 K	125 mT	107 mT	248 mT	217 mT
30 K	73 mT	67 mT	175 mT	195 mT
60 K	48 mT	41 mT	149 mT	165 mT
90 K	37 mT	26 mT	112 mT	103 mT
120 K	31 mT	25 mT	76 mT	84 mT

Fe/Dy Bilayer mit Streifenbreite $W = 750 \text{ nm}$

T	$ B_{x,coerc}(\text{Fe}) $	$ B_{y,coerc}(\text{Fe}) $	$ B_{x,crit}(\text{Fe}) $	$ B_{y,crit}(\text{Fe}) $
4.2 K	242.5 mT	220.5 mT	416 mT	412 mT
15 K	154.5 mT	145 mT	287 mT	303 mT
30 K	102.5 mT	90 mT	256 mT	241 mT
60 K	69 mT	55 mT	173 mT	190 mT
90 K	55 mT	43 mT	149 mT	136 mT
120 K	42.5 mT	36.5 mT	118 mT	97 mT

Fe Single Layer (2.9 nm) mit Streifenbreite $W = 2 \mu\text{m}$

T	$ B_{x,coerc}(\text{Fe}) $	$ B_{y,coerc}(\text{Fe}) $	$ B_{x,crit}(\text{Fe}) $	$ B_{y,crit}(\text{Fe}) $
4.2 K	9.3 mT	9.5 mT	24.5 mT	24.3 mT
15 K	6.0 mT	6.0 mT	19.0 mT	16.0 mT
30 K	4.2 mT	4.3 mT	14.5 mT	12.8 mT
60 K	2.6 mT	2.2 mT	12.0 mT	9.8 mT
90 K	1.5 mT	1.2 mT	11.3 mT	8.3 mT
120 K	0.89 mT	0.85 mT	9.0 mT	5.5 mT

Tabelle C.2: Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}(\text{Fe})|$ und kritische Felder $|B_{x/y,crit}(\text{Fe})|$ strukturierter Fe/Dy Bilayer (2.9 nm Fe / 35 nm Dy, Streifen parallel [110], Streifenbreite $W = 3 \mu\text{m}$ und 750 nm), in Abhängigkeit von der Temperatur.

C.3 Strukturierte Eisen / Dysprosium Bilayer mit variabler Eisen-Schichtdicke und konstanter Dysprosium-Schichtdicke

In Abschnitt 6.4.2 wurden mittels Magnetotransportmessungen Fe/Dy *Bilayer* mit unterschiedlicher Schichtdicke der Fe-Schicht ($t_{Fe} = 2.1 - 15$ nm) untersucht. Durch die Variation von t_{Fe} können die Kopplung und damit auch die magnetischen Eigenschaften der gekoppelten weichmagnetischen Schicht „eingestellt“ werden. Während die Messungen in Abschnitt 6.4.2 an Streifen mit einer Breite von $3\ \mu\text{m}$ durchgeführt wurden, werden hier ergänzend Daten für Streifen mit $W = 2\ \mu\text{m}$ gezeigt.

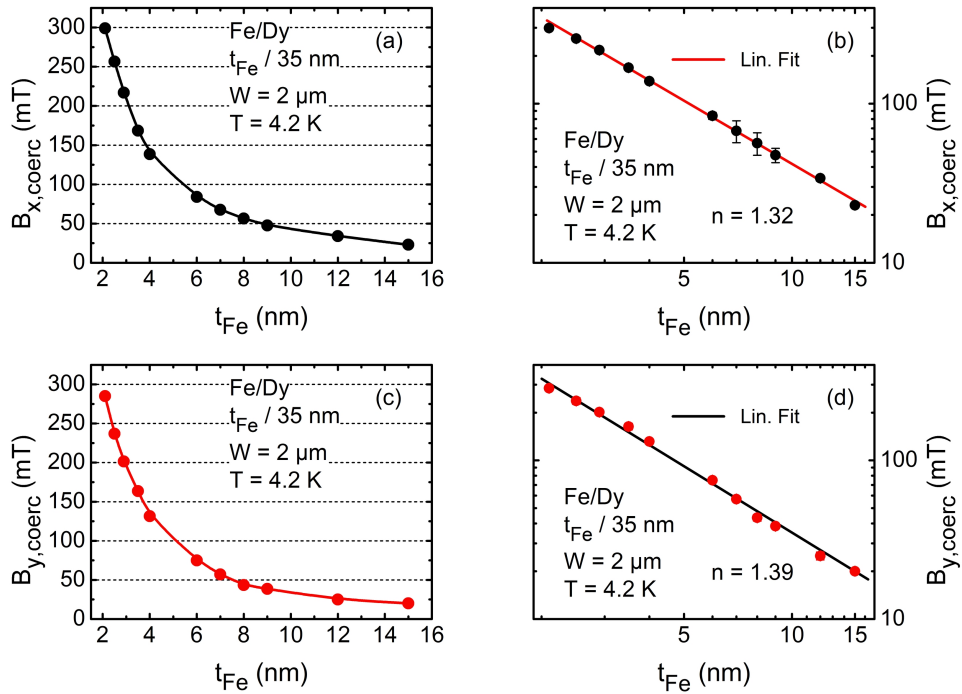


Abbildung C.3: (a) und (c): Abhängigkeit des aus Magnetotransportmessungen ermittelten Koerzitivfelds $|B_{x,coerc}(Fe)|$ bzw. $|B_{y,coerc}(Fe)|$ der Fe-Schicht eines strukturierten Fe/Dy Bilayer (35 nm Dy, $W = 2\ \mu\text{m}$, Streifen parallel zu $[110]$) von der Dicke der Fe-Schicht t_{Fe} , gemessen für 4.2 K. Die durchgezogenen Linien dienen nur zur visuellen Orientierung. (b) und (d): In doppelt-logarithmischer Darstellung ergibt sich aus $|B_{x/y,coerc}(t_{Fe})| \propto (1/t_{Fe})^n$ ein linearer Zusammenhang. Der Koeffizient n kann aus dem linearen Fit der Daten ermittelt werden.

Abbildung C.3 (a) und (c) zeigt die Abhängigkeit der Koerzitivfelder der gekoppelten Fe-Schicht von der Fe-Schichtdicke. Die Koerzitivfelder nehmen dabei mit steigender Fe-Schichtdicke ab. Diese Abhängigkeit kann im Rahmen des *Exchange Spring* Modells mit $B_{x/y,coerc} \propto 1/(t_{Fe})^n$ beschrieben werden. Aus

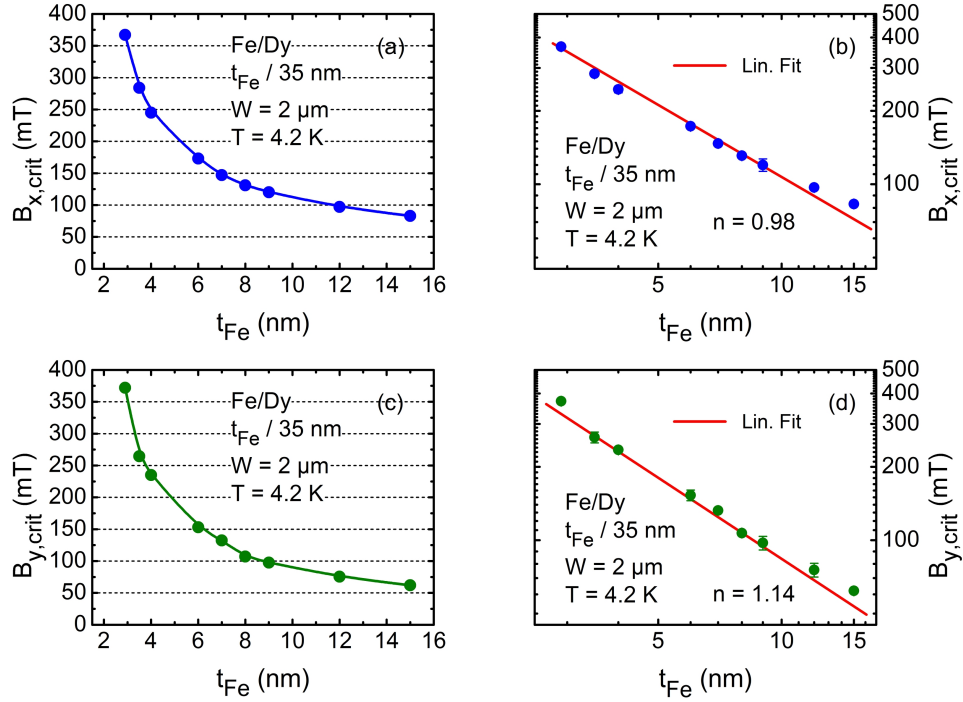


Abbildung C.4: (a) und (c): Abhängigkeit des aus Magnetotransportmessungen ermittelten kritischen Felds $|B_{x,crit}(Fe)|$ bzw. $|B_{y,crit}(Fe)|$ der Fe-Schicht eines strukturierten Fe/Dy Bilayer (35 nm Dy, $W = 2 \mu\text{m}$, Streifen parallel zu [110]) von der Dicke der Fe-Schicht t_{Fe} , gemessen für 4.2 K. Die durchgezogenen Linien dienen nur zur visuellen Orientierung. (b) In doppelt-logarithmischer Darstellung ergibt sich aus $|B_{x/y,crit}(t_{Fe})| \propto (1/t_{Fe})^n$ ein linearer Zusammenhang. Der Koeffizient n kann aus dem linearen Fit der Daten ermittelt werden.

der doppelt-logarithmischen Auftrag in (b) bzw. (d) kann der Koeffizient n als Steigung des linearen Fits der Daten ermittelt werden. Auch für die kritischen Felder, dargestellt in Abbildung C.3 (a) und (c), gilt obige Abhängigkeit.

Durch *Shape Anisotropy* sind alle Felder (siehe Tabelle C.4), im Vergleich zum Streifen mit $W = 3 \mu\text{m}$ (siehe Tabelle 6.5), geringfügig erhöht. Die in Tabelle C.3 aufgeführten Koeffizienten n der Koerzitivfelder und kritischen Felder stimmen jedoch gut mit den Ergebnissen für $W = 3 \mu\text{m}$ in Abschnitt 6.4.2 überein. Dies zeigt, dass die *Exchange Spring* Kopplung ein Grenzflächeneffekt ist, der nicht von der lateralen Geometrie (Streifenbreite) abhängt.

W	$n(B_{x,coerc}(Fe))$	$n(B_{y,coerc}(Fe))$	$n(B_{x,crit}(Fe))$	$n(B_{y,crit}(Fe))$
2 μm	1.32 ± 0.014	1.39 ± 0.008	0.98 ± 0.008	1.14 ± 0.014

Tabelle C.3: Für die hier charakterisierten Fe/Dy Bilayer (variable Fe-Schichtdicke / 35 nm Dy, Streifenbreite 2 μm , Streifen parallel [110]) können die Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}(Fe)|$ und die kritischen Felder $|B_{x/y,crit}(Fe)|$ der gekoppelten Fe-Schicht im Rahmen der Exchange Spring Theorie mit einem Potenzgesetz $|B(t_{Fe})| \propto (1/t_{Fe})^n$ [33, 51] beschrieben werden. Der Koeffizient n wurde aus dem linearen Fit der Daten in doppelt-logarithmischer Darstellung ermittelt.

t_{Fe}	$ B_{x,coerc}(Fe) $	$ B_{y,coerc}(Fe) $	$ B_{x,crit}(Fe) $	$ B_{y,crit}(Fe) $
2.1 nm	299 mT	285 mT	-	-
2.5 nm	256.5 mT	237 mT	-	-
2.9 nm	217 mT	201.5 mT	367 mT	372 mT
3.5 nm	168.5 mT	163.5 mT	284 mT	264 mT
4 nm	138.5 mT	131.5 mT	245 mT	235 mT
5 nm	-	-	-	-
6 nm	84 mT	75 mT	173 mT	153 mT
7 nm	67.5 mT	57 mT	147 mT	132 mT
8 nm	56.5 mT	43.5 mT	131 mT	107 mT
9 nm	47.5 mT	38.5 mT	120 mT	97 mT
10 nm	-	-	-	-
12 nm	34 mT	25 mT	97 mT	75 mT
15 nm	23 mT	20 mT	83 mT	62 mT

Tabelle C.4: Strukturierte Fe/Dy Bilayer (variable Fe-Schichtdicke / 35 nm Dy, Streifen parallel [110]) mit einer Streifenbreite $W = 2 \mu\text{m}$. Die Werte der Koerzitivfelder $|B_{x/y,coerc}(Fe)|$ und der kritischen Felder $|B_{x/y,crit}(Fe)|$, in Abhängigkeit von der Fe-Schichtdicke t_{Fe} , wurden aus den entsprechenden Magnetotransportmessungen ermittelt.

