

**Modulationsdotierte Germanium-MOSFETs für den Spin-Transport in
zweidimensionalen Lochgasen**

**Von der Fakultät Informatik, Elektrotechnik und Informationstechnik der
Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines Doktors der
Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung**

Vorgelegt von

David Weißhaupt

aus Überlingen

Hauptberichter: Prof. Dr. habil. Jörg Schulze

Mitberichter: Prof. Dr. habil. Joris van Slageren

Tag der mündlichen Prüfung: 4. Juli 2023

Institut für Halbleitertechnik der Universität Stuttgart

2023

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank geht dabei an meinen Doktorvater Herrn Prof. Dr. habil. Jörg Schulze für die Ermöglichung der Arbeit, die intensive und sehr gute Betreuung, die vielen fachlichen als auch nichtfachlichen Gespräche und darüber hinaus auch für die angenehme Studienzeit am IHT.

Des Weiteren möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. habil. Joris van Slageren für die Übernahme des Mitberichters, bei Herrn Prof. Dr. Jens Anders für die Rolle des orthogonalen Prüfers sowie bei Herrn Prof. Dr. Jan Hesselbarth für den Prüfungsvorsitz bedanken.

Herzlichen Dank gilt Frau Prof. Dr. habil. Inga Fischer vom Institut für Experimentalphysik und funktionelle Materialien der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus für die sehr gute Unterstützung und die intensive Zusammenarbeit in der Halbleiter-Spintronik.

Ebenso gilt mein Dank den Kooperationspartnern Herren Prof. Dr. habil. Joris van Slageren, Dr. Dominik Bloos und Dr. Michal Kern sowie allen weiteren Kollegen der van Slageren Arbeitsgruppe vom Institut für physikalische Chemie der Universität Stuttgart für die sehr gute, unkomplizierte und produktive Zusammenarbeit verbunden mit dem uneingeschränkten Zugang zu den Laboren und Messplätzen.

Herzlichen Dank auch an mein Kooperationspartner Herrn Dr. Christoph Sürgers vom Physikalischen Institut am Karlsruher Institut für Technologie. Dank seiner Unterstützung konnten die GMR-Messungen erfolgreich durchgeführt werden.

Vielen Dank an alle Kollegen am IHT, die mich auf meinem Weg begleitet und unterstützt haben. Insbesondere danke ich Herrn Dr. Michael Oehme und meinem Doktoranten-Kollegen M. Sc. Hannes Funk für die intensive Zusammenarbeit im Bereich der (Ge 2DHG basierten) Halbleiter-Spintronik.

Bedanken möchte ich mich auch bei meinen Studenten Lukas Gebert, Eric Sigle, Marco Dettling und Sergej Bullert, die mich im Rahmen ihrer Bachelor- und Masterarbeiten in Teilaspekten unterstützt haben.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	iii
Abkürzungsverzeichnis	ix
Natur- und Materialkonstanten	xiii
Abbildungsverzeichnis	xv
Tabellenverzeichnis	xxiii
Zusammenfassung	xxv
Abstract	xxvii
1 Motivation und Zielsetzung der Arbeit	1
2 Theorie und Methoden	9
2.1 Elektrische Leitfähigkeit und Streumechanismen im Halbleiter	9
2.1.1 <i>Drude-Modell ohne externes Magnetfeld</i>	9
2.1.2 <i>Drude-Modell mit externem Magnetfeld</i>	10
2.1.3 <i>Methode zur Hall-Messung anhand der Hall-Struktur</i>	12
2.1.4 <i>Methode nach van-der-Pauw</i>	14
2.1.5 <i>Streumechanismen im Halbleiter</i>	16
2.2 Das Ge 2DHG	18
2.2.1 <i>Halbleiter-Heteroepitaxie und Methode zur Auswertung der strukturellen Analyse</i>	18
2.2.2 <i>Bandstruktur von Ge und effektive Masse</i>	21
2.2.3 <i>Modulationsdotierung</i>	23

Einführung

Inhaltsverzeichnis

2.2.4	<i>Landau-Niveaus und SdH-Oszillationen</i>	24
2.2.5	<i>Methode zur Auswertung der SdH-Oszillationen</i>	28
2.3	(Halbleiter-)Spintronik	29
2.3.1	<i>Elektrische Spin-Injektion in ein Halbleiter-Material</i>	30
2.3.2	<i>Elektrische Spin-Detektion und GMR-Effekt</i>	32
2.3.3	<i>Spin-Transport und Spin-Relaxation im Ge 2DHG</i>	35
3	Bauelementkonzepte: Wachstum und Prozesse	37
3.1	Wachstum von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostrukturen mittels MBE	38
3.2	Prozesse zur Herstellung der Bauelemente	40
3.2.1	<i>Prozess 1: Hall-Elemente</i>	40
3.2.2	<i>Prozess 2: Mn_5Ge_3-Mikromagnete auf einem rückgeätzten Ge-QW</i>	43
3.2.3	<i>Prozess 3: Laterales $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelement</i>	49
3.2.4	<i>Prozess 4: (Spin-)MODFET</i>	52
3.3	Aufbau- und Verbindungstechnik	55
4	Proben und verwendete Messgeräte	57
4.1	Probenübersicht und Kristallanalyse	57
4.1.1	<i>Strukturelle Analyse der Ge 2DHG Proben auf der (100) Kristallorientierung</i>	59
4.1.2	<i>Strukturelle Analyse der Ge 2DHG Probe auf der (111) Kristallorientierung</i>	62
4.2	Verwendete Messgeräte	64
4.2.1	<i>Hall-Messung an vdP-Geometrien (IHT, Universität Stuttgart)</i>	64
4.2.2	<i>Magnetwiderstand an Hall-Strukturen (IPC, Universität Stuttgart)</i>	64

4.2.3	<i>SQUID-Magnetometer (PHI, Karlsruher Institut für Technologie)</i>	65
4.2.4	<i>Magnetwiderstandsmessung an Spin-Ventil Bauelementen (PHI, Karlsruher Institut für Technologie)</i>	65
4.2.5	<i>DC-Charakterisierung von MODFETs (IHT, Universität Stuttgart)</i>	66
5	(Spin-)Transportuntersuchungen von Ge 2DHGs bei tiefen Temperaturen	67
5.1	Einleitung und Motivation	67
5.2	(Spin-)Transportuntersuchungen Teil I: Hall-Messungen	68
5.3	(Spin-)Transportuntersuchungen Teil II: Magnetwiderstandsmessungen	71
5.4	Limitierung der Hall-Beweglichkeit	78
5.5	(Spin-)Transportuntersuchung auf der (111) Kristallorientierung	81
5.6	Zusammenfassung	84
6	Ferromagnetische Mn₅Ge₃-Kontakte auf rückgeätzten Ge 2DHGs	87
6.1	Einleitung und Motivation	87
6.2	Einfluss der Kristallorientierung auf die magnetischen Eigenschaften von Mn ₅ Ge ₃	89
6.2.1	<i>Elektrische Charakterisierung</i>	92
6.3	Formanisotropie: Strukturierte Mn ₅ Ge ₃ -Mikromagnete auf der (111) Kristallorientierung	94
6.4	Zusammenfassung	98
7	Elektrische Spin-Injektion in ein Ge (111) 2DHG unter Verwendung von ferromagnetischen Mn₅Ge₃-Kontakten	99
7.1	Einleitung und Motivation	99
7.2	Elektrische Charakterisierung	101

Einführung

Inhaltsverzeichnis

7.2.1	<i>Abkühlverhalten der Spin-Ventil Struktur</i>	101
7.2.2	<i>GMR-Messung und Abhängigkeit der elektrischen Spin-Injektion vom gewählten Arbeitspunkt I_{DC}</i>	102
7.2.3	<i>Temperaturabhängigkeit der elektrischen Spin-Injektion</i>	106
7.2.4	<i>Einfluss der Feldänderungsrate des externen magnetischen Feldes auf die Signalstruktur</i>	107
7.2.5	<i>Wiederholbarkeit der GMR-Messung</i>	108
7.3	Zusammenfassung	109
8	Ge 2DHG basierte MODFETs	111
8.1	Einleitung und Motivation	111
8.2	Temperaturabhängige DC-Charakterisierung	112
8.3	Variation der Modulationsdotierung	114
8.4	Zusammenfassung	117
9	Diskussion über die Realisierbarkeit eines Datta und Das Spin-Transistors auf Basis eines Ge 2DHGs	119
10	Zusammenfassung und Ausblick	123
A.	Literaturverzeichnis	127
B.	Detaillierte Beschreibung der Prozesse zur Herstellung der Bauelemente	141
C.	Herstellung von Ge 2DHG basierten Spin-MODFETs mit ferromagnetischen Mn_5Ge_3-Kontakten	157
D.	XRD- und AFM-Analysen der untersuchten Proben	159
E.	Publikationsliste	163
F.	Curriculum Vitae	167

Dissertation

Im Themengebiet der Spintronik

G. Eidesstattliche Erklärung

169

Einführung

Inhaltsverzeichnis



Abkürzungsverzeichnis

In der vorliegenden Arbeit werden die folgenden Akronyme verwendet:

2DEG	Zwei-dimensionales Elektronengas (engl. „two-dimensional electron gas“)
2DHG	Zwei-dimensionales Lochgas (engl. „two-dimensional hole gas“)
AC	Wechsel- (engl. „alternating current“), wird in Verbindung mit Wechsel-Spannung und Wechsel-Strom benutzt
AFM	Rasterkraftmikroskop (engl. „atomic force microscope“)
ALD	Atomlagenabscheidung (engl. „atomic layer deposition“)
AVT	Aufbau- und Verbindungstechnik
CMOS	Komplementäre Metall-Oxid-Halbleiter (engl. „complementary metal oxide semiconductor“)
DC	Gleich- (engl. „direct current“), wird in Verbindung mit Gleich-Spannung und Gleich-Strom benutzt
EBL	Elektronenstrahlolithographie (engl. „electron beam lithography“)
EDX	Energiedispersive Röntgenspektroskopie (engl. „energy dispersive X-ray spectroscopy“)
FET	Feldeffekttransistor
FWHM	Halbwertsbreite (engl. „full width at half maximum“)
GMR	Riesenmagnetowiderstand (engl. „giant magnetoresistance“)
GOX	Gateoxid
HEMT	Transistor mit hoher Elektronenmobilität (engl. „high electron mobility transistor“)
HH	Schwere Löcher (engl. „heavy hole“)
LH	Leichte Löcher (engl. „light hole“)
HR-TEM	Hochauflösende Transmissionselektronenmikroskopie (engl. „high resolution transmission electron microscopy“)
HR-XRD	Hochauflösende Röntgendiffraktometrie (engl. „high resolution X-ray diffraction“)
ICP	Induktiv gekoppeltes Plasma (engl. „inductive coupled plasma“)
IHT	Institut für Halbleitertechnik

Einführung

Abkürzungsverzeichnis

IPC	Institut für physikalische Chemie
LEPE-CVD	Niederenergetische plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung (engl. „low-energy plasma-enhanced chemical vapor deposition“)
LNA	rauscharmen Verstärkern (engl. „low-noise amplifiers“)
MBE	Molekularstrahlepitaxie (engl. „molecular beam epitaxy“)
MODFET	Modulationsdotierter Feldeffekttransistor
MOSFET	Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (engl. „metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor“)
PHI	Physikalisches Institut
QW	Quantentopf (engl. „quantum well“)
REM	Rasterelektronenmikroskopie
RIE	Reaktives Ionenätzen (engl. „reactive ion etching“)
RMS	quadratisch (engl. „root mean square“), wird in Verbindung mit der quadratischen Rauheit einer Oberfläche benutzt
RP-CVD	Druckreduzierte chemische Gasphasenabscheidung (engl. „reduced-pressure chemical vapor deposition“)
RSM	reziproke Gitterkarten (engl. „reciprocal space map“)
SdH	Schubnikow-de-Haas
SO	Abgespalteten (engl. „split-off“), wird in Verbindung mit dem abgespalteten Band verwendet
SQUID	Supraleitende Quanteninterferenzvorrichtung (engl. „superconducting quantum interference device“)
vdP	Van-der-Pauw
VS	Virtuelles Substrat
WAL	schwache Antilokalisierung (engl. „weak anti-localization“)

Dissertation

Im Themengebiet der Spintronik

Darüber hinaus werden die folgenden chemischen Symbole, chemischen Summenformeln und Notationen für die Benennung von Halbleiterkristallen verwendet:

Al	Aluminium
Al ₂ O ₃	Aluminiumoxid
Ar	Argon
B	Bor
BHF	Gepufferte Flusssäure
CF ₄	Tetrafluormethan
CHF ₃	Fluoroform
Cl ₂	molekulares Chlor
Fe	Eisen
GaAs	Galliumarsenid
Ge	Germanium
H ₂ O ₂	Wasserstoffperoxid
H ₃ PO ₄	Phosphorsäure
HBr	Bromwasserstoff
HCl	Salzsäure
HF	Flusssäure
InGaAs	Verbindungshalbleiter, bestehend aus Indium, Gallium und Arsen
InGaSb	Verbindungshalbleiter, bestehend aus Indium, Gallium und Antimon
InP	Indiumphosphid
InSb	Indiumantimonid
MgO	Magnesiumoxid
Mn	Mangan
Mn ₅ Ge ₃	Ferromagnetische Phase des Mangangermanids
Mn ₅ (Si _{1-x} Ge _x) ₃	Ferromagnetische Phase einer Mangan-Silizium-Germanium-Legierung
Mn ₁₁ Ge ₈	Antiferromagnetische Phase des Mangangermanids
N ₂	Molekularer Stickstoff
Ni ₈₁ Fe ₁₉	Nickel-Eisen-Legierung
Sb	Antimon
Si	Silizium

Einführung

Abkürzungsverzeichnis

$\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$	Silizium-Germanium (gemeint ist ein $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Legierungshalbleiterkristall mit einer Konzentration $0 < x < 1$)
SiO_2	Siliziumdioxid
Ti	Titan
TEOS	Tetraethylorthosilicat

Natur- und Materialkonstanten

In der vorliegenden Arbeit werden die folgenden Naturkonstanten verwendet, die den folgenden Quellen entnommen wurden [1,2]. Die in Klammern angegebenen Werte sind mit Unsicherheiten behaftet.

Boltzmann-Konstante : $k_B = 1,3806505(24) \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ [1]

Elementarladung : $q = 1,602176453(14) \cdot 10^{-19} \text{ C}$ [1]

Gitterkonstante Ge ($T = 300 \text{ K}$) : $a_{0,\text{Ge}} = 0,564613 \text{ nm}$ [2]

Gitterkonstante Si ($T = 300 \text{ K}$) : $a_{0,\text{Si}} = 0,543095 \text{ nm}$ [2]

Magnetische Feldkonstante : $\mu_0 = 1,256637 \cdot 10^{-6} \text{ N} \cdot \text{A}^{-2}$ [1]

Planck'sches Wirkungsquantum : $h = 6,6260693(11) \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ [1]

Reduziertes Planck'sches Wirkungsquantum : $\hbar = 1,05457168(18) \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ [1]

Ruhemasse des Elektrons : $m_0 = 9,1093826(16) \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ [1]

Einführung

Natur und Materialkonstanten



Abbildungsverzeichnis

- Abb. 1.1:** Schematische Zeichnung des Spin-FETs nach Datta und Das [12] für eine parallele Ausrichtung $U_G = 0 \text{ V}$ a) und antiparallele Ausrichtung $U_G \neq 0 \text{ V}$ b) der Elektronenspins im Halbleiter zur Magnetisierung des ferromagnetischen Drain-Kontakts. 2
- Abb. 1.2:** Entwicklung der Tieftemperatur-Hall-Beweglichkeit von 2DHGs. Das 2DHG wird entweder in einem $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ - (rot) oder Ge-QW etabliert. Mithilfe der verschiedenen Techniken konnten unterschiedlich hohe Tieftemperatur-Hall-Beweglichkeiten demonstriert werden. 5
- Abb. 2.1:** Schematische Anordnung einer Hall-Struktur zur Durchführung der Hall-Messung in einem externen Magnetfeld B . Die blauen Rechtecke symbolisieren die Metall-Kontakte A bis H . Die grauen Stege repräsentieren das zu vermessene Material bzw. System. In dieser Arbeit entspricht das dem Ge-QW. 12
- Abb. 2.2:** Schematische Durchführung der vdP-Methode zur Bestimmung des Widerstands a) und der Hall-Spannung b). Die blauen Rechtecke symbolisieren die Metall-Kontakte A bis D . Die grauen Fläche repräsentiert das zu vermessene Material bzw. System. In dieser Arbeit entspricht das dem Ge-QW. 15
- Abb. 2.3:** Überblick der verschiedenen Streumechanismen in einem Halbleiter. 16
- Abb. 2.4:** Schematische Darstellung der Heteroepitaxie zweier Materialien A und B mit unterschiedlicher Gitterkonstante $a_{0,A} \neq a_{0,B}$. Gezeigt werden die Fälle für a) eine pseudomorph aufgewachsene Schicht B sowie b) eine vollständig relaxierte Schicht B . 19
- Abb. 2.5:** Schematisches Banddiagramm eines a) Typ I und b) Typ II Heteroübergangs. 19
- Abb. 2.6:** Schematisches Valenzband eines Ge-QWs in Abhängigkeit der Verspannung: a) relaxiert, b) druckverspannt und c) zugverspannt in der xy -Ebene. Das SO-Band wurde hier vernachlässigt. 22

- Abb. 2.7:** Schematischer Verlauf des Valenzbandes einer $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur ohne a) und mit b) Modulationsdotierung. Die Modulationsdotierung befindet sich in einem definierten Abstand („Spacer“) zum Ge-QW. Durch Transfer der Ladungsträger in den energetisch günstigeren Ge-QW bildet sich ein 2DHG aus. 24
- Abb. 2.8:** Dispersionsrelation a) und zwei-dimensionale Zustandsdichte b) eines 2DEGs (2DHGs) ohne Magnetfeld. Das Anlegen eines Magnetfeldes B bewirkt ein Aufspalten des kontinuierlichen Energiebandes in diskrete Landau-Niveaus c) mit energetischem Abstand $\hbar\omega_c$. Die Zustandsdichte d) kondensiert zu einer Serie von δ -Funktionen mit Linienverbreiterung Γ . In Abhängigkeit des Magnetfeldes durchwandern die Landau-Niveaus die Fermi-Energie E_f e). 27
- Abb. 2.9:** Spinabhängige Zustandsdichte eines Ferromagnets a). Im Widerstandsmodell kann der Ferromagnet durch zwei separate Widerstände für die jeweiligen Spin-Orientierung „Spin-Up“ und „Spin-Down“ dargestellt werden b). 30
- Abb. 2.10:** Schematische Darstellung eines Spin-Ventil Bauelements bestehend aus einem Ferromagnet-Halbleiter-Ferromagnet Materialschichtstapel (FM-HL-FM) und zugehöriges Widerstandsmodell. Es wird unterschieden zwischen den Fällen paralleler a) und antiparalleler b) Magnetisierung der beiden Ferromagneten. Der Widerstand des Halbleiters ist unabhängig von der Spin-Orientierung und wird hier vernachlässigt. Der resultierende Gesamtwiderstand unterscheidet sich für die beiden Fälle. 33
- Abb. 2.11:** Schematische Darstellung der Spin-Drift-Messung anhand des lateralen $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelements. Der Strom $I_{\text{DC}} + I_{\text{AC}}$ wird über die „äußeren“ Ferromagneten vorgegeben. Die Spannung U_{AC} wird zwischen den beiden „inneren“ Ferromagneten gemessen. Durch die 4-Punkt-Messung kann der Einfluss des Kontaktwiderstands unterdrückt werden. 35
- Abb. 3.1:** Schematischer Prozessablauf startend mit der Epitaxie der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur bis hin zur finalen Messung des entsprechenden Bauelements. 37
- Abb. 3.2:** Schematischer Schichtstapel einer $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur a) und zugehöriges Temperaturprofil während des Wachstums b). Die Schichtdicken sind nicht maßstabsgetreu. 40