Anhang D: Prozessdokumentation

D.1 Strukturierung und Wachstum dünner magnetischer Schichten

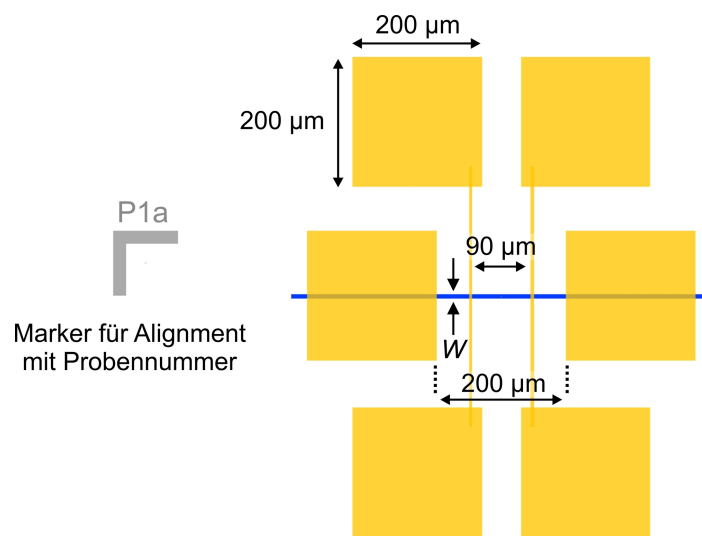


Abbildung D.1: CAD-Maske für die Elektronenstrahlolithografie der ferromagnetischen Streifen (Breite W , Länge der Streifen zwischen beiden Kontakten $200\ \mu\text{m}$). Ein Teil der Proben wurde neben den Ohmschen Kontakten auf dem Streifen (Kantenlänge $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$) zusätzlich mit 4-Punkt Abgriffen versehen (Abstand $90\ \mu\text{m}$). Die im ersten Prozessschritt definierten Marker mit Probennummer dienen bei der nachfolgenden Lithografie der Ohmschen Kontakte und 4-Punkt Abgriffe als Alignment Punkt, sowie der Identifikation der Probe.

Das Wachstum der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten ferromagnetischen Schichten erfolgt auf einem undotiertem (001) GaAs-Wafer. Die Prozessierung der jeweiligen Proben für Magnetotransport- oder SQUID-Messungen findet auf einem rechtwinkligen, $5\ \text{mm} \times 5\ \text{mm}$ großen Waferstück statt, welches aus dem (001) GaAs-Wafer geschnitten wurde. Die Schnittkanten sind parallel zur $[110]$ und $[1\bar{1}0]$ Richtung. Für Magnetotransportmessungen werden auf einem Waferstück mehrere Streifen unterschiedlicher Breite W gleichzeitig prozessiert. Wie die für die Elektronenstrahlolithografie benutzte CAD-Maske in Abbildung D.1 zeigt, wurde ein Teil der Proben zusätzlich zu den Ohmschen Kontakten auf dem Streifen mit 4-Punkt Abgriffen versehen.

Strukturierung der ferromagnetischen Streifen und Marker

- Reinigen der Oberfläche und Entfernen des nativen Oxids der GaAs-Probe mit 60 s $\text{HCl} : \text{H}_2\text{O} = 1:1$ (Volumenverhältnis). Danach 30 s in Reinstwasser spülen. Anschließend Kontrolle der Oberfläche im Lichtmikroskop auf Beschädigungen.
- Belacken der Probe mit PMMA 950k 5 % mit Lackschleuder (5 s 3000 rpm / 30 s 6000 rpm). Ausbacken des Lacks bei 150 °C für 9 min.
- Elektronenstrahlolithografie der Streifen bei 30 kV (Blende 30 μm) mit einer Flächendosis von 300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Lithografie der Alignment-Marker und Probennummer bei 30 kV (Blende 60 μm) mit einer Flächendosis von 300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$.
- Entwickeln der belichteten Probe in MIBK: Isopropanol = 1:3 (Volumenverhältnis) für 60 s. Anschließend 60 s in Isopropanol spülen.

Sputtern der ferromagnetischen Schicht

- Unmittelbar vor dem Einbau in die Schleuse eventuelle Lackreste / Verunreinigungen der Oberfläche an den belichteten / entwickelten Stellen mit 30 s $\text{HCl} : \text{H}_2\text{O} = 1:1$ (Volumenverhältnis) entfernen. Danach 30 s in Reinstwasser spülen.
- Anschließend Aufkleben der Probe mit Fixogum auf Probenhalter und Einbau in Schleuse der Sputteranlage. Abpumpen der Schleuse für etwa 2 h, bis der Schleusendruck im Bereich von 10^{-8} mbar liegt; danach Einschleusen in Hauptkammer.
- Sputtern von Fe (5 W, 7 sccm) und / oder Dy (50 W, 9 sccm). Sputtertargets jeweils einige Minuten Vorsputtern. Die Wachstumsparameter der jeweiligen ferromagnetischen Schicht(en) sind in Abschnitt D.2 aufgeführt.
- Lift-Off in 60 °C warmem Aceton für 3 h, anschließend vorsichtiges Abspritzen mit Aceton.

Strukturierung der Ohmschen Kontakte

- Reinigen der Probe in zwei Aceton-Bädern (jeweils 1 min), anschließend mit Isopropanol (1 min).
- Belacken der Probe mit PMMA 950k 5 % mit Lackschleuder (5 s 3000 rpm / 30 s 6000 rpm). Ausbacken des Lacks bei 150 °C für 9 min.
- Elektronenstrahlolithografie der 4-Punkt Abgriffe bei 30 kV (Blende 30 μm) mit einer Flächendosis von 300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Lithografie der Bondpads bei 30 kV (Blende 120 μm) mit einer Flächendosis von 300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Das *Alignment* erfolgt hierbei an den im vorherigen Prozessschritt definierten Markern.
- Entwickeln der belichteten Probe in MIBK: Isopropanol = 1:3 (Volumenverhältnis) für 60 s. Anschließend 60 s in Isopropanol spülen.

Sputtern der Ohmschen Kontakte

- Aufkleben der Probe mit Fixogum auf Probenhalter und Einbau in Schleuse der Sputteranlage. Abpumpen der Schleuse für etwa 2 h, bis der Schleusendruck im Bereich von 10^{-8} mbar liegt; danach Einschleusen in Hauptkammer.
- Sputtern von Pt (1.5 min, 50 W, 7 sccm, ≈ 13 nm) und Au (6 min, 50 W, 7 sccm, ≈ 100 nm). Sputtertargets jeweils einige Minuten Vorsputtern.
- Lift-Off in 60 °C warmem Aceton für 6 h, anschließend vorsichtiges Abspritzen mit Aceton.

Bonden der Probe und Überprüfung der elektrischen Kontakte

- Probe mit definierter kristallographischer Ausrichtung in Chipcarrier einkleben, anschließend Ultraschall-Bonden der Probe mit Alu-Draht.
- Kontakte elektrisch überprüfen. Bei Proben mit Dysprosium ohne Au-Schicht ist das Anlegen einer Spannung zur Entfernung der Oxidschicht zwischen Streifen und Bondpad / 4-Punkt Abgriff notwendig. Hierfür mehrmals $U-I$ Kennlinie mit ± 10 V sweepen, ggf. Spannung bis ± 30 V erhöhen. Kontakte sind zunächst nichtleitend und zeigen bei geringer angelegter Spannung ein diodisches Verhalten. Bei ausreichender Spannung wird die $U-I$ Kennlinie linear und die Kontakte zeigen Ohmsches Verhalten.

Wachstum von magnetischen Schichten für SQUID-Messungen

- Reinigen der Oberfläche und Entfernen des nativen Oxids der GaAs-Probe mit 60 s $\text{HCl} : \text{H}_2\text{O} = 1:1$ (Volumenverhältnis). Danach 30 s in Reinstwasser spülen. Anschließend Kontrolle der Oberfläche im Lichtmikroskop auf Beschädigungen.
- Aufkleben der Probe mit Fixogum auf Probenhalter und Einbau in Schleuse der Sputteranlage. Abpumpen der Schleuse für etwa 2 h, bis der Schleusendruck im Bereich von 10^{-8} mbar liegt; danach Einschleusen in Hauptkammer.
- Sputtern von Fe (5 W, 7 sccm) und / oder Dy (50 W, 9 sccm). Sputtertargets jeweils einige Minuten Vorsputtern. Die Wachstumsparameter der jeweiligen ferromagnetischen Schicht(en) sind in Abschnitt D.2 aufgeführt.

D.2 Wachstumsparameter der verwendeten Proben

Wachstumsparameter

In den nachfolgenden Tabellen ist die Reihenfolge des Schichtwachstums in der jeweiligen Tabellenzeile von links nach rechts angegeben. Die entsprechende Depositionszeit ist neben der jeweiligen Schichtdicke in Klammern aufgeführt. Das Wachstum der einzelnen Schichten per Magnetronspütern erfolgt mit untenstehenden Parametern (Argon-Fluss in sccm):

- Fe: 5 W, 7 sccm (Zünden des Targets bei 30 sccm).
- Dy: 50 W, 9 sccm.
- Au: 20 W, 7 sccm (Schutzschicht gegen Korrosion).
- Pt: 50 W, 7 sccm / Au: 50 W, 7 sccm (Ohmsche Kontakte).

Für SQUID-Messungen verwendete Proben

Die für SQUID-Messungen hergestellten Proben wurden mit den gleichen Wachstumsparametern wie oben angegeben, ganzflächig auf 5 mm × 5 mm großen GaAs-Waferstücken gewachsen.

Fe Proben

Probe	Fe	Au
P78/79	2.9 nm (10 min)	12 nm (1 min 30s)

Tabelle D.1: Wachstumsparameter der für SQUID-Messungen verwendeten Fe-Proben.

Dy Proben

Probe	Dy
P46/47	75 nm (6 min 20 s)

Tabelle D.2: Wachstumsparameter der für SQUID-Messungen verwendeten Dy-Proben.

FeDy Proben

Probe	Fe	Dy	Au
P48/49	2.9 nm (10 min)	35 nm (3 min)	12 nm (1 min 30 s)
P103/104	3.5 nm (12 min)	35 nm (3 min)	12 nm (1 min 30 s)
P50/51	4 nm (14 min)	35 nm (3 min)	12 nm (1 min 30 s)
P111	5 nm (17 min 30 s)	35 nm (3 min)	12 nm (1 min 30 s)
P105/106	6 nm (20 min 30 s)	35 nm (3 min)	12 nm (1 min 30 s)
P114/115	7 nm (24 min 10 s)	35 nm (3 min)	-
P124/125	8 nm (27 min 30 s)	35 nm (3 min)	12 nm (1 min 30 s)
P126/127	9 nm (31 min)	35 nm (3 min)	12 nm (1 min 30 s)
P112/113	10 nm (34 min 30 s)	35 nm (3 min)	12 nm (1 min 30 s)
P128/129	12 nm (41 min 20 s)	35 nm (3 min)	12 nm (1 min 30 s)
P130/131	15 nm (51 min 45 s)	35 nm (3 min)	12 nm (1 min 30 s)

Tabelle D.3: Wachstumsparameter der für SQUID-Messungen verwendeten Fe/Dy Proben.

Für Magnetotransportmessungen verwendete Proben

Die lange Achse der ferromagnetischen Streifen ist entlang [110] strukturiert / orientiert. Abweichend hierzu wurden für Vergleichsmessungen einige Streifen entlang $[1\bar{1}0]$ orientiert, was entsprechend vermerkt ist.

Fe Proben

Probe	Fe	Au
P9a [110]	2.9 nm (10 min)	12 nm (1 min 30 s)
P7a $[1\bar{1}0]$	2.9 nm (10 min)	12 nm (1 min 30 s)

Tabelle D.4: Wachstumsparameter der für Magnetotransportmessungen verwendeten Fe Proben.

Dy Proben

Probe	Dy	Au
P1a [110]	75 nm (6 min 20 s)	-
P1b $[1\bar{1}0]$	75 nm (6 min 20 s)	-
P73b [110]	35 nm (3 min)	-
P151a [110]	75 nm (6 min 20 s)	12 nm (1 min 30 s)
P17a (Si/SiO ₂)	35 nm (3 min)	12 nm (1 min 30 s)

Tabelle D.5: Wachstumsparameter der für Magnetotransportmessungen verwendeten Dy Proben.