- Abb. 3.3:** Schematischer Herstellungsprozess der Hall-Elemente auf Basis eines Ge 2DHGs mit der Hall-Struktur (links) und vdP-Geometrie (rechts). Die einzelnen Schritte zeigen das Strukturieren der Kontakte a) bzw. b), das Tempern zum Kontaktieren des vergrabenen Ge-QWs c) bzw. d) und die Strukturierung der Mesa. g) bzw. h) zeigen das finale Bauelement. 42
- Abb. 3.4:** Übersicht des Temperaturverlaufes zur Bildung der Mn_5Ge_3 -Schicht a). Die Mn_5Ge_3 -Mikromagnete werden in unterschiedlichen Geometrien hergestellt: b) 3 mm x 3 mm, c) 10 μm x 20 μm und d) 5 μm x 20 μm . 44
- Abb. 3.5:** Schematischer Herstellungsprozess eines Mn_5Ge_3 -Mikromagnets auf einem Ge-QW. Die einzelnen Schritte zeigen die Abscheidung und Strukturierung einer SiO_2 -Hartmaske a), das Ar-Ionen basierte Rückätzen auf den Ge-QW b), die ganzflächige Mn-Abscheidung c), die Bildung von Mn_5Ge_3 in den rückgeätzten Kontaktfenstern durch Tempern d) und das finale Verkapseln mit Mn e). h) zeigt einen Ausschnitt eines finalen Arrays (10 μm x 20 μm). 45
- Abb. 3.6:** Beispielhafte REM-Aufnahmen einer Ge-QW Probe, die das „Microtrenching“ als Folge einer zu steilen Ätzflanke der SiO_2 -Hartmaske zeigt. Außerdem ist „Fencing“ zu beobachten. 46
- Abb. 3.7:** HR-TEM- und EDX-Analyse zur Überprüfung des vorgestellten Prozesses zum Wachstum von ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakten auf einem Ge-QW: a) zugehörige HR-TEM- und EDX-Analyse der Mn_5Ge_3 -Kontakte gewachsen auf einer Ge 2DHG Probe (Sample_111, siehe nachfolgende Kapitel). b) und c) EDX Linienscans außerhalb und innerhalb eines Mn_5Ge_3 -Kontakts. 48
- Abb. 3.8:** Schematischer Herstellungsprozess eines Spin-Ventil Bauelements startend auf der gewachsenen Heterostruktur a). Die einzelnen Schritte zeigen die Ätzung der Mesa b), die Abscheidung einer SiO_2 -Hartmaske bzw. Passivierung c), das Rückätzen auf den Ge-QW d), die Formierung der Mn_5Ge_3 -Kontakte e) und die Al-Metallisierung f). g) zeigt das finale Bauelement mit REM-Aufnahmen der mittleren Kontakte. 50
- Abb. 3.9:** Beispielhafte REM-Aufnahme eines Spin-Ventil Bauelements, bei dem die mittleren Mn_5Ge_3 -Kontakte aufgrund der nass-chemischen Strukturierung der SiO_2 -Hartmaske / Passivierungsschicht zusammenwachsen. 51

- Abb. 3.10:** REM-Aufnahmen eines prozessierten MODFETs mit Ti-Kontakten. Die Bilder a) und b) zeigen das gleiche Bauelement mit verschiedener Auflösung. 53
- Abb. 3.11:** Schematischer Herstellungsprozess eines MODFETs auf Basis der gewachsenen Heterostruktur a). Die einzelnen Schritte zeigen die Ätzung der Mesa b), Abscheidung einer Al_2O_3 -Hartmaske c), Rückätzen auf den Ge-QW d), Kontaktierung des Ge-QWs mittels Ti e), Abscheidung des Al_2O_3 -GOXs f), Strukturierung des Ti-Gates g), Abscheidung der SiO_2 -Passivierung h), Öffnen der Oxid-Fenster i) und finale Al-Metallisierung j). 54
- Abb. 3.12:** Übersicht der AVT. a) zeigt ein prozessiertes Bruchstück mit Hall-Elementen vor der AVT. b) zeigt eine final aufgebaute Hall-Struktur und c) ein Spin-Ventil Bauelement nach der AVT. 55
- Abb. 4.1:** Strukturelle Analyse der Ge 2DHG Proben auf der (100) Kristallorientierung. Repräsentativ für alle Proben zeigt a) ein RSM- und b) eine AFM-Aufnahme der Probe Mod_5_17. Die XRD $\theta - 2\theta$ Diagramme vergleichen die Proben mit unterschiedlicher Modulationsdotierung a) und Ge-QW Dicke b) untereinander. 61
- Abb. 4.2:** Strukturelle Analyse der Ge 2DHG Probe Sample_111 auf der (111) Kristallorientierung bestehend aus HR-XRD- a), AFM- b) und TEM-Messungen c). 63
- Abb. 4.3:** Schematischer Aufbau für die Magnetwiderstandsmessungen an den $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelementen. 66
- Abb. 5.1:** Klassische Transportuntersuchungen der Proben mit unterschiedlicher Modulationsdotierung und Ge-QW Dicke: Temperaturabhängige Hall-Beweglichkeit und Hall-Ladungsträgerdichte a) und b) sowie deren Abhängigkeit von Modulationsdotierung c) und Ge-QW Dicke d) bei einer Temperatur von $T = 2$ K. 70
- Abb. 5.2:** Übersicht der Magnetwiderstandsmessungen an den Proben mit unterschiedlicher Modulationsdotierung und Ge-QW Dicke: Magnetwiderstandsmessungen der Probe Mod_5_17 a) und b). Vergleich der normierten Magnetwiderstandsverläufe im Feldbereich von $0 \text{ T} \leq B \leq 2 \text{ T}$ für verschiedene Modulationsdotierungen c) und Ge-QW Dicken d) und zugehörige Gegenüberstellung der Hall- und SdH-Ladungsträgerdichte e) und f). 73

- Abb. 5.3:** Quantenmechanische Transportuntersuchungen der Proben mit unterschiedlicher Modulationsdotierung und Ge-QW Dicke: effektive Massen a) und b), Quantenstreuzeit und Dingle-Verhältnis c) und d) sowie die errechnete Spin-Flip-Länge unter der Annahme des „Worst-Case“ Szenarios e) und f). 77
- Abb. 5.4:** (Spin-)Transportuntersuchungen auf der (111) Kristallorientierung (Sample_111): temperaturabhängige Hall-Beweglichkeit und Hall-Ladungsträgerdichte a), temperaturabhängige Magnetwiderstandsmessung b) und Magnetwiderstandsmessung bis zu einem maximalen externen magnetischen Feld von $B = 15$ T, gemessen bei einer Temperatur von $T = 2$ K c). 83
- Abb. 6.1:** Magnetische Eigenschaften von Mn_5Ge_3 -Schichten auf rückgeätzten Ge-QW Proben: Vergleich der temperaturabhängigen Magnetisierung a) und zugehörigen Magnetisierungskurve b) der Mn_5Ge_3 -Schicht, gewachsen auf einer (111) Kristallorientierung, mit einer Referenzprobe. Vergleich der temperaturabhängigen Magnetisierung c) und Magnetisierungskurve d) für die verschiedenen Kristallorientierungen. 92
- Abb. 6.2:** a) Temperaturabhängige Hall-Beweglichkeit und Hall-Ladungsträgerdichte der Probe Sample_111 mit Al- bzw. Mn_5Ge_3 -Kontakten. b) zeigt die zugehörigen spezifischen Schichtwiderstände sowie den spezifischen Schichtwiderstand der Mn_5Ge_3 -Schicht. 94
- Abb. 6.3:** Formanisotropie von Mn_5Ge_3 -Schichten auf einem rückgeätzten Ge-QW mit einer (111) Kristallorientierung: Temperaturabhängige Magnetisierung a) und zugehörige Sprunghöhe b) in Abhängigkeit des Umfangs der Kontaktfläche. Zugehörige Magnetisierungskurven bei einer Temperatur von $T = 5$ K c) und $T = 200$ K d). 97
- Abb. 7.1:** a) Temperaturabhängiger differentieller Widerstand der Spin-Ventil Struktur der Probe Sample_111. Die Messung wurde ohne externes magnetisches Feld durchgeführt. b) zugehöriger Arbeitspunkt I_{DC} in Abhängigkeit der angelegten DC Spannung U_{DC} für ausgewählte Temperaturen. 102

- Abb. 7.2:** a) GMR-Signal des lateralen $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelements mit einer Kanallänge von $l = 130$ nm, für eine Temperatur von $T = 2$ K und einem Arbeitspunkt von $I_{\text{DC}} = 20$ μA . b) Entwicklung des GMR-Signals in Abhängigkeit des gewählten Arbeitspunktes. Schematische Banddiagramme ohne c) und mit d) einer für die elektrische Spin-Injektion ausreichend hohen Vorspannung des $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ -Schottky-Kontakts. e) extrahiertes GMR-Verhältnis für die verschiedenen Arbeitspunkte bei einer Temperatur von $T = 2$ K. 106
- Abb. 7.3:** a) GMR-Signal des lateralen $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelements mit einer Kanallänge von $l = 130$ nm für verschiedene Temperaturen. Der Arbeitspunkt wurde für einen maximalen Signalhub angepasst. b) extrahiertes GMR-Verhältnis für die verschiedenen Temperaturen. 107
- Abb. 7.4:** Abhängigkeit des GMR-Signals des Spin-Ventil Bauelements mit einer Kanallänge von $l = 130$ nm von der Feldänderungsrate R . Für alle Messungen beträgt die Temperatur $T = 2$ K und der Arbeitspunkt $I_{\text{DC}} = 24$ μA . 108
- Abb. 7.5:** Vergleich zweier unabhängig voneinander durchgeführter Messungen anhand des Spin-Ventil Bauelements mit einer Kanallänge von $l = 130$ nm. Für alle Messungen beträgt die Temperatur $T = 2$ K und der Arbeitspunkt $I_{\text{DC}} = 25$ μA . a) und b) zeigen den jeweiligen Hin- bzw. RückswEEP der jeweiligen Messung. 109
- Abb. 8.1:** DC-Charakterisierung des Ge 2DHG MODFETs der Probe Mod_5_17: a) temperaturabhängige Transferkennlinie und b) Ausgangskennlinienfeld, aufgenommen bei einer Temperatur von $T = 7,5$ K. 114
- Abb. 8.2:** Abhängigkeit der DC-Charakteristik der Ge 2DHG MODFETs von der Modulationsdotierung: a) temperaturabhängiges An-Aus-Verhältnis und b) temperaturabhängiger Sub-Threshold-Swing der Transferkennlinie. Vergleich der Hall-Beweglichkeit mit der effektiven Beweglichkeit für die Temperaturen von $T = 300$ K und $T = 7,5$ K. 116