Fe/Dy Proben

Probe	Fe	Dy	Au
P153b [110]	2.1 nm (7 min)	35 nm (3 min)	-
P90b [110]	2.5 nm (8 min 30 s)	35 nm (3 min)	-
P2b [110]	2.9 nm (10 min)	35 nm (3 min)	-
P4b [110]	2.9 nm (10 min)	35 nm (3 min)	-
P26a [110]	2.9 nm (10 min)	35 nm (3 min)	12 nm (1 min 30 s)
P92a [110]	3.5 nm (12 min)	35 nm (3 min)	-
P93a [110]	4 nm (14 min)	35 nm (3 min)	-
P95b [110]	5 nm (17 min 30 s)	35 nm (3 min)	-
P98a [110]	6 nm (20 min 30 s)	35 nm (3 min)	-
P114a [110]	7 nm (24 min 10 s)	35 nm (3 min)	-
P117a [110]	8 nm (27 min 30 s)	35 nm (3 min)	-
P119a [110]	9 nm (31 min)	35 nm (3 min)	-
P101a [110]	10 nm (34 min 30 s)	35 nm (3 min)	-
P120b [110]	12 nm (41 min 20 s)	35 nm (3 min)	-
P123b [110]	15 nm (51 min 45 s)	35 nm (3 min)	-
P145a [110]	2.9 nm (10 min)	50 nm (4 min 20 s)	-
P147a [110]	2.9 nm (10 min)	75 nm (6 min 20 s)	-

Tabelle D.6: Wachstumsparameter der für Magnetotransportmessungen verwendeten Fe/Dy Proben.

Au Proben

Probe	Au
P77a [110]	12 nm (1 min 30 s)

Tabelle D.7: Wachstumsparameter der für Magnetotransportmessungen verwendeten Au-Probe.

Literaturverzeichnis

- [1] G. E. MOORE: Cramming more components onto integrated circuits. In: *Electronics* **38** 8 (1965), S. 114 – 117
- [2] SEMICONDUCTOR INDUSTRY ASSOCIATION: *International Technology Roadmap for Semiconductors 2.0 2015 Edition*. Washington DC : Semiconductor Industry Association, 2015
- [3] IEEE: *International Roadmap for Devices and Systems 2017 Edition*. New York : IEEE, 2018
- [4] M. CIORGA: Electrical spin injection and detection in high mobility 2DEG systems. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* **28** (2016), S. 453003–1 – 453003–18
- [5] G. BINASCH, P. GRÜNBERG, F. SAURENBACH, UND W. ZINN: Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. In: *Physical Review B* **39** 7 (1989), S. 4828–4830
- [6] M. N. BAIBICH, J. M. BROTO, A. FERT, F. NGUYEN VAN DAU, F. PETROFF, P. EITENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH, UND J. CHAZELAS: Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. In: *Physical Review Letters* **61** 21 (1988), S. 2472–2475
- [7] THE CLASS FOR PHYSICS OF THE ROYAL SWEDISH ACADEMY OF SCIENCES: *The Discovery of Giant Magnetoresistance*. Stockholm : The Royal Swedish Academy of Sciences, 2007
- [8] J. M. D. COEY: *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge : Cambridge University Press, 2010
- [9] S. DATTA UND B. DAS: Electronic analog of the electro-optic modulator. In: *Applied Physics Letters* **56** 7 (1990), S. 665 – 667
- [10] V. K. JOSHI: Spintronics: A contemporary review of emerging electronics devices. In: *Engineering Science and Technology, an International Journal* **19** 3 (2016), S. 1503 – 1513
- [11] E. I. RASHBA: Properties of semiconductors with a loop of extrema, I. Cyclotron and combined resonances in a perpendicular field. In: *Soviet Physics Solid State* **2** (1960), S. 1109
- [12] Y. A. BYCHKOV UND E. I. RASHBA: Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **39** 2 (1984), S. 78–81

- [13] Y. A. BYCHKOV UND E. I. RASHBA: Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers. In: *Journal of Physics C: Solid State Physics* **17** 33 (1984), S. 6039–6045
- [14] J. SCHLIEMANN: Spin Hall Effect. In: *International Journal of Modern Physics B* **20** 9 (2006), S. 1015–1036
- [15] J. FABIAN, A. MATOS-ABIAGUE, C. ERTLER, P. STANO, UND I. ŽUTIĆ: Semiconductor Spintronics. In: *acta physica slovacica* **57** 4 (2007), S. 565–907
- [16] T. IHN: *Semiconductor Nanostructures*. Oxford : Oxford University Press, 2010
- [17] T. SCHÄPERS: *Semiconductor Spintronics*. Berlin : De Gruyter, 2016
- [18] S. D. GANICHEV, V. V. BEL'KOV, L. E. GOLUB, E. L. IVCHENKO, P. SCHNEIDER, S. GIGLBERGER, J. EROMS, J. DE BOECK, G. BORGHIS, W. WEGSCHEIDER, D. WEISS, UND W. PRETTL: Experimental Separation of Rashba and Dresselhaus Spin Splittings in Semiconductor Quantum Wells. In: *Physical Review Letters* **92** 25 (2004), S. 256601–1 – 256601–4
- [19] S. GIGLBERGER: *Experimentelle Separation der Rashba- und Dresselhaus-terme in niederdimensionalen Halbleiterstrukturen*, Universität Regensburg, Dissertation, 2007
- [20] M. CIORGA, A. EINWANGER, U. WURSTBAUER, D. SCHUH, W. WEGSCHEIDER, UND D. WEISS: Electrical spin injection and detection in lateral all-semiconductor devices. In: *Physical Review B* **79** 16 (2009), S. 165321–1 – 165321–6
- [21] T. KUCZMIK, M. OLTSCHER, A. BAYER, D. SCHUH, D. BOUGEARD, M. CIORGA, UND D. WEISS: Hanle spin precession in a two-dimensional electron system. In: *Physical Review B* **95** 19 (2017), S. 195315–1 – 195315–10
- [22] Y. H. PARK, J. W. CHOI, H.-JU KIM, J. CHANG, S. H. HAN, H.-J. CHOI, UND H. C. KOO: Complementary spin transistor using a quantum well channel. In: *Nature Scientific Reports* **7** 46671 (2017), S. 1 – 7
- [23] X. LOU, C. ADELMANN, S. A. CROOKER, E. S. GARLID, J. ZHANG, K. S. REDDY, S. D. FLEXNER, C. J. PALMSTRØM, UND P. A. CROWELL: Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet-semiconductor devices. In: *Nature Physics* **3** (2007), S. 197–202
- [24] R. JANSEN: Silicon spintronics. In: *Nature Materials* **11** (2012), S. 400 – 409
- [25] M. OLTSCHER, M. CIORGA, M. UTZ, D. SCHUH, D. BOUGEARD, UND D. WEISS: Electrical Spin Injection into High Mobility 2D Systems. In: *Physical Review Letters* **113** 23 (2014), S. 236602–1 – 236602–5

-
- [26] M. OLTSCHER, F. EBERLE, T. KUCZMIK, A. BAYER, D. SCHUH, D. BOUGEARD, M. CIORGA, UND D. WEISS: Gate-tunable large magnetoresistance in an all-semiconductor spin valve device. In: *Nature Communications* **8** (2017), S. 1807–1 – 1807–7
- [27] O. M. J. VAN’T ERVE, A. T. HANBICKI, M. HOLUB, C. H. LI, C. AWO-AFFOUDA, P. E. THOMPSON, UND B. T. JONKER: Electrical injection and detection of spin-polarized carriers in silicon in a lateral transport geometry. In: *Applied Physics Letters* **91** 21 (2007), S. 212109–1 – 212109–4
- [28] L.-K. LIEFEITH, R. THOLAPI, M. HÄNZE, R. HARTMANN, T. SLOBODSKYY, UND W. HANSEN: Influence of thermal annealing on the spin injection and spin detection through Fe-GaAs interfaces. In: *Applied Physics Letters* **108** 21 (2016), S. 212404–1 – 212404–5
- [29] E. S. GARLID, Q. O. HU, M. K. CHAN, C. J. PALMSTRØM, UND P. A. CROWELL: Electrical Measurement of the Direct Spin Hall Effect in Fe/In_xGa_{1-x}As Heterostructures. In: *Physical Review Letters* **105** 15 (2010), S. 156602–1 – 156602–4
- [30] M. EHLERT, C. SONG, M. CIORGA, M. UTZ, D. SCHUH, D. BOUGEARD, UND DIETER WEISS: All-electrical measurements of direct spin Hall effect in GaAs with Esaki diode electrodes. In: *Physical Review B* **86** 20 (2012), S. 205204–1 – 205204–5
- [31] M. EHLERT, C. SONG, M. CIORGA, T. HUPFAUER, J. SHIOGAI, M. UTZ, D. SCHUH, D. BOUGEARD, UND D. WEISS: All-electrical detection of spin Hall effect in semiconductors. In: *Physica status solidi (b)* **251** 9 (2014), S. 1725–1735
- [32] M. EHLERT, H. S. KÖRNER, T. HUPFAUER, M. SCHITKO, G. BAYREUTHER, UND D. WEISS: Engineering and improving the magnetic properties of thin Fe layers through exchange coupling with hard magnetic Dysprosium layers. In: *arXiv:1804.03609* (2018), S. 1–15
- [33] E. F. KNELLER UND R. HAWIG: The exchange-spring magnet: a new material principle for permanent magnets. In: *IEEE Transactions on Magnetics* **27** 4 (1991), S. 3588–3600
- [34] E. F. KNELLER UND R. HAWIG: Der Austauschfeder-Magnet: Ein neues Materialprinzip für Permanentmagnete. In: *Nordrhein-Westfälische Akademie der Wissenschaften. Natur-, Ingenieur- und Wirtschaftswissenschaften. Vorträge N 410*. Opladen : Westdeutscher Verlag, 1995, S. 39–69
- [35] S. D. GANICHEV, E. L. IVCHENKO, V. V. BEL’KOV, S. A. TARASENKO, M. SOLLINGER, D. WEISS, W. WEGSCHEIDER, UND W. PRETTL: Spin-galvanic effect. In: *Nature* **417** (2002), S. 153–156

- [36] J. NOGUÉS UND IVAN K. SCHULLER: Exchange bias. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **192** (1999), S. 203–232
- [37] W. H. MEIKLEJOHN UND C. P. BEAN: New Magnetic Anisotropy. In: *Physical Review* **102** 5 (1956), S. 1413–1414
- [38] W. H. MEIKLEJOHN UND C. P. BEAN: New Magnetic Anisotropy. In: *Physical Review* **105** 3 (1957), S. 904–913
- [39] W. H. MEIKLEJOHN: Exchange Anisotropy - A Review. In: *Journal of Applied Physics* **33** 3 (1962), S. 1328–1335
- [40] M. KIWI: Exchange bias theory. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **234** (2001), S. 584–595
- [41] A. E. BERKOWITZ UND K. TAKANO: Exchange anisotropy - a review. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **200** (1999), S. 552–570
- [42] F. RADU UND H. ZABEL: Exchange Bias Effect of Ferro-/Antiferromagnetic Heterostructures. In: H. ZABEL UND S. D. BADER (Hrsg.): *Magnetic Heterostructures*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2008, S. 97–184
- [43] S. GIRI, M. PATRA, UND S. MAJUMDAR: Exchange bias effect in alloys and compounds. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* **23** 073201 (2011), S. 1–23
- [44] S. A. WOLF, D. D. AWSCHALOM, R. A. BUHRMAN, J. M. DAUGHTON, S. VON MOLNAR, M. L. ROUKES, A. Y. CHTCHELKANOVA, UND D. M. TREGER: Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future. In: *Science* **294** (2001), S. 1488–1495
- [45] S. S. P. PARKIN, N. MORE, UND K. P. ROCHE: Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr. In: *Physical Review Letters* **64** 19 (1990), S. 2304–2307
- [46] J. C. SLONCZEWSKI: Overview of interlayer exchange theory. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **150** (1995), S. 13–24
- [47] P. GRÜNBERG: Layered magnetic structures: history, facts and figures. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **226-230** (2001), S. 1688–1693
- [48] P. A. GRÜNBERG UND D. T. PIERCE: Multilayers: Interlayer Coupling. In: K. H. J. BUSCHOW (Hrsg.): *Concise Encyclopedia of Magnetic and Superconducting Materials (2nd ed.)*. Amsterdam : Elsevier, 2005, S. 955–960
- [49] D. M. EDWARDS UND A. UMERSKI: Exchange Coupling in Magnetic Multilayers. In: H. KRONMÜLLER UND S. PARKIN (Hrsg.): *Handbook of*

- Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. Hoboken : Wiley, 2007, S. 1–26
- [50] L. H. LEWIS UND F. JIMÉNEZ-VILLACORTA: Perspectives on Permanent Magnetic Materials for Energy Conversion and Power Generation. In: *Metallurgical and Materials Transactions A* **44** A (2013), S. 2–20
- [51] E. GOTO, N. HAYASHI, T. MIYASHITA, UND K. NAKAGAWA: Magnetization and Switching Characteristics of Composite Thin Magnetic Films. In: *Journal of Applied Physics* **36** 9 (1965), S. 2951–2958
- [52] C. M. SCHNEIDER, P. BRESSLER, P. SCHUSTER, J. KIRSCHNER, J. J. DE MIGUEL, UND R. MIRANDA: Curie temperature of ultrathin films of fcc-cobalt epitaxially grown on atomically flat Cu(100) surfaces. In: *Physical Review Letters* **64** 9 (1990), S. 1059–1062
- [53] Y. CHEN, D. K. LOTTIS, UND E. DAN DAHLBERG: Exchange effects in molecular-beam-epitaxy grown iron films. In: *Journal of Applied Physics* **69** (1991), S. 4523–4525
- [54] A. YELON: Interactions in Multilayer Magnetic Films. In: G. HASS UND R. E. THUN (Hrsg.): *Physics of Thin Films* Bd. 6. New York, London : Academic Press, 1971, S. 205–300
- [55] B. HEINRICH: Basics of Nano-Thin Film Magnetism. In: E. TSYMBAL UND I. ŽUTIĆ (Hrsg.): *Handbook of Spin Transport and Magnetism*. Boca Raton : CRC-Press, 2012, S. 21–46
- [56] R. JUNGBLUT, R. COEHOORN, M. T. JOHNSON, CH. SAUER, P. J. VAN DER ZAAG, A. R. BALL, TH. G. S. M. RIJKS, J. AAN DE STEGGE, UND A. REINDERS: Exchange biasing in MBE-grown $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ bilayers. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **148** (1995), S. 300–306
- [57] H. N. FUKU, K. SAITO, Y. KAMIGUCHI, H. IWASAKI, UND M. SAHASHI: Spin-valve giant magnetoresistive films with antiferromagnetic Ir-Mn layers. In: *Journal of Applied Physics* **81** (1997), S. 4004–4006
- [58] T. J. KLEMMER, V. R. INTURI, M. K. MINOR, UND J. A. BARNARD: Spin-valve giant magnetoresistive films with antiferromagnetic Ir-Mn layers. In: *Applied Physics Letters* **70** 21 (1997), S. 2915–2917
- [59] D. MAURI, E. KAY, D. SCHOLL, UND J. K. HOWARD: Novel method for determining the anisotropy constant of MnFe in a NiFe/MnFe sandwich. In: *Journal of Applied Physics* **62** 7 (1987), S. 2929–2932
- [60] S. BREMS, D. BUNTINX, K. TEMST, C. VAN HAESSENDONCK, F. RADU, UND H. ZABEL: Reversing the Training Effect in Exchange Biased CoO-Co Bilayers. In: *Physical Review B* **95** 157202 (2005), S. 1–4

- [61] M. D. STILES UND R. D. MCMICHAEL: Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers. In: *Physical Review B* **59** 5 (1999), S. 3722–3733
- [62] A. BILL: *Properties of magnetic multilayers*, 1st PSI Summer School on Condensed Matter Research, Vorlesungsskript, 2002
- [63] E. E. FULLERTON, J. S. JIANG, UND S. D. BADER: Hard/soft magnetic heterostructures: model exchange-spring magnets. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **200** (1999), S. 392–404
- [64] A. BILL UND H. B. BRAUN: Magnetic properties of exchange springs. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **272-276** (2004), S. 1266–1267
- [65] F. JIMÉNEZ-VILLACORTA UND L. H. LEWIS: Advanced Permanent Magnetic Materials. In: J. M. GONZALEZ ESTEVEZ (Hrsg.): *Nanomagnetism*. Altrincham : OCP Publishing Group, 2014, S. 160–189
- [66] W. LIU, Y. LIU, R. SKOMSKI, UND D. J. SELLMYER: Nanostructured Exchange-Coupled Magnets. In: Y. LIU, D. J. SELLMYER, UND D. SHINDO (Hrsg.): *Handbook of Advanced Magnetic Materials* Bd. I: Nanostructural Effects. New York : Springer, 2006, S. 182–266
- [67] M. T. JOHNSON, P. J. H. BLOEMENZ, F. J. A. DEN BROEDER, UND J. J. DE VRIES: Magnetic anisotropy in metallic multilayers. In: *Reports on Progress in Physics* **59** (1996), S. 1409–1458
- [68] MARCIN URBANIAK: *Magnetization reversal in thin films and some relevant experimental methods*, Institute of Molecular Physics, Polish Academy of Sciences, Vorlesungsskript, 2012
- [69] GÜNTHER BAYREUTHER: *Magnetic Anisotropy*, The European School on Magnetism - 'Time-dependent phenomena in magnetism', Vorlesungsskript, 2011
- [70] B. J. JAQUES UND D. P. BUTT: High temperature oxidation kinetics of dysprosium particles. In: *Journal of Alloys and Compounds* **644** (2015), S. 211–222
- [71] J. FIDLER, D. SUESS, UND T. SCHREFL: Rare-earth Intermetallics for Permanent Magnet Applications. In: H. KRONMÜLLER UND S. PARKIN (Hrsg.): *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. Hoboken : Wiley, 2007, S. 1–24
- [72] R. COEHOORN, D. B. DE MOOIJ, UND C. DE WAARD: Meltspun permanent magnet materials containing Fe₃B as the main phase. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **80** 1 (1989), S. 101–104
- [73] T. LEINWEBER UND H. KRONMÜLLER: Micromagnetic examination of exchange coupled ferromagnetic nanolayers. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **176** (1997), S. 145–154

- [74] J. M. D. COEY UND R. SKOMSKI: New Magnets from Interstitial Inter-metallics. In: *Physica Scripta* **T49** (1993), S. 315–321
- [75] SHI-SHEN YAN, J. A. BARNARD, FENG-TING XU, J. L. WESTON, UND G. ZANGARI: Critical dimension of the transition from single switching to an exchange spring process in hard-soft exchange-coupled bilayers. In: *Physical Review B* **64** 184403 (2001), S. 1–6
- [76] M. SAWICKI, G. J. BOWDEN, P. A. J. DE GROOT, B. D. RAINFORD, UND J.-M. L. BEAUJOUR: Exchange springs in antiferromagnetically coupled $\text{DyFe}_2 - \text{YFe}_2$ superlattices. In: *Physical Review B* **62** 9 (2000), S. 5817–5820
- [77] M. T. ALKHAFABI UND N. ALI: Magnetic phase diagram of dysprosium. In: *Journal of Alloys and Compounds* **250** (1997), S. 659–661
- [78] A. DEL MORAL UND E. W. LEE: The reversible susceptibilities of dysprosium and terbium. In: *Journal of Physics F: Metal Physics* **4** (1973), S. 280–290
- [79] D. R. BEHRENDT, S. LEGVOLD, UND F. H. SPEDDING: The reversible susceptibilities of dysprosium and terbium. In: *Physical Review* **109** 5 (1958), S. 1544–1547
- [80] S. SWANN: Magnetron Sputtering. In: *Physics in Technology* **19** 2 (1988), S. 67–75
- [81] DENTON VACUUM: *Magnetron Sputtering Deposition Systems*. Website, 2019. – Online erhältlich unter <https://www.dentonvacuum.com/products-technologies/magnetron-sputtering/>; zuletzt abgerufen am 21. 01. 2019.
- [82] M. M. WAITE, S. I. SHAH, UND D. A. GLOCKER: Sputtering Sources. In: *Spring Bulletin of the Society of Vacuum Coaters* (2010), S. 42–50
- [83] C. PRITZL: *Inbetriebnahme und Optimierung einer Sputteranlage zur Herstellung ferromagnetischer und supraleitender Schichten*, Fachhochschule Regensburg, Diplomarbeit, 2003
- [84] M. SCHITKO: *Optimierung der magnetischen Eigenschaften von Spin-Detektoren*, Universität Regensburg, Bachelorarbeit, 2013
- [85] M. LOBENHOFER: *TAMR-Effekt beim Tunneln durch einkristalline GaAs-Barrieren*, Universität Regensburg, Dissertation, 2012
- [86] S. BLUNDELL: *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford : Oxford University Press, 2001
- [87] R. GROSS UND A. MARX: *Spinelektronik*, Walther-Meissner-Institut München, Vorlesungsskript, 2004

- [88] M. GETZLAFF: *Fundamentals of Magnetism*. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2008
- [89] N. F. MOTT: The Electrical Conductivity of Transition Metals. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A* **153** 880 (1936), S. 699–717
- [90] N. F. MOTT: Electrons in Transition Metals. In: *Advances in Physics* **13** 51 (1964), S. 325–422
- [91] I. A. CAMPBELL, A. FERT, UND R. POMEROY: Evidence for two current conduction iron. In: *The Philosophical Magazine* **15** 137 (1967), S. 977–983
- [92] A. FERT UND I. A. CAMPBELL: Two-Current Conduction in Nickel. In: *Physical Review Letters* **21** 16 (1968), S. 1190–1192
- [93] J. STÖHR UND H. C. SIEGMANN: *Magnetism*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2006
- [94] U. HARTMANN: *Nanostrukturforschung und Nanotechnologie. Band 1: Grundlagen*. München : Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2012
- [95] T. R. MCGUIRE UND R. I. POTTER: Anisotropic Magnetoresistance in Ferromagnetic 3d Alloys. In: *IEEE Transactions on Magnetics* **MAG-11** 4 (1975), S. 1018–1038
- [96] H. EBERT, A. VERNES, UND J. BANHART: Magnetoresistance, Anisotropic. In: K. H. J. BUSCHOW (Hrsg.): *Concise Encyclopedia of Magnetic and Superconducting Materials (2nd ed.)*. Amsterdam : Elsevier, 2005, S. 818–822
- [97] J. A. BAIN: Magnetic Recording Devices: Inductive Heads, Properties. In: K. H. J. BUSCHOW (Hrsg.): *Concise Encyclopedia of Magnetic and Superconducting Materials (2nd ed.)*. Amsterdam : Elsevier, 2005, S. 560–572
- [98] W. LIMMER, M. GLUNK, J. DAEUBLER, T. HUMMEL, W. SCHOCH, R. SAUER, C. BIHLER, H. HUEBL, M. S. BRANDT, UND S. T. B. GOENNENWEIN: Angle-dependent magnetotransport in cubic and tetragonal ferromagnets: Application to (001)- and (113)A-oriented (Ga,Mn)As. In: *Physical Review B* **74** 20 (2006), S. 205205–1 – 205205–11
- [99] T. JUNGWIRTH, J. WUNDERLICH, V. NOVÁK, K. OLEJNÍK, B. L. GALLAGHER, R. P. CAMPION, K. W. EDMONDS, A. W. RUSHFORTH, A. J. FERGUSON, UND P. NĚMEC: Spin-dependent phenomena and device concepts explored in (Ga,Mn)As. In: *Reviews of Modern Physics* **86** 3 (2014), S. 855–897
- [100] R. SKOMSKI: *Simple Models of Magnetism*. Oxford : Oxford University Press, 2008