- Abb. C.1:** Schematischer Herstellungsprozess eines Spin-MODFETs: a) Strukturierung Mesa, b) Abscheidung Al_2O_3 -Hartmaske, c) Rückätzen auf den Ge-QW, d) Wachstum Mn_3Ge_3 -Kontakte, e) Ti Verkapselung, f) Abscheidung Al_2O_3 GOX, g) Strukturierung Ti Gate, h) Abscheidung SiO_2 Passivierung, i), Öffnen Oxid-Fenster und j) Al-Metallisierung. 158
- Abb. D.1:** RSM-Messungen der Ge 2DHG Proben mit verschiedenen Modulationsdotierungen auf der (100) Kristallorientierung. 159
- Abb. D.2:** RSM-Messungen der Ge 2DHG Proben mit verschiedenen Ge-QW Dicken auf der (100) Kristallorientierung. 160
- Abb. D.3:** XRD $\theta - 2\theta$ Diagramm der Probe Sample_111. 161
- Abb. D.4:** AFM-Messungen der Ge 2DHG Proben mit verschiedenen Modulationsdotierungen auf der (100) Kristallorientierung. 161
- Abb. D.5:** AFM-Messungen der Ge 2DHG Proben mit verschiedenen Ge-QW Dicken auf der (100) Kristallorientierung. 162

Einführung

Abbildungsverzeichnis



Tabellenverzeichnis

Tab. 1.1: Übersicht der Publikationen, auf die sich die jeweiligen Kapitel dieser Arbeit beziehen.	8
Tab. 4.1: Übersicht der Ge 2DHG Proben mit der Variation von Modulationsdotierung, Ge-QW Dicke und Kristallorientierung.	58
Tab. 4.2: Zusammenfassung der strukturellen Analyse der Ge 2DHG Proben auf der (100) Kristallorientierung.	60
Tab. 4.3: Zusammenfassung der strukturellen Analyse der Ge 2DHG Probe Sample_111 auf der (111) Kristallorientierung.	63
Tab. 5.1: Übersicht der (Spin-)Transportdaten für eine Temperatur von $T = 2$ K. Die effektive Masse sowie die Quantenstreuzeit wurde aus den Magnetwiderstandsmessungen extrahiert. Der Diffusionskoeffizient und die Spin-Flip-Länge wurden berechnet. Der Fehlerbalken des Diffusionskoeffizienten ist vernachlässigbar.	78
Tab. 5.2: (Spin-)Transporteigenschaften der Probe Sample_111 für eine Temperatur von $T = 2$ K. Die effektive Masse sowie die Quantenstreuzeit wurde aus den Magnetwiderstandsmessungen extrahiert. Der Diffusionskoeffizient, die Spin-Flip-Länge sowie die ballistische Länge wurden berechnet. Der Fehlerbalken des Diffusionskoeffizienten ist vernachlässigbar.	83
Tab. 6.1: Zusammenfassung der extrahierten magnetischen Eigenschaften der in diesem Kapitel untersuchten Mn_5Ge_3 -Schichten. Die Koerzitivfeldstärke und das Verhältnis aus Remanenz- und Sättigungsmagnetisierung wurden bei einer Temperatur von $T = 5$ K extrahiert.	91
Tab. 6.2: Zusammenfassung der extrahierten magnetischen Eigenschaften für die verschiedenen Geometrien an Mn_5Ge_3 -Kontakten. Die Koerzitivfeldstärke und das Verhältnis aus Remanenz- und Sättigungsmagnetisierung sind für die Temperaturen von $T = 5$ K und $T = 200$ K angegeben.	96
Tab. 6.3: Verschiebung der Magnetisierungskurven aufgrund des „Exchange-Bias-Effektes“.	97

Einführung

Tabellenverzeichnis

Tab. 8.1: Vergleich der Hall-Beweglichkeit mit der effektiven Beweglichkeit der Proben mit verschiedener Modulationsdotierung für die Temperaturen von $T = 300$ K und $T = 7,5$ K.	117
Tab. B.1: Detaillierte Auflistung des Prozesses zur Herstellung der Hall-Elemente nach Kapitel 3.2.1.	141
Tab. B.2: Detaillierte Auflistung des Prozesses zur Herstellung der Mn_3Ge_3 -Mikromagnete nach Kapitel 3.2.2.	143
Tab. B.3: Detaillierte Auflistung des Prozesses zur Herstellung der Spin-Ventil Struktur nach Kapitel 3.2.3.	145
Tab. B.4: Detaillierte Auflistung des Prozesses zur Herstellung des Ge 2DHG basierten MODFETs mit Ti-Kontakten nach Kapitel 3.2.4.	149

Zusammenfassung

Die Halbleiter-Spintronik beschäftigt sich mit der Entwicklung neuer Bauelementkonzepte, die den intrinsischen Spin-Freiheitsgrad des Elektrons ausnutzen. Dabei werden spin-basierte Logik-Bauelemente aufgrund des geringen Energiebedarfs zum Umschalten der Spin-Orientierung als aussichtsreiche Kandidaten für zukünftige Transistor-Anwendungen diskutiert. Anzuführen sind hierfür beispielsweise der Spin-Feldeffekttransistor (FET) nach Datta und Das sowie der Spin-Metall-Oxid-Halbleiter-FET von Sugahara und Tanaka. Für diese Bauteilkonzepte müssen jedoch vier grundlegende Komponenten beherrscht werden: Die Spin-Information muss in den Halbleiter eingebracht (Spin-Injektion), transportiert sowie evtl. manipuliert (Spin-Transport & Spin-Manipulation) und final wiederum detektiert (Spin-Detektion) werden. Für die Integration dieser Bauelemente in die bestehende komplementäre Metall-Oxid-Halbleiter-Technologie ist eine elektrische Spin-Injektion bzw. Spin-Detektion notwendig. Die Realisierung von halbleiterbasierten spintronischen Bauelementen erfordert allerdings ein Materialsystem, das gute Spin-Transporteigenschaften sowie eine starke Spin-Bahn-Wechselwirkung für eine potenzielle Spin-Manipulation aufweist. Als vielversprechendes System hat sich hier das zwei-dimensionale Lochgas (engl. „two-dimensional hole gas“, 2DHG), welches in einer $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur gebildet wird, erwiesen. Trotz der guten Eignung dieses Systems konnte bisher noch keine elektrische Spin-Injektion demonstriert werden, hauptsächlich wegen der Schwierigkeit, zuverlässige ferromagnetische Kontakte mit dem vergrabenen 2DHG herzustellen.

Diese Arbeit befasst sich nun mit der elektrischen Spin-Injektion und Spin-Detektion in ein hochbewegliches ($\mu = (3,02 \pm 0,01) \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) Ge 2DHG. Die für das Ge 2DHG zugehörige $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur wurde dabei mittels Molekularstrahlepitaxie epitaktisch auf einem Si-Substrat gezüchtet. Um dieses Ziel zu erreichen, werden verschiedene Untersuchungsschwerpunkte adressiert.

Zunächst werden zur Optimierung der Spin-Transporteigenschaften unterschiedliche Designs der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur auf der (100) Kristallorientierung untersucht. Dazu wurden anhand von Hall-Strukturen Tieftemperaturmagnetwiderstandsmessungen durchgeführt. Hierbei werden Shubnikov-de Haas Oszillationen beobachtet, aus denen die Ladungsträgerdichte, effektive Masse und Quantenstreuzeit des Ge 2DHGs extrahiert werden. Das daraus resultierende optimierte Design mit einer Modulationsdotierung von $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und einer Ge-Quantentopf (engl. „quantum well“, QW) Dicke von $d = 15 \text{ nm}$ wird dann auf die (111) Kristallorientierung übertragen.

Einführung

Zusammenfassung

Für die elektrische Spin-Injektion und Spin-Detektion werden als ferromagnetischen Kontakt dünne Mn_5Ge_3 -Schichten, die mittels Interdiffusion direkt in den Ge-QW wachsen, benutzt. Dazu wird vor der Bildung der Kontakte die gesamte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Deckschicht oberhalb des Ge-QWs mithilfe eines Trocken-Ätzprozesses entfernt. Zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften werden die so hergestellten Mn_5Ge_3 -Mikromagnete mit einem supraleitenden Quanteninterferenzmagnetometer analysiert. Dabei konnte nur für die (111) Kristallorientierung die ferromagnetische Natur der gewachsenen Mn_5Ge_3 -Schicht nachgewiesen werden. Durch die Variation der Formanisotropie ergeben sich unterschiedliche Koerzitivfeldstärken.

Der Nachweis der elektrischen Spin-Injektion erfolgt schließlich anhand von Magnetwiderstandsmessungen an lateralen $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelementen. Dazu werden die zuvor untersuchten ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakte in einem Abstand von ca. $l \approx 135$ nm im vergrabenen Ge-QW platziert. Die Experimente zeigen einen Riesenmagnetowiderstand (engl. „giant magneto resistance“, GMR) als Nachweis einer erfolgreichen elektrischen Spin-Injektion. Neben der elektrischen Spin-Injektion beinhaltet das auch den Spin-Transport im Ge 2DHG sowie die finale Spin-Detektion am zweiten ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakt. In Übereinstimmung zu den Spin-Transportuntersuchungen zeigt das GMR-Signal eine starke Abhängigkeit von der Temperatur und konnte bis zu einer maximalen Temperatur von $T = 13$ K beobachtet werden.

Neben der elektrischen Spin-Injektion und Spin-Detektion wird für die Realisierung von Spin-Transistoren eine funktionierende Gate-Technologie vorausgesetzt. Um diese zu demonstrieren, werden zunächst auf Basis des Ge 2DHGs klassische modulationsdotierte Feldeffekttransistoren (MODFET) hergestellt und elektrisch charakterisiert. Mit einem An-Aus-Verhältnis von $I_{\text{ON}}/I_{\text{OFF}} = 3,2 \cdot 10^6$ bei einer Steilheit von $SS = 64$ mV/dec könnte der Ge 2DHG MODFET unabhängig von der Halbleiter-Spintronik auch für zukünftige Tieftemperaturanwendungen interessant sein.