-
- [101] B. D. JOSEPHSON: Possible new effects in superconductive tunnelling. In: *Physics Letters* **1** 7 (1962), S. 251 – 253
- [102] B. D. JOSEPHSON: The discovery of tunnelling supercurrents. In: *Review of Modern Physics* **46** 2 (1974), S. 251 – 255
- [103] A. I. BRAGINSKI UND J. CLARKE: Introduction. In: J. CLARKE UND A. I. BRAGINSKI (Hrsg.): *The SQUID Handbook (Vol. 1)*. Weinheim : Wiley-VCH Verlag, 2004, S. 1–28
- [104] B. CHESCA, R. KLEINER, UND D. KOELLE: SQUID Theory. In: J. CLARKE UND A. I. BRAGINSKI (Hrsg.): *The SQUID Handbook (Vol. 1)*. Weinheim : Wiley-VCH Verlag, 2004, S. 29–92
- [105] UNIVERSITÄT WUPPERTAL: *SQUID Magnetometer*. Website, 2019. – Online erhältlich unter hydrogen.physik.uni-wuppertal.de/hyperphysics/hyperphysics/hbase/solids/squid.html; zuletzt abgerufen am 21. 01. 2019.
- [106] W. Y. DU: *Resistive, Capacitive, Inductive, and Magnetic Sensor Technologies*. Boca Raton : CRC Press, 2015
- [107] J. YE, W. HE, Q. WU, H.-L. LIU, X.-Q. ZHANG, Z.-Y. CHEN, UND Z.-H. CHENG: Determination of magnetic anisotropy constants in Fe ultrathin film on vicinal Si(111) by anisotropic magnetoresistance. In: *Scientific Reports* **3** 2148 (2013), S. 1–6
- [108] S. S. AHMAD, W. HE, Y.-S. ZHANG, J. TANG, Q. GUL, X.-Q. ZHANG, UND Z.-H. CHENG: Effect of Cu buffer layer on magnetic anisotropy of cobalt thin films deposited on MgO(001) substrate . In: *AIP Advances* **6** (2016), S. 115101–1 – 1151101–8
- [109] S. S. AHMAD, W. HE, Y.-S. ZHANG, J. TANG, Y. LI, Q. GUL, X.-Q. ZHANG, UND Z.-H. CHENG: Effect of Ar⁺ beam sputtering on the magnetic anisotropy of Fe thin films deposited on the MgO(001) substrate. In: *Results in Physics* **7** (2017), S. 1531–1535
- [110] H. HOFFMANN: Thin Films: Domain Formation. In: K. H. J. BUSCHOW (Hrsg.): *Concise Encyclopedia of Magnetic and Superconducting Materials (2nd ed.)*. Amsterdam : Elsevier, 2005, S. 1248–1253
- [111] S. FÄHLER UND L. SCHULTZ: Magnetic Films: Hard. In: K. H. J. BUSCHOW (Hrsg.): *Concise Encyclopedia of Magnetic and Superconducting Materials (2nd ed.)*. Amsterdam : Elsevier, 2005, S. 431–435
- [112] L. T. BACZEWSKI, D. GIVORD, J. M. ALAMEDA, B. DIENY, J. P. NOZIERES, J. P. REBOUILLAT, UND J. J. PREJEAN: Magnetism in Rare-Earth-Transition Metal Systems. In: *Acta Physica Polonica A* **83** 5 (1993), S. 629–641
- [113] M. ZÖLFL: *Epitaktische Fe(001)-Schichten auf GaAs(001) ohne magnetisch tote Lagen*, Universität Regensburg, Diplomarbeit, 1997

- [114] R. PULWEY: *Magnetkraftmikroskopie an polykristallinen und epitaktischen Nanomagneten*, Universität Regensburg, Dissertation, 2007
- [115] M. ZÖLFL, M. BROCKMANN, M. KÖHLER, S. KREUZER, T. SCHWEINBÖCK, S. MIETHANER, F. BENSCH, UND G. BAYREUTHER: Magnetic films epitaxially grown on semiconductors. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **175** 1-2 (1997), S. 16–22
- [116] R. PULWEY: *Transportanisotropien an Fe/GaAs-Grenzflächen*, Universität Regensburg, Dissertation, 2015
- [117] R. B. GOLDFARB UND F. R. FICKETT: *Units For Magnetic Properties. NBS Special Publication 696*. Colorado : U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1985
- [118] X.-J. XU, Q.-L. YE, UND G.-X. YE: Temperature dependence of coercivity behavior in iron films on silicone oil surfaces. In: *Physics Letters A* **361** 4-5 (2007), S. 429–433
- [119] J. ISLAM, Y. YAMAMOTO, E. SHIKOH, A. FUJIWARA, UND H. HORI: A comparative study of Co and Fe thin films deposited on GaAs (001) substrate. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320** 3-4 (2008), S. 571–574
- [120] Y. CAO, K. XUA, W. JIANG, T. DROUBAY, P. RAMUHALI, D. EDWARDS, B. R. JOHNSON, UND J. MCCLOY: Hysteresis in single and polycrystalline iron thin films: major and minor loops, first order reversal curves, and Preisach modeling. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **395** (2015), S. 361–375
- [121] I. BENSEHIL, A. KHARMOUCHE, UND A. BOURZAMI: Synthesis, Structural, and Magnetic Properties of Fe Thin Films. In: *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* **30** (2017), S. 795–799
- [122] Q. ZHANG, J. ZHANG, Y. ZHAO, Y. WEN, P. LI, S. ZHANG, X. HE, J. ZHANG, UND X. ZHANG: Interfacial scattering effect on anisotropic magnetoresistance and anomalous Hall effect in Ta/Fe multilayers. In: *AIP Advances* **8** (2018), S. 055813 – 055813–6
- [123] H. YAMADA UND S. TAKADA: Negative Magnetoresistance of Ferromagnetic Metals due to Spin Fluctuations. In: *Progress of Theoretical Physics* **48** 6 (1972), S. 1828 – 1848
- [124] Q. ZHANG, P. LI, Y. WEN, C. ZHAO, J. W. ZHANG, A. MANCHON, W. B. MI, Y. PENG, UND X. X. ZHANG: Anomalous Hall effect in Fe/Au multilayers. In: *Physical Review B* **94** 2 (2016), S. 024428–1 – 024428–8
- [125] Q. ZHANG, J. ZHANG, Y. ZHAO, Y. WEN, P. LI, S. ZHANG, X. HE, J. ZHANG, UND X. ZHANG: Interfacial scattering effect on anisotropic magnetoresistance and anomalous Hall effect in Ta/Fe multilayers (Supplementary Material). In: *AIP Advances* **8** (2018), S. 055813 – 055813–6

-
- [126] G. VÉRTESY, I. TOMÁŠ, L. PŮST, UND J. PAČES: Temperature dependence of domain-wall coercive field in magnetic garnet films. In: *Journal of Applied Physics* **71** 7 (1992), S. 3462–3466
- [127] R. S. ISKHA KOV UND S. V. KOMOGORTSEV: Magnetic Microstructure of Amorphous, Nanocrystalline, and Nanophase Ferromagnets. In: *The Physics of Metals and Metallography* **112** 7 (2011)
- [128] K. P. BELOV, R. Z. LEVITIN, UND S. A. NIKITIN: Ferromagnetism and Antiferromagnetism of Rare-Earth Metals. In: *Advances in Physical Sciences* **7** 2 (1964), S. 179–208
- [129] I. A. CAMPBELL: Indirect exchange for rare earths in metals. In: *Journal of Physics F: Metal Physics* **2** (1972), S. L47 – L50
- [130] J. JENSEN UND A. R. MACKINTOSH: *Rare Earth Magnetism*. Oxford : Clarendon Press, 1991
- [131] J. YU, P. R. LECLAIR, G. J. MANKEY, J. L. ROBERTSON, M. L. CROW, UND W. TIAN: Exploring the magnetic phase diagram of dysprosium with neutron diffraction. In: *Physical Review B* **91** 1 (2015), S. 014404–1 – 014404–11
- [132] S. D. BARRETT UND S. S. DHESI: *The Structure of Rare-Earth Metal Surfaces*. London : Imperial College Press, 2001
- [133] K. P. BELOV, R. Z. LEVITIN, S. A. NIKITIN, UND A. V. PEDKO: Magnetic and Magnetoelastic Properties of Dysprosium and Gadolinium. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **13** 6 (1961), S. 1096–1101
- [134] A. V. ANDRIANOV, YU. P. GAIDUKOV, A. N. VASIL’EV, UND E. FAWCETT: The magnetic phase diagrams of dysprosium. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **97** (1991), S. 246–250
- [135] A. S. CHERNYSHOV, A. O. TSOKOL, A. M. TISHIN, K. A. GSCHNEIDNER, JR., UND V. K. PECHARSKY: Magnetic and magnetocaloric properties and the magnetic phase diagram of single-crystal dysprosium. In: *Physical Review B* **71** 18 (2005), S. 184410–1 – 184410–17
- [136] G. SCHEUNERT, C. WARD, W. R. HENDREN, A. A. LAPICKI, R. HARDEMAN, M. MOONEY, M. GUBBINS, UND R. M. BOWMAN: Influence of strain and polycrystalline ordering on magnetic properties of high moment rare earth metals and alloy. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* **47** (2014), S. 1–14
- [137] G. SCHEUNERT, O. HEINONEN, R. HARDEMAN, A. LAPICKI, M. GUBBINS, UND R. M. BOWMAN: A review of high magnetic moment thin films for microscale and nanotechnology applications. In: *Applied Physics Review* **3** 1 (2016), S. 011301–1 – 011301–44

- [138] V. STEPANKIN: Magnetically aligned polycrystalline dysprosium as ultimate saturation ferromagnet for high magnetic field polepieces. In: *Physica B: Condensed Matter* **211** (1995), S. 345–347
- [139] J. M. D. COEY: Hard Magnetic Materials: A Perspective. In: *IEEE Transactions on Magnetics* **47** 12 (2011), S. 4671–4681
- [140] P. D. YE, D. WEISS, R. R. GERHARDTS, M. SEEGER, K. VON KLITZING, K. EBERL, UND H. NICKEL: Electrons in a Periodic Magnetic Field Induced by a Regular Array of Micromagnets. In: *Physical Review Letters* **74** 15 (1995), S. 3013–3017
- [141] M. CERCHEZ, S. HUGGER, T. HEINZEL, UND N. SCHULZ: Effect of edge transmission and elastic scattering on the resistance of magnetic barriers: Experiment and theory. In: *Physical Review B* **75** 3 (2007), S. 3035341–1 – 305341–6
- [142] C. BETTHAUSEN, T. DOLLINGER, H. SAARIKOSKI, V. KOLKOVSKY, G. KARCZEWSKI, T. WOJTOWICZ, K. RICHTER, D. WEISS: Spin-Transistor Action via Tunable Landau-Zener Transitions. In: *Science* **337** (2012), S. 324–327
- [143] P. FALTERMEIER, G. V. BUDKIN, J. UNVERZAGT, S. HUBMANN, A. PFALLER, V. V. BEL'KOV, L. E. GOLUB, E. L. IVCHENKO, Z. ADAMUS, G. KARCZEWSKI, T. WOJTOWICZ, V. V. POPOV, D. V. FATEEV, D. A. KOZLOV, D. WEISS, UND S. D. GANICHEV: Magnetic quantum ratchet effect in (Cd,Mn)Te- and CdTe-based quantum well structures with a lateral asymmetric superlattice. In: *Physical Review B* **95** 15 (2017), S. 155442–1 – 155442–12
- [144] G. SCHEUNERT, W. R. HENDREN, A. A. LAPICKI, P. JESUDOSS, R. HARDEMAN, M. GUBBINS, UND R. M. BOWMAN: Improved magnetization in sputtered dysprosium thin films. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* **46** 152001 (2013), S. 1–6
- [145] A. E. CURZON AND H. G. CHLEBEK: The observation of face centred cubic Gd, Tb, Dy, Ho, Er and Tm in the form of thin films and their oxidation. In: *Journal of Physics F: Metal Physics* **3** (1973), S. 1–5
- [146] O. JAOLU, I. A. CAMPBELL, UND A. FERT: Spontaneous resistivity anisotropy in Ni alloys. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **5** (1977), S. 23–34
- [147] C. SÜRGERS, G. FISCHER, P. WINKEL, UND H. v. LÖHNEYSSEN: Magnetotransport in ferromagnetic Mn_5Ge_3 , $\text{Mn}_5\text{Ge}_3\text{C}_{0.8}$, and $\text{Mn}_5\text{Si}_3\text{C}_{0.8}$ thin films. In: *Physical Review B* **90** 10 (2014), S. 104421–1 – 104421–9
- [148] M. TSUNODA, Y. KOMASAKI, S. KOKADO, S. ISOGAMI, C.-C. CHEN, UND M. TAKAHASHI: Negative Anisotropic Magnetoresistance in Fe_4N Film. In: *Applied Physics Express* **2** (2009), S. 083001–1 – 083001–3

-
- [149] S. KOKADO, M. TSUNODA, K. HARIGAYA, UND A. SAKUMA: Anisotropic Magnetoresistance Effects in Fe, Co, Ni, Fe₄N, and Half-Metallic Ferromagnet: A Systematic Analysis. In: *Journal of the Physical Society of Japan* **81** (2012), S. 024705–1 – 024705–17
- [150] J. WELFORD: *The magnetocrystalline anisotropy of dysprosium and terbium-scandium alloys*, Durham University, Dissertation, 1974
- [151] R. S. BEACH, J. A. BORCHES, R. W. ERWIN, C. P. FLYNN, A. MATHNEY, J. J. RHYNE, UND M. B. SALAMON: Magnetic order in Dy/Lu superlattices. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **104-107** (1992), S. 1915–1917
- [152] R. S. BEACH, J. A. BORCHERS, A. MATHENY, R. W. ERWIN, M. B. SALAMON, B. EVERITT, K. PETTIT, J. J. RHYNE, UND C. P. FLYNN: Enhanced Curie Temperatures and Magnetoelastic Domains in Dy/Lu Superlattices and Films. In: *Physical Review Letters* **70** 22 (1993), S. 3502–3505
- [153] R. F. C. FARROW, S. S. P. PARKIN, V. S. SPERIOSU, A. BEZINGE, UND A. P. SEGMULLER: Structural and magnetic characterization of rare earth and transition metal films grown on epitaxial buffer films on semiconductor substrates. In: *Material Research Society Symposium Proceedings* **151** (1989), S. 203–211
- [154] C. DUFOUR, K. DUMESNIL, PH. MANGIN, G. MARCHAL, UND M. HENNION: Shifts of Curie temperature of epitaxial dysprosium films. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **156** (1996), S. 425–426
- [155] R. HERZ UND H. KRONMÜLLER: Field-induced magnetic phase transitions in dysprosium. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **1-3** (1978), S. 273–275
- [156] R. P. JENA UND A. LAKHANI: Resistivity study of Dy_{0.93}Y_{0.07} alloy. In: *Journal of Physics: Conference Series* **755** 012030 (2016), S. 1–4
- [157] P. M. HALL, S. LEGVOLD, UND F. H. SPEDDING: Electrical Resistivity of Dysprosium Single Crystals. In: *Physical Review* **117** 4 (1960), S. 971–973
- [158] R. V. COLVIN, S. LEGVOLD, UND F. H. SPEDDING: Electrical Resistivity of the Heavy Rare-Earth Metals. In: *Physical Review* **120** 3 (1960), S. 741–745
- [159] A. LAKHANI, A. BAIDYA, UND R. P. JENA: Study of dysprosium in different magnetic states. In: *AIP Conference Proceedings* **1731** (2016), S. 030023–1 – 030023–3
- [160] Z. S. SHAN, S. NAFIS, K. D. AYLESWORTH, UND D. J. SELLMYER: Magnetic properties, anisotropy, and microstructure of sputtered rare-earth iron multilayers. In: *Journal of Applied Physics* **63** 8 (1988), S. 3218–3220

- [161] Z. S. SHAN UND D. J. SELLMYER: Structure and magnetic properties of nanostructured Dy/transition-metal multilayered films. In: *Journal of Applied Physics* **64** 10 (1988), S. 5745–5747
- [162] Z. S. SHAN, D. J. SELLMYER, S. S. JASWAL, Y. J. WANG, UND J. X. SHEN: Magnetism of Rare-Earth-Transition-Metal Nanoscale Multilayers. In: *Physical Review Letters* **63** 4 (1989), S. 449–452
- [163] Z. S. SHAN, D. J. SELLMYER, S. S. JASWAL, Y. J. WANG, UND J. X. SHEN: Magnetism of rare-earth-transition-metal nanoscale multilayers. I. Experiments on Dy/Co, Dy/Fe, and Tb/Fe. In: *Physical Review B* **42** 16 (1990), S. 10 433 – 10 445
- [164] F. RICHOMME, B. SCHOLZ, R. A. BRAND, W. KEUNE, UND J. TEILLET: Modulated structure and magnetic properties of UHV deposited Fe/Tb multilayers. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **156** (1996), S. 195–196
- [165] J. TAPPERT, W. KEUNE, R. A. BRAND, P. VULLIET, J.-P. SANCHEZ, UND T. SHINJO: Magnetism and structure of Dy/Fe multilayers studied by ^{57}Fe and ^{161}Dy Mössbauer spectroscopy. In: *Journal of Applied Physics* **80** 8 (1996), S. 4503–4511
- [166] E. TALBOT, P.E. BERCHE, D. LEDUE, UND R. PATTE: Magnetic properties of Fe/Dy multilayers: A Monte Carlo investigation. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **316** (2007), S. 281–284
- [167] E. TALBOT, P.E. BERCHE, UND D. LEDUE: Monte Carlo investigation of the magnetic anisotropy in Fe/Dy multilayers. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320** (2008), S. 2811–2822
- [168] A. TAMION, E. CADEL, C. BORDEL, UND D. BLAVETTE: Influence of the interface local chemistry on the magnetic anisotropy of (Fe/Dy) multilayers. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **290-291** (2005), S. 238–241
- [169] A. TAMION, E. CADEL, C. BORDEL, UND D. BLAVETTE: Three-dimensional atom probe investigation of Fe/Dy multilayers. In: *Scripta Materialia* **54** (2006), S. 671–675
- [170] A. TAMION, F.OTT, P.-E. BERCHE, E. TALBOT, C. BORDEL, UND D. BLAVETTE: Magnetization depth profile of (Fe/Dy) multilayers. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320** (2008), S. 2650–2659
- [171] E. TALBOT, D. LEDUE, UND P.E. BERCHE: Magnetization reversal in amorphous Fe/Dy multilayers: A Monte Carlo study. In: *Journal of Applied Physics* **106** 2 (2009), S. 023901–1 – 023901–10
- [172] K. DUMESNIL, M. DUTHEIL, C. DUFOUR, UND PH. MANGIN: Spring magnet behavior in $\text{DyFe}_2/\text{YFe}_2$ Laves phases superlattices. In: *Physical Review B* **62** 2 (2000), S. 1136–1140

-
- [173] K. H. J. BUSCHOW: Intermetallic Compounds of Rare Earth Elements and Ni, Co, or Fe. In: *Physica status solidi (a)* **7** 199 (1971), S. 199–210
- [174] K. H. J. BUSCHOW: Intermetallic compounds of rare-earth and 3d transition metals. In: *Reports on Progress in Physics* **40** 10 (1977), S. 1179–1256
- [175] N. H. DUC, T. D. HIEN, D. GIVORD, J. J. M. FRANSE, UND F. R. DE BOER: Exchange interactions in rare earth-transition metal compounds. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **124** 3 (1993), S. 305–311
- [176] A. S. MARKOSYAN: Alloys of 4f (R) and 3d (T) Elements: Magnetism. In: K. H. J. BUSCHOW (Hrsg.): *Concise Encyclopedia of Magnetic and Superconducting Materials (2nd ed.)*. Amsterdam : Elsevier, 2005, S. 4–11
- [177] M. SAWICKI, G. J. BOWDEN, P. A. J. DE GROOT, B. D. RAINFORD, J.-M. L. BEAUJOUR, R. C. C. WARD, UND M. R. WELLS: Magnetic properties of epitaxial (110) multilayer films of DyFe₂ and YFe₂. In: *Journal of Applied Physics* **87** 9 (2000), S. 6839–6841
- [178] M. SAWICKI, G. J. BOWDEN, P. A. J. DE GROOT, B. D. RAINFORD, J.-M. L. BEAUJOUR, R. C. C. WARD, UND M. R. WELLS: Engineering coercivity in epitaxially grown (110) films of DyFe₂-YFe₂ superlattices. In: *Applied Physics Letters* **77** 4 (2000), S. 573–575
- [179] M. SAWICKI, G. J. BOWDEN, P. A. J. DE GROOT, B. D. RAINFORD, J.-M. L. BEAUJOUR, R. C. C. WARD, UND M. R. WELLS: Exchange springs in antiferromagnetically coupled DyFe₂-YFe₂ superlattices. In: *Physical Review B* **62** 9 (2000), S. 5817–5820
- [180] J. M. L. BEAUJOUR, G. J. BOWDEN, S. GORDEEV, P. A. J. DE GROOT, B. D. RAINFORD, M. SAWICKI, R. C. C. WARD, UND M. R. WELLS: Effect of exchange springs on the coercivity of DyFe₂-YFe₂ superlattices. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **226-230** (2001), S. 1714–1716
- [181] K. DUMESNIL, C. DUFOUR, PH. MANGIN, UND A. ROGALEV: Magnetic springs in exchange-coupled DyFe₂/YFe₂ superlattices: An element-selective x-ray magnetic circular dichroism study. In: *Physical Review B* **65** 9 (2002), S. 094401–1 – 094401–5
- [182] K. DUMESNIL, S. FERNANDEZ, A. AVISOU, C. DUFOUR, A. ROGALEV, F. WILHELM, UND E. SNOECK: Temperature and thickness dependence of the magnetization reversal in DyFe₂/YFe₂ exchange-coupled superlattices. In: *The European Physical Journal B* **72** (2009), S. 159–171
- [183] G. B. G. STENNING, G. J. BOWDEN, S. A. GREGORY, P. A. J. DE GROOT, G. VAN DER LAAN, L. R. SHELFORD, P. BENCOK, P. STEADMAN, A. N. DOBRYNIN, UND T. HESJEDAL: Transverse magnetic exchange springs in a DyFe₂/YFe₂ superlattice. In: *Physical Review B* **86** 17 (2012), S. 174420–1 – 174420–5

- [184] G. J. BOWDEN, J.-M. L. BEAUJOUR, A. A. ZHUKOV, B. D. RAINFORD, P. A. J. DE GROOT, R. C. C. WARD, UND M. R. WELLS: Modeling the magnetic properties of DyFe₂/YFe₂ superlattices. In: *Journal of Applied Physics* **93** 10 (2003), S. 6480–6482
- [185] J. P. ZIMMERMANN, G. BORDIGNON, R. P. BOARDMAN, T. FISCHBACHER, H. FANGOHR, K. N. MARTIN, G. J. BOWDEN, A. A. ZHUKOV, UND PETER A. J. DE GROOT: Micromagnetic simulation of the magnetic exchange spring system DyFe₂/YFe₂. In: *Journal of Applied Physics* **99** (2006), S. 08B904–1 – 08B904–3
- [186] G. GUO, G. ZHANG, S. SONG, D. W. WANG, G. J. BOWDEN, UND P. A. J. DE GROOT: Irreversible magnetic exchange-spring processes in antiferromagnetic exchange coupled bilayer systems. In: *Applied Physics Letters* **93** (2008), S. 102505–1 – 102505–3
- [187] M. R. FITZSIMMONS, C. DUFOUR, K. DUMESNIL, J. DOU UND M. PECHAN: Mechanisms of exchange bias in DyFe₂/YFe₂ exchange-coupled superlattices. In: *Physical Review B* **79** 14 (2009), S. 144425–1 – 144425–11
- [188] J. G. M. ARMITAGE, T. DUMELow, P. C. RIEDI, UND J. S. ABELL: The magnetic moment at the yttrium site in Y-Fe compounds: pressure dependence of the magnetisation and hyperfine field. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* **1** (2009), S. 3987–3994
- [189] ISAO KITAGAWA: Calculation of electronic structures and magnetic moments of Nd₂Fe₁₄B and Dy₂Fe₁₄B by using linear-combination-of-pseudo-atomic-orbital method. In: *Journal of Applied Physics* **105** 7 (2009), S. 07E502–1 – 07E502–3
- [190] T. EGAMI UND C. D. GRAHAM JR.: Domain Walls in Ferromagnetic Dy and Tb. In: *Journal of Applied Physics* **42** 4 (1971), S. 1299–1300
- [191] J. Y. GU, J. BURGESS, UND C.-Y. YOU: Temperature dependence of magnetization reversal processes in exchange-spring magnets. In: *Journal of Applied Physics* **107** (2010), S. 103918–1 – 103918–5
- [192] J. P. LIU, R. SKOMSKI, Y. LIU, UND D. J. SELLMYER: Temperature dependence of magnetic hysteresis of RCo_x : Co nanocomposites (R=Pr and Sm). In: *Journal of Applied Physics* **87** 9 (2000), S. 6740–6742
- [193] J. T. ELIZALDE GALINDO, A. W. BHUIYA, F. RIVERA GÓMEZ, J. A. MATUTES AQUINO, UND C. E. BOTEZ: Temperature dependence of magnetic properties and magnetic interactions in YCo₅/Y₂Co₁₇ nanocomposite powders. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* **41** (2008), S. 1–5
- [194] L. P. MUÑOZ ORTEGA, J. T. ELIZALDE GALINDO, J. R. FARIAS MANCILLA, C. R. SANTILLAN, UND J. A. MATUTES AQUINO: Temperature effect on dipolar and exchange interactions for SmCo₅ + Fe₆₅Co₃₅