Der Spin-FET nach Datta und Das würde dann durch das Tauschen der Source-Drain-Kontakte in ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Kontakte entstehen. Technologisch bedingt sind im Rahmen dieser Arbeit allerdings nur Transistoren mit einer minimalen Gate-Länge von $L = 1$ μm herstellbar. Da der Spin im Ge 2DHG über diese Länge nicht transportiert werden kann, ist die Realisierung eines Spin-Transistors technologiebedingt nicht möglich.

Abstract

Semiconductor spintronics deals with the development of new device concepts that exploit the intrinsic spin degree of freedom of the electron. Spin-based logic devices are discussed as promising candidates for future transistor applications due to the low energy requirement for switching the spin-orientation. Examples include the spin-field-effect-transistor (FET) by Datta and Das and the spin-metal-oxide-semiconductor-FET by Sugahara and Tanaka. However, four basic components must be mastered for these device concepts: The spin-information must be introduced into the semiconductor (spin-injection), transported and possibly manipulated (spin-transport & spin-manipulation) and finally detected again (spin-detection). For the integration of these devices into the existing complementary metal-oxide-semiconductor-technology an electrical spin-injection and spin-detection is necessary. However, for the realization of spintronic devices a material system with good spin-transport properties as well as strong spin-orbit interaction effects for possible spin-manipulation is needed. The Ge two-dimensional hole gas (2DHG), which is formed in a $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -heterostructure, have shown great promise to meet these requirements. Despite the good suitability of the material, no electrical spin-injection has yet been shown, mainly because of the difficulty in making reliable ferromagnetic contacts to the buried 2DHG channel.

This work now deals with the electrical spin-injection and spin-detection into a high-mobility ($\mu = (3,02 \pm 0,01) \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) Ge 2DHG. The corresponding $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -heterostructure was epitaxially grown on a Si-substrate using molecular beam epitaxy. In order to achieve this overarching goal, various focal points of investigation are addressed.

In a first step, different designs of the $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -heterostructure on the (100) crystal orientation are investigated to optimize the spin-transport properties. For this purpose, low-temperature magnetoresistance measurements are carried out using Hall-structures. Clear Shubnikov-de Haas oscillations are observed, from which the sheet carrier density, effective mass and quantum-scattering-time of the Ge 2DHG are extracted. The resulting optimized design with a modulation-doping of $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ and a Ge quantum well (QW) thickness of $d = 15 \text{ nm}$ is then transferred to the (111) crystal orientation.

For the electrical spin-injection and spin-detection, thin Mn_5Ge_3 -layers, which were grown directly into the Ge-QW by means of interdiffusion, were used as ferromagnetic contacts. To this end, the entire $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ capping layer above the Ge-QW was removed using a dry etching process prior to

Einführung

Abstract

contact formation. To study the magnetic properties the Mn_5Ge_3 -micromagnets thus prepared are analyzed with a superconducting quantum interference device magnetometer. However, the ferromagnetic nature of the grown Mn_5Ge_3 -layer could only be demonstrated for the (111) crystal orientation. Varying the shape anisotropy results in different coercive field strengths.

Finally, the electrical spin-injection is verified by magnetoresistance measurements performed on lateral $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ 2DHG/ Mn_5Ge_3 spin-valve devices. For this purpose, the previously investigated ferromagnetic Mn_5Ge_3 -contacts were placed in the buried Ge-QW separated by approximately $l \approx 135$ nm. The experiment shows a giant magneto resistance (GMR)-signal as evidence of successful electrical spin-injection. In addition to the electrical spin-injection, this also includes the spin-transport in the Ge 2DHG as well as the final spin-detection at the second ferromagnetic Mn_5Ge_3 contact. In agreement with the magneto-transport measurements performed beforehand on Hall-structures, the GMR-signal shows a strong dependence on temperature and could be observed up to a maximum temperature of $T = 13$ K.

For the final realization of a spin-transistor and in addition to the electrical-spin injection and spin-detection a functioning gate-technology is required. In order to demonstrate this, classical modulation-doped field effect transistors (MODFET) based on a Ge 2DHG are produced and electrically characterized. With an on-off ratio of $I_{\text{ON}}/I_{\text{OFF}} = 3,2 \cdot 10^6$ and a slope of $SS = 64$ mV/dec, the Ge 2DHG MODFET represents a promising candidate for future low-temperature applications independent of the semiconductor spintronics.

The spin-FET according to Datta and Das would then be created by exchanging the source-drain-contacts to ferromagnetic Mn_5Ge_3 -contacts. For technological reasons, however, only transistors with a minimum gate length of $L = 1$ μm can be produced within the scope of this work. Since the spin in the Ge 2DHG cannot be transported over this length, the realization of a spin transistor is unfortunately not possible.

1 Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Die während der letzten Dekaden stetige Skalierung der Halbleiterbauelemente und die damit verbundene Leistungssteigerung der komplementären Metall-Oxid-Halbleiter- (engl. „complementary metal oxide semiconductor“, CMOS) Chips wird durch das Moore'sche Gesetz beschrieben [3]. Motiviert durch die darin formulierte Profitsteigerung konnte im Jahr 2020 der Technologieknoten von fünf Nanometern erfolgreich etabliert werden. Weitere Technologieknoten von drei bzw. sogar zwei Nanometern befinden sich aktuell in der Entwicklung und sind für die kommenden Jahre zu erwarten [4]. Allerdings ist bekannt, dass dieser Trend nicht endlos weitergeführt werden kann, da in dieser Größenordnung leistungsschädliche Effekte wie beispielsweise das Ladungstunneln zunehmend auftreten. Daher werden für eine weitere Leistungsfähigkeit der integrierten CMOS-Chips neue Konzepte, basierend auf neuen physikalischen Phänomenen benötigt. Durch die Integration dieser neuen Effekte kann die Funktionalität bestehender Bauelemente entscheidend erhöht werden. Diese Konzepte werden generell unter dem Begriff „Beyond CMOS“ zusammengefasst [5].

Eines dieser „Beyond CMOS“-Konzepte ist die Halbleiter-Spintronik, bei der neben der Ladung der intrinsische Spin-Freiheitsgrad des Elektrons ausgenutzt wird [6–8]. Neben der Skalierung könnte die Einführung neuer Funktionalitäten in MOS-Bauelemente ein wichtiger Weg für zukünftige integrierte Schaltungen werden. Ausgehend von der ersten Anwendung als Magnetfeldsensor, basierend auf dem Riesenmagnetowiderstand- (engl. „giant magnetoresistance“, GMR) Effekt [9–11], wurden seitdem verschiedene Konzepte spin-basierter Transistoren [12–14] sowie daraus resultierende Variationen [15–20] vorgeschlagen. Dabei müssen für diese Bauteilkonzepte vier grundlegende Komponenten beherrscht werden: Die Spin-Information muss in den Halbleiter eingebracht (Spin-Injektion), transportiert sowie evtl. manipuliert (Spin-Transport & Spin-Manipulation) und final wiederum detektiert (Spin-Detektion) werden. Für die Integration dieser Bauelemente ist eine elektrische Spin-Injektion bzw. Spin-Detektion notwendig.¹

¹ Neben der elektrischen gibt es die Möglichkeit der optischen Spin-Injektion. Da diese allerdings nicht beliebig skalierbar ist, können damit keine großen Stückzahlen produziert werden. Die optische Spin-Injektion und Spin-Detektion ist daher aus forschungstechnischer Sicht hoch interessant, allerdings für potenzielle industrielle Anwendungen im Sinne eines „Beyond CMOS“ Konzepts ungeeignet.

1 Kapitel

Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Aus diesen Komponenten resultiert schließlich das zentrale Bauelement der Halbleiter-Spintronik: Der Spin-Feldeffekttransistor (FET) nach Datta und Das, vorgeschlagen im Jahr 1990, siehe Abb. 1.1 [12]. Der Spin-FET beruht auf der Injektion spin-polarisierter Ladungsträger über einen ferromagnetischen Source-Kontakt in einen Halbleiterkanal. Abhängig von der relativen Orientierung des Spins der Ladungsträger und der Magnetisierung der Drain-Elektrode befindet sich der Transistor im Ein- oder Aus-Zustand. Der Spin des Ladungsträgers wird zwischen der parallelen (Abb. 1.1 a)) und antiparallelen (Abb. 1.1 b)) Konfiguration relativ zur Magnetisierung des ferromagnetischen Drain-Kontakts durch die Gate-gesteuerte Rashba-Spin-Bahn-Wechselwirkung umgeschaltet. Durch dieses kontinuierliche Drehen der Spin-Orientierung relativ zur festen Magnetisierung des Drain-Kontakts resultiert die für den Spin-FET einzigartige, oszillierende Ausgangscharakteristik. Die Oszillationsamplitude wird dann maßgeblich durch den GMR-Effekt bestimmt. Der Rashba-Effekt für die Spin-Manipulation erfordert, dass die verwendete Halbleiter-Heterostruktur, die ein hochmobiles zwei-dimensionales Elektronengas (engl. „two-dimensional electron gas“, 2DEG) beherbergt, keine Inversionssymmetrie aufweist [21–24]. Darüber hinaus werden für eine effiziente Spin-Manipulation Materialien mit starker Spin-Bahn-Wechselwirkung, wie üblicherweise InGaAs, InAs und InSb, benötigt. Um den „An“ und „Aus“ Zustand des Spin-FETs zu adressieren muss die Spin-Orientierung innerhalb des 2DEGs um mindestens π gedreht werden können. Aus dieser Notwendigkeit ergibt sich eine minimale Gate-Länge, die die Skalierbarkeit von 2DEG basierten Spin-FETs auf Submikrometer oder mehr beschränkt [25].