- nanocomposite powders. In: *Journal of Applied Physics* **111** (2000), S. 07B505–1 – 07B505–3
- [195] J. H. YIN, Z. G. SUN, Z. R. ZHANG, H. W. ZHANG, UND B. G. SHEN: Temperature dependence of exchange field in exchange-spring magnets. In: *Journal of Applied Physics* **89** 12 (2001), S. 8351–8353
- [196] M. EHLERT: *Experimente zum Spin-Hall Effekt in Halbleitern*, Universität Regensburg, Diplomarbeit, 2012
- [197] A. FERT: Historical Overview: From Electron Transport in Magnetic Materials to Spintronics. In: E. TSYMBAL UND I. ŽUTIĆ (Hrsg.): *Handbook of Spin Transport and Magnetism*. Boca Raton : CRC-Press, 2012, S. 3–17
- [198] F. J. JEDEMA: *Electrical Spin Injection in metallic Mesoscopic Spin Valves*, University of Groningen, Dissertation, 2002
- [199] M. JOHNSON UND R. H. SILSBEE: Coupling of electronic charge and spin at a ferromagnetic-paramagnetic metal interface. In: *Physical Review B* **37** 10 (1988), S. 5312 – 5326
- [200] M. JOHNSON: Spin Injection, Accumulation, and Relaxation in Metals. In: E. TSYMBAL UND I. ŽUTIĆ (Hrsg.): *Handbook of Spin Transport and Magnetism*. Boca Raton : CRC-Press, 2012, S. 115–136
- [201] G. SCHMIDT, D. FERRAND, L. W. MOLENKAMP, A. T. FILIP, UND B. J. VAN WEES: Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor. In: *Physical Review B* **62** 8 (2000), S. R4790–E4793
- [202] G. SCHMIDT: Concepts for spin injection into semiconductors-a review. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* **38** (2005), S. R107–R122
- [203] A. FERT UND H. JAFFRES: Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor. In: *Physical Review B* **64** 18 (2001), S. 184420–1 – 184420–9
- [204] R. H. SILSBEE: Novel Method for the Study of Spin Transport in Conductors. In: *Bulletin of Magnetic Resonance* **2** 1-4 (1980), S. 284–285
- [205] M. JOHNSON UND R. H. SILSBEE: Interfacial Charge-Spin Coupling: Injection and Detection of Spin Magnetization in Metals. In: *Physical Review Letters* **55** 17 (1985), S. 1790 – 1793
- [206] J. FABIAN UND I. ŽUTIĆ: The standard model of spin injection. In: R. WASER, C. M. SCHNEIDER, M. MORGENSTERN, D. BÜRGLER, UND S. BLÜGEL (Hrsg.): *Spintronics - from GMR to quantum information: lecture notes of the 40th spring school 2009*. Jülich : Forschungszentrum Jülich, 2009, S. 1–39

- [207] H. X. TANG, F. G. MONZON, M. L. ROUKES, F. J. JEDEMA, A. T. FILIP, UND B. J. VAN WEES: Spin Injection and Transport in Micro- and Nanoscale Devices. In: D. D. AWSCHALOM, D. LOSS, UND N. SAMARTH (Hrsg.): *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2002, S. 31–92
- [208] C. GOULD, C. RUESTER, T. JUNGWIRTH, E. GIRGIS, G. M. SCHOTT, R. GIRAUD, K. BRUNNER, G. SCHMIDT, UND L. W. MOLENKAMP: Tunneling Anisotropic Magnetoresistance: A Spin-Valve-Like Tunnel Magnetoresistance Using a Single Magnetic Layer. In: *Physical Review Letters* **93** 11 (2004), S. 117203–1 – 117203–4
- [209] R. GIRAUD, M. GRYGLAS, L. THEVENARD, A. LEMAITRE, UND G. FAINI: Voltage-controlled tunneling anisotropic magneto-resistance of a ferromagnetic p^{++} -(Ga,Mn)As/ n^+ -GaAs Zener-Esaki diode. In: *Applied Physics Letters* **87** 24 (2005), S. 242505–1 – 242505–11
- [210] P. VAN DORPE, W. VAN ROY, J. DE BOECK, UND G. BORGHIS: Nuclear spin orientation by electrical spin injection in an $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ spin-polarized light-emitting diode. In: *Physical Review B* **72** 3 (2005), S. 035315–1 – 035315–4
- [211] M. CIORGA: *All-electrical spin injection and detection in an all-semiconductor lateral device with (Ga,Mn)As/GaAs spin-Esaki diode contacts*, Universität Regensburg, Präsentation, 2010
- [212] D. WEISS: *Halbleiterphysik*, Universität Regensburg, Vorlesungsskript, 2013
- [213] I. USCHMANN, T. KÄMPFER, F. ZAMPONI, A. LÜBCKE, U. ZASTRAU, R. LOETZSCH, S. HÖFER, A. MORAK, UND E. FÖRSTER: Investigation of fast processes in condensed matter by time-resolved x-ray diffraction. In: *Applied Physics A* **96** (2009), S. 91–98
- [214] S. KAYALI: GaAs Material Properties. In: S. KAYALI, G. PONCHAK, UND R. SHAW (Hrsg.): *GaAs MMIC Reliability Assurance Guideline for Space Applications*. JPL Publications 96-25. Pasadena : California Institute of Technology, 1996, S. 16–23
- [215] G. DRESSELHAUS: Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures. In: *Physical Review* **100** 2 (1955), S. 580–586
- [216] B. DEINHARDT: *Spin Hall Effect in Two-dimensional Hole Gases*, Universität Regensburg, Diplomarbeit, 2009
- [217] A. G. BACA UND C. I. H. ASHBY: *Fabrication of GaAs Devices*. London : The Institution of Engineering and Technology, 2005
- [218] L. E. SMART UND E. A. MOORE: *Solid state chemistry: an introduction (3rd ed.)*. Boca Raton : Taylor and Francis CRC Press, 2006

-
- [219] N. CHAND: MBE growth of high-quality GaAs. In: *Journal of Crystal Growth* **97** (1989), S. 415–429
- [220] B. G. STREETMAN UND S. BANERJEE: *Solid State electronic Devices (5th ed.)*. New Jersey : Prentice Hall, 2000
- [221] T. JUNGWIRTH, J. SINOVA, J. MASEK, J. KUCERA, UND A. H. MACDONALD: Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors. In: *Reviews of Modern Physics* **78** 3 (2006), S. 809–864
- [222] H. OHNO, A. SHEN, F. MATSUKURA, A. OIWA, A. ENDO, S. KATSUMOTO, UND Y. IYE: (Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs. In: *Applied Physics Letter* **69** 3 (1996), S. 363–365
- [223] C. H. BUTSCHKOW: *Magnetotransportuntersuchungen an epitaktisch gewachsenen GaMnAs Nanodrähten*, Universität Regensburg, Diplomarbeit, 2010
- [224] M. OPEL: *Magnetismus*, Walther-Meissner-Institut München, Vorlesungsskript, 2004
- [225] F. MATSUKURA, H. OHNO, A. SHEN, UND Y. SUGAWARA: Transport properties and origin of ferromagnetism in (Ga,Mn)As. In: *Physical Review B* **57** 4 (1998), S. R2037–R2040
- [226] S. LEE, J.-H. CHUNG, X. LIU, J. K. FURDYNA, UND B. KIRBY: Ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As. In: *Materials Today* **12** 9 (2009), S. 14–21
- [227] H. OHNO: Making Nonmagnetic Semiconductors Ferromagnetic. In: *Science* **281** (1998), S. 951–956
- [228] T. DIETL UND H. OHNO: Dilute ferromagnetic semiconductors: Physics and spintronic structures. In: *Review of Modern Physics* **86** 1 (2014)
- [229] M. CIORGA, M. UTZ, D. SCHUH, D. BOUGEARD, UND D. WEISS: Effect of contact geometry on spin-transport signals in nonlocal (GaMn)/As-GaAs devices. In: *Physical Review B* **88** 15 (2013), S. 155308–1 – 155308–9
- [230] U. WELP, V. VLASKO-VLASOV, X. LIU, J.K. FURDYNA, UND T. WOJTOWICZ: Magnetic Domain Structure and Magnetic Anisotropy in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$. In: *Physical Review Letter* **90** 16 (2003), S. 167206–1 – 167206–4
- [231] M. BUCHNER, T. KUCZMIK, M. OLTSCHER, M. CIORGA, T. KORN, J. LOHER, D. SCHUH, C. SCHÜLLER, D. BOUGEARD, D. WEISS, UND C. H. BACK: Optical investigation of electrical spin injection into an inverted two-dimensional electron gas structure. In: *Physical Review B* **95** 3 (2017), S. 035304–1 – 035304–7
- [232] J. H. DAVIES: *The Physics of Low-dimensional Semiconductors*. New York : Cambridge University Press, 1998

- [233] A. TRELLAKIS, T. ZIBOLD, T. ANDLAUER, S. BIRNER, R. K. SMITH, R. MORSCHL, UND P. VOGL: The 3D nanometer device project nextnano: Concepts, methods, results. In: *Journal of Computational Electronics* **5** 4 (2006), S. 285–289
- [234] M. KOHDA, Y. OHNO, K. TAKAMURA, F. MATSUKURA, UND H. OHNO: A Spin Esaki Diode. In: *Japanese Journal of Applied Physics* **40** (2001), S. L1274 – L1276
- [235] D. SCHOLZ: *Wechselwirkung zwischen zweidimensionalen Elektronengasen und selbstorganisierten Quantenpunkten*, Universität Regensburg, Dissertation, 2012
- [236] M. CIORGA: *Spin Esaki diodes as efficient electrical spin probes: Spin Hall effect in bulk GaAs and spin injection in 2D systems*, Universität Regensburg, Präsentation, 2015
- [237] H.-A. ENGEL, E. I. RASHBA, UND B. I. HALPERIN: Theory of Spin Hall Effects in Semiconductors. In: H. KRONMÜLLER UND S. PARKIN (Hrsg.): *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. Hoboken : Wiley, 2007, S. 1–20
- [238] S. GIGLBERGER, L. E. GOLUB, V. V. BEL’KOV, S. N. DANILOV, D. SCHUH, C. GERL, F. ROHLFING, J. STAHL, W. WEGSCHEIDER, D. WEISS, W. PRETTL, UND S. D. GANICHEV: Rashba and Dresselhaus spin splittings in semiconductor quantum wells measured by spin photocurrents. In: *Physical Review B* **75** 3 (2007), S. 035327–1 – 035327–8
- [239] R. WINKLER: Spin orientation and spin precession in inversion-asymmetric quasi-two-dimensional electron systems. In: *Physical Review B* **69** 4 (2004), S. 045317–1 – 045317–9
- [240] J. D. KORALEK, C. P. WEBER, J. ORENSTEIN, B. A. BERNEVIG, S.-C. ZHANG, S. MACK, UND D. D. AWSCHALOM: Emergence of the persistent spin helix in semiconductor quantum wells. In: *Nature* **458** (2009), S. 610–613
- [241] M. KOHDA, V. LECHNER, Y. KUNIHASHI, T. DOLLINGER, P. OLBRICH, C. SCHÖNHUBER, I. CASPERS, V. V. BEL’KOV L. E. GOLUB, D. WEISS, K. RICHTER, J. NITTA, UND S. D. GANICHEV: Gate-controlled persistent spin helix state in (In,Ga)As quantum wells. In: *Physical Review B* **86** 8 (2012), S. 081306–1 – 081306–5
- [242] M. KOHDA UND G. SALIS: Physics and application of persistent spin helix state in semiconductor heterostructures. In: *Semiconductor Science and Technology* **32** (2017), S. 1–24
- [243] I. ŽUTIĆ, J. FABIAN, UND S. DAS SARMA: Spintronics: Fundamentals and applications. In: *Reviews of Modern Physics* **76** 2 (2004), S. 323–410