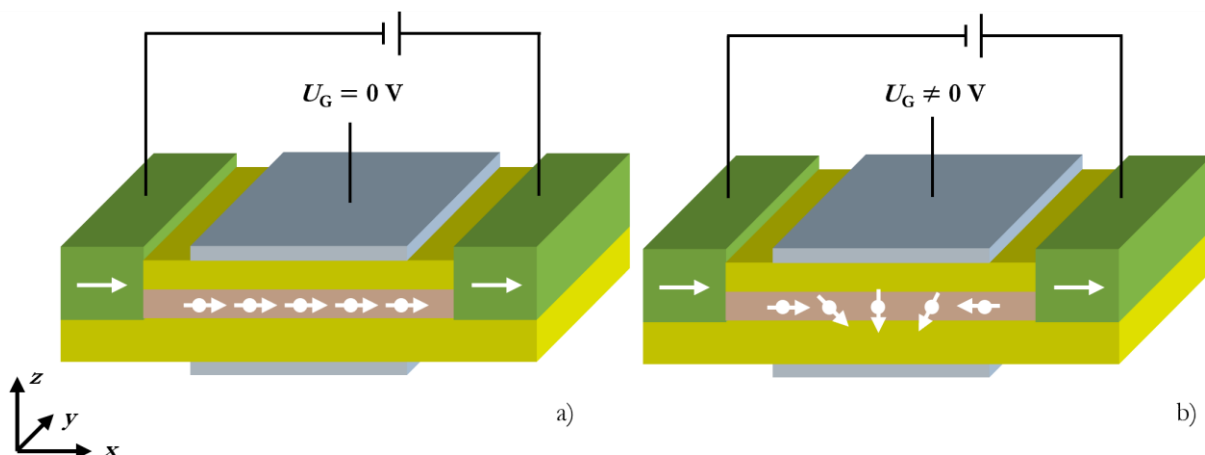


Abb. 1.1: Schematische Zeichnung des Spin-FETs nach Datta und Das [12] für eine parallele Ausrichtung $U_G = 0 \text{ V}$ a) und antiparallele Ausrichtung $U_G \neq 0 \text{ V}$ b) der Elektronenspins im Halbleiter zur Magnetisierung des ferromagnetischen Drain-Kontakts.

Für potentielle industrielle Anwendungen wird er als leistungsarmer Transistor diskutiert, da die Energie zum Umschalten der Spin-Orientierung um Größenordnungen kleiner als die der Coulomb-Ladeenergie in einem klassischen Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (engl. „metal oxide semiconductor field effect transistor“, MOSFET) ist, sodass die bereits heute extrem problematische Wärmeentwicklung bei Halbleiterbauelementen lösbar erscheint [26–28]. Aus forschungstechnischer Sicht ist der Datta und Das Spin-FET von großem Interesse, da er nicht nur die elektrische Spin-Injektion und Spin-Detektion sowie den Spin-Transport benötigt, sondern auch die Spin-Manipulation mithilfe eines elektrischen Feldes ermöglicht. Durch diese Vereinigung aller Komponenten innerhalb eines Bauelements ist er ein idealer Demonstrator und somit zeitgleich das Fundament für zukünftige spintronische Bauelemente.

Die Realisierung dieses Bauelementkonzepts hat sich allerdings als extrem schwierig erwiesen, sodass bis heute kein Spin-FET demonstriert werden konnte. Es gibt nur eine Studie, in der eine nicht-lokale Rashba-Oszillation innerhalb eines InAs 2DEGs unter Verwendung von ferromagnetischen $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Kontakten gezeigt wurde [29]. Tatsächlich besteht eine Schwierigkeit darin, ferromagnetische Kontakte zum vergrabenen Kanal zu bringen, ohne die Ladungsträgerdichte des 2DEGs zu verarmen. Während mittlerweile verschiedene Gruppen über die erfolgreiche elektrische Spin-Injektion in vergrabene 2DEGs in Gruppe III-V Verbindungshalbleiter berichtet haben [30–34], konnte im CMOS-kompatiblen Pendant lediglich eine Arbeit [35] eine erfolgreiche Spin-Injektion in ein Si 2DEG unter der Verwendung von ferromagnetischen $\text{Mn}_5(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_3$ -Kontakten vermelden. Jedoch ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung in Si schwach und folglich eine Implementierung eines Spin-FETs unter Verwendung von Si als Kanalmaterial nicht realistisch. Zu diesem Zweck werden Materialien mit größeren Spin-Bahn-Wechselwirkungen benötigt.

Ein CMOS-kompatibles Materialsystem, welches sich für die Realisierung eines Spin-FETs als vielversprechend zeigt, ist die $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur, welches ein zwei-dimensionales Lochgas (engl. „two-dimensional hole gas“, 2DHG) beherbergt [36,37]. Durch die Verwendung eines 2DHGs anstelle eines 2DEGs erhöht sich infolge der größeren Spin-Bahn-Wechselwirkung von Löchern gegenüber der der Elektronen die Rashba-Energie, was in einer effizienteren Spin-Manipulation resultiert [15]. Experimentell konnten bereits Rashba-Energien, die mit den oben genannten Verbindungshalbleitern der Gruppe III-V vergleichbar sind, mithilfe verschiedener Methoden nachgewiesen werden [38–44].

Hinsichtlich der (Spin-)Transporteigenschaften konnten durch die stetige Weiterentwicklung der Wachstumsrezepte von Heterostrukturen bereits extrem hohe Beweglichkeiten der Löcher erreicht

1 Kapitel

Motivation und Zielsetzung der Arbeit

werden. Eine Übersicht dieser Entwicklung zeigt Abb. 1.2. Für die ersten Wachstumsversuche wurden noch $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Quantentöpfe (engl. „quantum well“, QW) (rote Symbole in Abb. 1.2), die das 2DHG beherbergen, verwendet [45–47]. Allerdings limitiert in diesen Strukturen die Legierungsstreuung die maximale Beweglichkeit. Erst durch die Einführung einer Ge virtuellen Substrat (VS) Technologie konnten hochwertige Ge-QWs, die das 2DHG beherbergen, epitaktisch gewachsen und stetig weiter optimiert werden. Abhängig von den verschiedenen Wachstumstechniken (blaue, grüne und schwarze Symbole in Abb. 1.2) konnten so über die Jahre die Beweglichkeit um Größenordnungen erhöht werden {Molekularstrahlepitaxie (engl. „molecular beam epitaxy“, MBE): [48–50], niederenergetische plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung (engl. „low-energy plasma enhanced chemical vapor deposition“, LEPE-CVD): [51,52], druckreduzierte chemische Gasphasenabscheidung (engl. „reduced-pressure chemical vapor deposition“, RP-CVD): [53–56]}.

Neben der damit verbundenen klassischen Impulsrelaxationszeit ist für den Spin-Transport vor allem die Quantenstreuzeit entscheidend, da diese unabhängig vom Streuwinkel jedes Streuereignis berücksichtigt (Kapitel 2.1.5). Im Fall von Löchern ist die Spin-Orientierung stark mit dem Impuls der Löcher verknüpft, d. h. die Spin-Information wird nahezu mit jedem Streuereignis zerstört [57,58]. Für niederdimensionale Systeme, wie beispielsweise dem Ge 2DHG, kann jedoch angenommen werden, dass die Spin-Information länger erhalten bleibt. Dies konnte bereits experimentell anhand von GaAs-QW Strukturen mittels optischer Spin-Injektion demonstriert werden [59,60]. Da innerhalb der Quantenstreuzeit die Ladungsträger im Mittel nicht gestreut werden, kann diese Zeitkonstante als eine „Worst-Case“ Abschätzung für die Spin-Relaxationszeit angenommen werden. Mit Quantenstreuzeiten im unteren Pikosekunden Bereich bietet das Ge 2DHG eine vielversprechende Plattform für einen effizienten Spin-Transport [61]. Die Quantenstreuzeit wird üblicherweise aus der temperaturabhängigen Dämpfung der Schubnikow-de-Haas- (SdH) Oszillationen extrahiert.

Obwohl das Ge 2DHG sehr gute (Spin-)Transporteigenschaften besitzt und die Möglichkeit einer effizienten Spin-Manipulation über ein elektrisches Feld theoretisch bietet, konnte bisher keine elektrische Spin-Injektion gezeigt werden. Sämtliche elektrische Spin-Injektions-Experimente wurden bis dato an dotierten Ge-Oberflächenkanälen mithilfe von 3-Terminal-Strukturen [62–65] oder 4-Terminal-Strukturen [66–68] durchgeführt. Dabei liegt wie bereits erwähnt die Hauptschwierigkeit darin, das vergrabene 2DHG mit einem ferromagnetischen Material zu kontaktieren.

1 Kapitel

Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Mn₅Ge₃-Mikromagnete als Array angeordnet hergestellt und mit einem supraleitenden Quanteninterferenzmagnetometer (engl. „superconducting quantum interference device“, SQUID) analysiert. Neben der Frage nach den magnetischen Eigenschaften und dem Einfluss der Formanisotropie ist zu klären, ob das 2DHG verarmt. Können dünne Mn₅Ge₃-Schichten so im Ge-QW etabliert werden, ohne dass das darin enthaltene 2DHG zerstört wird? Und darüber hinaus: Zeigt sich eine Abhängigkeit von der gewählten Kristallorientierung?

Der dritte Untersuchungsschwerpunkt verkörpert das primäre Ziel der elektrischen Spin-Injektion und Spin-Detektion in ein Ge 2DHG. Der Nachweis soll anhand eines lateralen Mn₅Ge₃/Ge 2DHG/Mn₅Ge₃ Spin-Ventil Aufbaus erfolgen. Dazu werden die ferromagnetischen Mn₅Ge₃-Kontakte in einem Abstand von ca. $l \approx 135$ nm im Ge-QW platziert. Kann anhand dieses Aufbaus eine elektrische Spin-Injektion und Spin-Detektion experimentell nachgewiesen werden? Falls ja, in wieweit kann dann die Erwartungshaltung aus den (Spin-)Transportmessungen bestätigt werden, d. h. wie weit wird die Spin-Polarisation im Ge 2DHG transportiert?

Im vierten Untersuchungsschwerpunkt wird schließlich die Idee eines Transistors auf Basis eines Ge 2DHGs verfolgt. Hierbei soll zunächst das Schaltverhalten und die Funktionalität anhand eines klassischen modulationsdotierten Feldeffekttransistors (MODFET) demonstriert werden. Da der Spin-FET nach Datta und Das durch das Tauschen der Source-Drain-Kontakte in ferromagnetische Mn₅Ge₃-Kontakte entsteht, stellt der klassische MODFET eine notwendige technologische Voraussetzung für die Herstellung eines funktionierenden Spin-FETs dar.