- [244] M. I. D'YAKONOV UND V. I. PEREL': Possibility of Orienting Electron Spins with Current. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **13** 11 (1977), S. 467–469
- [245] R. J. ELLIOTT: Possibility of Orienting Electron Spins with Current. In: *Physical Review* **96** 2 (1954), S. 266–279
- [246] S. D. GANICHEV, H. KETTERL, W. PRETTL, E. L. IVCHENKO, UND L. E. VOROBYEV: Circular photogalvanic effect induced by monopolar spin orientation in p-GaAs/AlGaAs multiple-quantum wells. In: *Applied Physics Letters* **77** 20 (2000), S. 3146–3148
- [247] S. D. GANICHEV UND W. PRETTL: Spin photocurrents in quantum wells. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* **15** (2003), S. R935–R983
- [248] S. D. GANICHEV, S. N. DANILOV, P. SCHNEIDER, V. V. BEL'KOV, L. E. GOLUB, W. WEGSCHEIDER, D. WEISS, UND W. PRETTL: Electric current-induced spin orientation in quantum well structures. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **300** (2006), S. 127–131
- [249] A. M. SHEIKHABADI UND R. RAIMONDI: Inverse Spin Galvanic Effect in the Presence of Impurity Spin-Orbit Scattering: A Diagrammatic Approach. In: *Condensed Matter* **2** 2 (2017)
- [250] A. MANCHON, H. C. KOO, J. NITTA, S. M. FROLOV, UND R. A. DUINE: New perspectives for Rashba spin-orbit coupling. In: *Nature Materials* **14** (2015), S. 871–882
- [251] Y. ANDO UND M. SHIRAISHI: Spin to Charge Interconversion Phenomena in the Interface and Surface States. In: *Journal of the Physical Society of Japan* **86** (2017), S. 01001–1 – 01001–13
- [252] L. CHEN, M. DECKER, M. KRONSEDER, R. ISLINGER, M. GMITRA, D. SCHUH, D. BOUGEARD, J. FABIAN, D. WEISS, UND C. H. BACK: Robust spin-orbit torque and spin-galvanic effect at the Fe-GaAs (001) interface at room temperature. In: *Nature Communications* **7** 13802 (2016), S. 1–7
- [253] S. D. GANICHEV UND W. PRETTL: Terahertz Radiation Induced Spin Photocurrents in Non-magnetic Low Dimensional Materials. In: *Acta Physica Polonica A* **108** 4 (2005), S. 581–608
- [254] V. M. EDELSTEIN: Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems. In: *Solid State Communications* **73** 3 (1990), S. 233–235
- [255] J. C. ROJAS SÁNCHEZ, L. VILA, G. DESFONDS, S. GAMBARELLI, J. P. ATTANÉ, J. M. DE TERESA, C. MAG'EN, UND A. FERT: Spin-to-charge conversion using Rashba coupling at the interface between non-magnetic materials. In: *Nature Communications* **4** (2013), S. 2944–1 – 2944–7

- [256] A. G. ARONOV UND Y. B. LYANDA-GELLER: Nuclear electric resonance and orientation of carrier spins by an electric field. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **50** 9 (1989), S. 431–434
- [257] A. JOHANSSON, J. HENK, UND I. MERTIG: Theoretical aspects of the Edelstein effect for anisotropic two-dimensional electron gas and topological insulators. In: *Physical Review B* **93** 19 (2016), S. 195440–1 – 195440–9
- [258] E. L. IVCHENKO UND G. E. PIKUS: New photogalvanic effect in gyrotropic crystals. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **27** 11 (1978), S. 604–608
- [259] E. L. IVCHENKO, Y. B. LYANDA-GELLER, UND G. E. PIKUS: Photocurrent in structures with quantum wells with an optical orientation of free carriers. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **50** 3 (1989), S. 175–177
- [260] B. KOOPMANS, P. V. SANTOS, UND M. CARDONA: Optical Activity in Semiconductors: Stress and Confinement Effects. In: *Physica status solidi (b)* **205** 419 (1998), S. 419–463
- [261] S. D. GANICHEV UND W. PRETTL: Spintronics aided by terahertz exposure. In: *SPIE Newsroom* (2007), S. 1–2
- [262] E. L. IVCHENKO UND S. D. GANICHEV: Spin-dependent photogalvanic effects (A review). In: *arXiv Preprint arXiv:1710.09223v1* (2017), S. 1–27
- [263] V. V. BEL'KOV UND S. D. GANICHEV: Magneto-gyrotropic effects in semiconductor quantum wells. In: *Semiconductor Science and Technology* **23** (2008), S. 1–12
- [264] S. D. GANICHEV, P. SCHNEIDER, V. V. BEL'KOV, E. L. IVCHENKO, S. A. TARASENKO, W. WEGSCHEIDER, D. WEISS, D. SCHUH, B. N. MURDIN, P. J. PHILLIPS, C. R. PIDGEON, D. G. CLARKE, M. MERRICK, P. MURZYN, E. V. BEREGULIN, UND W. PRETTL: Spin-galvanic effect due to optical spin orientation in *n*-type GaAs quantum well structures. In: *Physical Review B* **68** 8 (2003), S. 081302–1 – 081302–4
- [265] L. E. GOLUB: New Mechanism of the Spin-Galvanic Effect. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **85** 8 (2007), S. 393–397
- [266] D. RÜFFER, F. D. CZESCHKA, R. GROSS, UND S. T. B. GOENNENWEIN: Experimental observation of an enhanced anisotropic magnetoresistance in non-local configuration. In: *Applied Physics Letters* **99** 14 (2011), S. 142112–1 – 142112–3
- [267] D. C. POPP: *Spininjektion in zweidimensionale Elektronensysteme*, Universität Regensburg, Masterarbeit, 2016
- [268] F. EBERLE: *Gated Spin Injection Devices with a 2DEG Channel*, Universität Regensburg, Masterarbeit, 2017

-
- [269] P. M. MOONEY: Deep donor levels (*DX* centers) in III-V semiconductors. In: *Journal of Applied Physics* **67** 3 (1990), S. R1 – R26
- [270] M. I. NATHAN: Persistent photoconductivity in AlGaAs/GaAs modulation doped layers and field effect transistors: A review. In: *Solid State Electronics* **26** 2 (1986), S. 167 – 172
- [271] R. FLETCHER, E. ZAREMBA, M. D’IORIO, C. T. FOXON, UND J. J. HARRIS: Persistent photoconductivity and two-band effects in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterojunctions. In: *Physical Review B* **41** 15 (1990), S. 10649 – 10666
- [272] S. PRASAD: Physical mechanism for saturation of persistent photoconductivity in a GaAs-AlAs/GaAs single heterojunction. In: *Journal of Applied Physics* **94** 1 (2003), S. 454 – 464
- [273] P. M. MOONEY: Electrical properties of DX centers in GaAs and AlGaAs. In: *Radiation Effects and Defects in Solids* **111-112** 1-2 (1989), S. 281–298
- [274] G. A. LEITH, S. ZUKOTYNSKI, UND A. J. SPRINGTHORPE: Localized-capture-state model for the capture kinetics of the *DX* center in Al_xGa_{1-x}As. In: *Physical Review B* **45** 7 (1992), S. 3340 – 3343
- [275] S. HUNKLINGER: *Festkörperphysik (3. Auflage)*. München : Oldenbourg Verlag, 2011
- [276] M. OLTSCHER: *Spininjektion in zweidimensionale Elektrongase*, Universität Regensburg, Diplomarbeit, 2011
- [277] M. CIORGA, C. WOLF, A. EINWANGER, M. UTZ, D. SCHUH, UND D. WEISS: Local spin valve effect in lateral (Ga,Mn)As/GaAs spin Esaki diode devices. In: *AIP Advances* **1** 20 (2011), S. 022113–1 – 022113–6
- [278] G. SALIS, A. FUHRER, UND S. F. ALVARADO: Signatures of dynamically polarized nuclear spins in all-electrical lateral spin transport devices. In: *Physical Review B* **6** 11 (2009), S. 115332–1 – 115332–6
- [279] M. K. CHAN, Q. O. HU, J. ZHANG, T. KONDO, C. J. PALMSTRØM, UND P. A. CROWELL: Hyperfine interactions and spin transport in ferromagnet-semiconductor heterostructures. In: *Physical Review B* **80** 16 (2009), S. 161206–1 – 161206–4
- [280] J. SHIOGAI, M. CIORGA, M. UTZ, D. SCHUH, T. ARAKAWA, M. KOHDA, K. KOBAYASHI, T. ONO, W. WEGSCHEIDER, D. WEISS, UND J. NITTA: Dynamic nuclear spin polarization in an all-semiconductor spin injection device with (Ga,Mn)As/*n*-GaAs spin Esaki diode. In: *Applied Physics Letters* **101** 21 (2012), S. 212402–1 – 212402–5
- [281] G. MIHAJLOVIC, J. E. PEARSON, M. A. GARCIA, S. D. BADER, UND A. HOFFMANN: Negative Nonlocal Resistance in Mesoscopic Gold Hall

- Bars: Absence of the Giant Spin Hall Effect. In: *Physical Review Letters* **103** 16 (2009), S. 166601–1 – 166601–4
- [282] A. V. ETTINGSHAUSEN, W. NERNST: Ueber das Auftreten electromotorischer Kräfte in Metallplatten, welche von einem Wärmestrome durchflossen werden und sich im magnetischen Felde befinden. In: *Annalen der Physik* **265** 10 (1889), S. 343–347
- [283] T. SEKI, Y. HASEGAWA, S. MITANI, S. TAKAHASHI, H. IMAMURA, S. MAEKAWA, J. NITTA, UND K. TAKANASHI: Giant spin Hall effect in perpendicularly spin-polarized FePt/Au devices. In: *Nature Materials* **7** (2008), S. 125 – 129
- [284] T. SEKI, Y. HASEGAWA, S. MITANI, S. TAKAHASHI, H. IMAMURA, S. MAEKAWA, J. NITTA, UND K. TAKANASHI: Giant spin Hall effect in perpendicularly spin-polarized FePt/Au devices (Supplementary information). In: *Nature Materials* **7** (2008), S. S1 – S3
- [285] C. SONG, M. SPERL, M. UTZ, M. CIORGA, G. WOLTERS DORF, D. SCHUH, D. BOUGEARD, C. H. BACK, UND D. WEISS: Proximity Induced Enhancement of the Curie Temperature in Hybrid Spin Injection Devices. In: *Physical Review Letters* **107** 5 (2011), S. 056601–1 – 056601–4

Publikationsliste

Teile dieser Arbeit werden zur Veröffentlichung in einem Journal für angewandte Physik eingereicht als:

- Markus Ehlert, Helmut S. Körner, Thomas Hupfauer, Markus Schitko, Günther Bayreuther, und Dieter Weiss
Engineering and improving the magnetic properties of thin Fe layers through exchange coupling with hard magnetic Dysprosium layers

Diese Studie wurde zudem auf dem arXiv.org E-Print Server veröffentlicht als:

- Markus Ehlert, Helmut S. Körner, Thomas Hupfauer, Markus Schitko, Günther Bayreuther, und Dieter Weiss
Engineering and improving the magnetic properties of thin Fe layers through exchange coupling with hard magnetic Dysprosium layers
arXiv:1804.03609, S. 1-15 (2018)

Weitere Publikationen:

- Markus Ehlert, Cheng Song, Mariusz Ciorga, Thomas Hupfauer, Junichi Shiogai, Martin Utz, Dieter Schuh, Dominique Bougeard, und Dieter Weiss
All-electrical detection of spin Hall effect in semiconductors
Physica Status Solidi B **251** (9), 1725-1735 (2014)
- Markus Ehlert, Cheng Song, Mariusz Ciorga, Martin Utz, Dieter Schuh, Dominique Bougeard, und Dieter Weiss
All-electrical measurements of direct spin Hall effect in GaAs with Esaki diode electrodes
Physical Review B **86** (20), 205204 (2012)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die in meine Promotion involviert waren, insbesondere bei ..

- Prof. Dr. Dieter Weiss für die Möglichkeit, an diesen interessanten Themen forschen zu können, und der mir bei allen Fragen und Problemen während der Promotion stets weiterzuhelfen wusste.
- Prof. Dr. Christian Back für die Übernahme des Zweitgutachtens, und für hilfreiche Diskussionen über das Themengebiet der magnetischen Kopplung.
- Prof. Dr. Günther Bayreuther für hilfreiche Diskussionen zur Interpretation der Daten und zur Gestaltung der Experimente zur magnetischen Kopplung.
- PD Dr. Mariusz Ciorga für hilfreiche Diskussionen zum Spin-Galvanischen Effekt und zur Spininjektion.
- Dr. Helmut Körner für die Durchführung von zahlreichen SQUID-Messungen und für hilfreiche Diskussionen zur Interpretation der Daten.
- Dr. Thomas Hupfauer für Anregungen und Diskussionen zur Gestaltung und Auswertung der Messungen zur magnetischen Kopplung.
- Elke Haushalter und Claudia Moser im Sekretariat für die Unterstützung in sämtlichen organisatorischen Belangen.
- Uli Gürster, Daniel Pahl, Cornelia Linz, Michael Weigl und Thomas Haller für die technische Unterstützung im Reinraum und in allen anderen technischen Bereichen, sowie Christian Haimerl und Thomas Solleder für die Helium-Versorgung.
- meinen Bürokollegen, den Mitgliedern des Lehrstuhls und der Physik-Fakultät für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die unkomplizierte Zusammenarbeit.
- meiner Familie und allen Freunden und Bekannten, die mich während des Studiums und meiner Promotion unterstützt haben.