Die vorliegende Arbeit ist daher wie folgt gegliedert: Zunächst werden in **Kapitel 2** die theoretischen Hintergründe von 2DEGs bzw. 2DHGs, insbesondere deren Quantenphänomene bei tiefen Temperaturen und im Magnetfeld, eingeführt. Außerdem enthält dieses Kapitel eine Einführung in die elektrische Spin-Injektion und Spin-Detektion sowie den Spin-Transport in eine(r) Halbleiter-Heterostruktur. Neben den theoretischen Grundlagen werden die Methoden zur Auswertung der verschiedenen Messungen vorgestellt. Das sich anschließende **Kapitel 3** liefert Details nicht nur zum MBE-Wachstum, sondern auch zur Herstellung der für die Messung benötigten Bauelemente. Dabei war es für jeden der genannten Untersuchungsschwerpunkte notwendig, ein zugehöriges Bauelement zu designen und den entsprechenden Prozess im Reinraum zu entwickeln. Mögliche Fehlerquellen werden aufgezeigt. **Kapitel 4** gibt einen Überblick der in dieser Arbeit diskutierten Proben sowie eine Einführung in die verwendeten Messgeräte. Auf Basis verschiedener analytischer Methoden wird die Kristallanalyse der Proben durchgeführt und

auftretende Unterschiede zwischen den Proben diskutiert. Der Ergebnisteil der Arbeit orientiert sich an den genannten Untersuchungsschwerpunkten und ist dementsprechend in vier Teile gegliedert. Dazu präsentiert **Kapitel 5** die Ergebnisse der Untersuchung zu den (Spin-)Transporteigenschaften und deren Abhängigkeit vom Design der gewachsenen Halbleiter-Heterostruktur, d. h. der Höhe der Modulationsdotierung, Ge-QW Dicke und Kristallorientierung. Streumechanismen, die die Hall-Beweglichkeit limitieren könnten, werden diskutiert und mit den experimentellen Daten verglichen. Auf Basis der Quantenstreuzeit wird eine „Worst-Case“ Abschätzung für die zu erwartende Spin-Flip-Länge gegeben. Im zweiten Teil, **Kapitel 6**, werden die magnetischen Eigenschaften von dünnen Mn_5Ge_3 -Schichten, die direkt in den Ge-QW gewachsen werden, vorgestellt. Der Einfluss der Formgebung sowie die Abhängigkeit von der Kristallorientierung werden diskutiert. Daran schließen sich die Experimente zur elektrische Spin-Injektion und Spin-Detektion in **Kapitel 7** an. **Kapitel 8** beschäftigt sich dann mit der Demonstration eines MODFETs. Die temperaturabhängige Transfer- und Ausgangscharakteristik wird diskutiert. Zusätzlich wird der Einfluss der Modulationsdotierung auf die Performance des MODFETs gezeigt und mit den Ergebnissen der (Spin-)Transportuntersuchungen verglichen. Zum Abschluss wird in **Kapitel 9** die finale Diskussion über die Realisierbarkeit eines Datta und Das Spin-FETs auf Basis eines Ge 2DHGs geführt. Es ist vorwegzunehmen, dass im Rahmen dieser Arbeit der Spin-FET nicht realisiert werden konnte. Grund dafür ist eine fehlende Prozess-Technologie, die Prozesse mit mehreren Maskenebenen im Bereich kritischer Abstände von $l \leq 100$ nm erfordert. Die dort geführte Diskussion ist daher theoretischer Natur.

Die im Ergebnisteil dieser Arbeit diskutierten Untersuchungen entstanden in enger Zusammenarbeit mit den Kooperationspartnern Prof. Dr. habil. Joris van Slageren und Dr. Dominik Bloos vom Institut für physikalische Chemie (IPC) der Universität Stuttgart, Dr. Christoph Sürgers vom Physikalischen Institut (PHI) am Karlsruher Institut für Technologie und Prof. Dr. habil. Inga Fischer vom Institut für Experimentalphysik und funktionelle Materialien der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus. Dabei wurden die verschiedenen Messungen, wie in Kapitel 4.2 namentlich in den Überschriften gekennzeichnet, an den verschiedenen Instituten durchgeführt.

Darüber hinaus sind die präsentierten Ergebnisse angelehnt an die aus dieser Zusammenarbeit entstandenen Publikationen, die der Tabelle 1.1 entnommen werden können. Inhaltlich gliedern sich die entsprechenden Kapitel in dieser Arbeit in eine separate Einleitung, Diskussion der Ergebnisse und Zusammenfassung.

1 Kapitel

Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Die in Kapitel 3.2.2 und Kapitel 4.1.2 gezeigten hochauflösenden Transmissionselektronenmikroskopie- (engl. „high resolution transmission electron microscopy“, HR-TEM) und energiedispersive Röntgenspektroskopie- (engl. „energy dispersive X-ray spectroscopy“, EDX) Analysen wurden von Prof. Dr. Christian Wenger und Dr. Markus Schubert vom Leibnitz-Institut für innovative Mikroelektronik (IHP), Frankfurt (Oder), durchgeführt. Die in Kapitel 6 präsentierten SQUID-Magnetometermessungen an den Mn_5Ge_3 -Kontakten wurden von Dr. Gerda Fischer vom PHI am Karlsruher Institut für Technologie durchgeführt.

Die Epitaxie der Ge 2DHG Proben mittels MBE sowie die hochauflösenden Röntgendiffraktometrie- (engl. „high resolution X-ray diffraction“, HR-XRD) Untersuchungen in Kapitel 4.1 wurden am IHT von Herrn Dr. Oehme durchgeführt. Das in-situ Wachstum der ferromagnetischen Mn_5Ge_3 wurde am IHT von Herrn Hannes Funk durchgeführt.

Tab. 1.1: Übersicht der Publikationen, auf die sich die jeweiligen Kapitel dieser Arbeit beziehen.

	Publikation	Status
<i>Kapitel 5</i>	“Impact of Modulation-doping and Quantum Well-Thickness on the Transport Properties of SiGe/Ge Heterostructures”	In Begutachtung
<i>Kapitel 6</i>	“Formation of Mn_5Ge_3 on a Recess-Etched Ge (111) Quantum-Well Structure for Semiconductor Spintronics”	publiziert
<i>Kapitel 7</i>	„Electrical Spin injection from Mn_5Ge_3 contacts into a High Mobility Ge 2D Hole Gas”	In Begutachtung
<i>Kapitel 8</i>	“High Mobility Ge 2DHG based MODFETs for Low-Temperature Applications”	In Begutachtung

2 Theorie und Methoden

Dieses Kapitel bildet eine Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis der vorliegenden Arbeit benötigt werden. Zusätzlich werden die Methoden zur Auswertung der verschiedenen Messungen aufgezeigt.

2.1 Elektrische Leitfähigkeit und Streumechanismen im Halbleiter

Nachfolgend wird in die Grundlagen zur elektrischen Leitfähigkeit nach dem Drude-Modell eingeführt [75]. Die Beschreibungen basieren dabei auf den Darstellungen in [2,76,77]. Es wird unterschieden zwischen den Fällen ohne und mit extern angelegtem Magnetfeld. Die Methoden zur Hall-Messung anhand von Hall-Strukturen sowie anhand von van-der-Pauw- (vdP) Geometrien werden vorgestellt. Abschließend wird auf die verschiedenen Streumechanismen der Ladungsträger im Halbleiter eingegangen.

2.1.1 Drude-Modell ohne externes Magnetfeld

In leitenden Materialien folgen die Ladungsträger einer ungerichteten thermischen Bewegung. Durch das Anlegen eines externen gerichteten elektrischen Feldes \vec{E} werden die Ladungsträger beschleunigt, d. h. es ergibt sich eine gerichtete Geschwindigkeitskomponente. Durch Wechselwirkungen mit dem (Halbleiter-)Kristall, sogenannte Streuprozesse, als auch der Ladungsträger untereinander, werden die Ladungsträger wieder abgebremst. Es resultiert eine mittlere Driftgeschwindigkeit \vec{v}_d .

Basierend auf dem beschriebenen Drude-Modell ergibt sich die nachfolgende Bewegungsgleichung

$$m^* \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} \right) \vec{v}_d = q \cdot \vec{E}, \quad (2.1)$$

mit τ der mittleren Stoßzeit zwischen zwei Streuevents, m^* der effektiven Masse und q der Elementarladung. Für den stationären Fall, d. h. die mittlere Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger ändert sich nicht mehr, ergibt sich:

$$\vec{v}_d = \frac{q\tau}{m^*} \cdot \vec{E} \quad (2.2)$$

2 Kapitel

Theorie und Methoden

Die Proportionalität zwischen dem anliegenden elektrischen Feld \vec{E} und der mittleren Driftgeschwindigkeit \vec{v}_d wird als Beweglichkeit μ definiert.

$$\mu = \frac{q\tau}{m^*} \quad (2.3)$$

Die Ladungsträger, die sich kollektiv mit der mittleren Driftgeschwindigkeit \vec{v}_d durch das Material bewegen, erzeugen eine Stromdichte \vec{j}

$$\vec{j} = nq \cdot \vec{v}_d = nq\mu \cdot \vec{E} = \frac{nq^2\tau}{m^*} \cdot \vec{E}, \quad (2.4)$$

mit n der Ladungsträgerkonzentration. Die Proportionalität zwischen dem anliegenden elektrischen Feld \vec{E} und der resultierenden Stromdichte \vec{j} wird als Drude-Leitfähigkeit σ_0 bezeichnet:

$$\sigma_0 = \frac{nq^2\tau}{m^*} \quad (2.5)$$

Für den inversen Fall gilt:

$$\vec{E} = \frac{1}{\sigma_0} \cdot \vec{j} = \varrho_0 \cdot \vec{j}, \quad (2.6)$$

wobei ϱ_0 der spezifische Widerstand des Materials ist.

2.1.2 Drude-Modell mit externem Magnetfeld

Befindet sich das Material im externen magnetischen Feld \vec{B} muss zusätzlich die Lorentzkraft berücksichtigt werden. Es resultiert die angepasste Bewegungsgleichung:

$$m^* \cdot \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} \right) \cdot \vec{v}_d = q \cdot (\vec{E} + \vec{v}_d \times \vec{B}) \quad (2.7)$$

Unter Annahme eines statischen Problems und dass das magnetische Feld entlang der z-Achse angelegt wird, d. h. $\vec{B} = B \cdot \vec{e}_z$, ergibt sich für die einzelnen Komponenten der mittleren Driftgeschwindigkeit:

$$\begin{aligned}
 v_x &= \frac{q\tau}{m^*} \cdot E_x + \frac{qB}{m^*} \tau \cdot v_y \\
 v_y &= \frac{q\tau}{m^*} \cdot E_y - \frac{qB}{m^*} \tau \cdot v_x \\
 v_z &= \frac{q\tau}{m^*} \cdot E_z
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

Analog zur vorangegangenen Rechnung ohne externes Magnetfeld, d. h. unter Verwendung der Zusammenhänge aus Gleichung (2.4) und (2.5), ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 E_x &= \frac{j_x}{\sigma_0} + \omega_c \tau \cdot \frac{j_y}{\sigma_0} \\
 E_y &= \frac{j_y}{\sigma_0} - \omega_c \tau \cdot \frac{j_x}{\sigma_0} \\
 E_z &= \frac{j_z}{\sigma_0},
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

dabei ist die Zyklotronfrequenz ω_c nach Gleichung (2.10) definiert.

$$\omega_c = \frac{qB}{m^*} \tag{2.10}$$

In Matrixschreibweise und unter Verwendung von Gleichung (2.6) ausgedrückt ergibt sich:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \varrho_0 \cdot \begin{pmatrix} 1 & \omega_c \tau & 0 \\ -\omega_c \tau & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \\ j_z \end{pmatrix} \tag{2.11}$$

Für ein zwei-dimensionales System reduziert sich das Problem auf eine 2×2 Matrix:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \varrho_0 \cdot \begin{pmatrix} 1 & \omega_c \tau \\ -\omega_c \tau & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

Der zugehörige Leitfähigkeitstensor $\hat{\sigma}$ ergibt sich durch Inversion des Widerstandstensors $\hat{\varrho}$ zu:

$$\hat{\sigma} = \hat{\varrho}^{-1} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c \tau \\ \omega_c \tau & 1 \end{pmatrix} \tag{2.13}$$

2.1.3 Methode zur Hall-Messung anhand der Hall-Struktur

Anhand einer Hall-Struktur kann nun der spezifische Widerstand ϱ_0 , die Ladungsträgerkonzentration n und die Beweglichkeit μ der Probe experimentell bestimmt werden. Dazu wird als Anregung ein Strom I über die Kontakte A und E vorgegeben und die Spannung U_x über die Kontakte B und D gemessen. Zusätzlich wird in einer separaten Messung die Hall-Spannung U_H bei eingeschaltetem Magnetfeld über die Kontakte C und G gemessen. Dazu wird die Hall-Struktur so angeordnet, dass das angelegte Magnetfeld der z -Richtung $\vec{B} = B \cdot \vec{e}_z$ und der Strom der x -Richtung $\vec{I} = I \cdot \vec{e}_x$ folgt. Abb. 2.1 skizziert die beschriebene Anordnung.

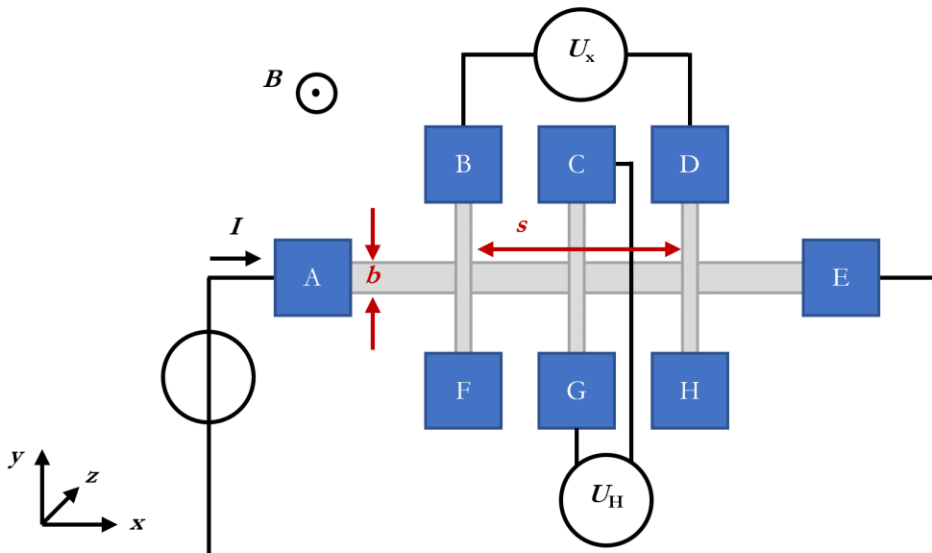


Abb. 2.1: Schematische Anordnung einer Hall-Struktur zur Durchführung der Hall-Messung in einem externen Magnetfeld B . Die blauen Rechtecke symbolisieren die Metall-Kontakte A bis H . Die grauen Stege repräsentieren das zu vermessene Material bzw. System. In dieser Arbeit entspricht das dem Ge-QW.

Für die gewählte Anordnung $j_y = j_z = 0$ ergibt sich aus Gleichung (2.11) bzw. (2.12) für die x -Komponente des elektrischen Feldes:

$$E_x = \varrho_0 \cdot j_x \quad (2.14)$$

Mit bekanntem Abstand s der beiden Kontakte lässt sich das elektrische Feld über $E_x = U_x/s$ bestimmen. Die Stromdichte j_x ergibt sich aus dem Strom I und der Querschnittsfläche $A = b \cdot b$ zu

Dissertation

Im Themengebiet der Spintronik

$j_x = I/A$. Dabei ist die Breite b über die Geometrie der Hall-Struktur und die Höhe h durch die Schichtdicke definiert. Somit kann der spezifische Widerstand aus den Messdaten mittels

$$\varrho_0 = \frac{E_x}{j_x} = \frac{b \cdot h}{s} \cdot \frac{U_x}{I} \quad (2.15)$$

berechnet werden. Im Rahmen der Arbeit wird der spezifische Widerstand der Ge 2DHG Proben auf die Schichtdicke des Ge-QWs $d_{\text{Ge-QW}}$ normiert, d. h. es wird der Widerstand

$$R_{xx} = \frac{\varrho_0}{b} = \frac{\varrho_0}{d_{\text{Ge-QW}}} = \frac{b}{s} \cdot \frac{U_x}{I} \quad (2.16)$$

dargestellt.

Für die y-Komponente des elektrischen Feldes ergibt sich für die gewählte Anordnung:

$$E_y = \varrho_0 \cdot (-\omega_c \tau) \cdot j_x = -\frac{B}{q \cdot n} \cdot j_x \quad (2.17)$$

Mit dem elektrischen Feld $E_y = U_H/b$, der Stromdichte $j_x = I/A$ und der Querschnittsfläche $A = b \cdot h$ kann dann die Ladungsträgerkonzentration berechnet werden:

$$n = -\frac{1}{qb} \cdot \frac{BI}{U_H} \quad (2.18)$$

Im Rahmen der Arbeit wird die Ladungsträgerdichte p_s des Ge 2DHGs diskutiert, d. h. die Ladungsträgerkonzentration wird unter Verwendung der Schichtdicke des Ge-QWs $d_{\text{Ge-QW}}$ in die zugehörige Ladungsträgerdichte umgerechnet:

$$p_s = n \cdot h = n \cdot d_{\text{Ge-QW}} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{BI}{U_H} \quad (2.19)$$

Final kann die Beweglichkeit aus dem spezifischen Widerstand und der Ladungsträgerkonzentration berechnet werden:²

² Dabei wurde ein Hall-Streufaktor von $r_H \approx 1$ angenommen.

2 Kapitel

Theorie und Methoden

$$\mu = \frac{1}{q \cdot n \cdot \varrho_0} \quad (2.20)$$

Angepasst auf die im Rahmen der Arbeit untersuchten Ge 2DHGs ergibt sich:

$$\mu = \frac{1}{q \cdot p_s \cdot R_{xx}} \quad (2.21)$$

2.1.4 Methode nach van-der-Pauw

Alternativ zur Hall-Messung anhand von Hall-Strukturen kann mithilfe der Methode nach vdP der spezifische Widerstand ϱ_0 , die Ladungsträgerkonzentration n und die Beweglichkeit μ bestimmt werden. Der Vorteil der vdP-Geometrien liegt in der vergleichsweise einfachen und robusten Herstellung. Die genaue Geometrie kann dabei beliebig gewählt werden, typischerweise werden allerdings symmetrische Geometrien gewählt. Die vdP-Geometrie muss dabei die folgenden Bedingungen erfüllen [78]:

- Die Kontakte müssen klein gegenüber der Gesamtoberfläche der Probe sein ($< 10\%$).
- Die Kontakte müssen sich am Rand der Probe befinden.
- Die Probe muss homogen und isotrop sein.
- Die Probe muss eine geschlossene Schicht mit einer konstanten Schichtdicke haben.

Abb. 2.2 zeigt schematisch eine rechteckige vdP-Geometrie mit den Kontakten A bis D . Zur Bestimmung des spezifischen Widerstands wird nun ein Strom I über zwei benachbarte Kontakte vorgegeben und die Spannung U an den gegenüberliegenden Kontakten gemessen. In Abb. 2.2 a) ist die Konfiguration mit Strom I_{AB} und Spannung U_{CD} dargestellt. Es resultiert der Widerstand $R_{ABCD} = U_{CD}/I_{AB}$. Durch zyklisches Vertauschen ergeben sich so insgesamt vier Widerstände. Der spezifische Widerstand ϱ_0 kann nun aus dem vdP-Theorem bestimmt werden.

$$\exp\left(-\frac{\pi b}{\varrho_0} \cdot R_{\text{horizontal}}\right) + \exp\left(-\frac{\pi b}{\varrho_0} \cdot R_{\text{vertikal}}\right) = 1 \quad (2.22)$$

Dabei ist im Rahmen dieser Arbeit die Höhe b durch die Schichtdicke des Ge-QW $d_{\text{Ge-QW}}$ definiert. Für die Widerstände $R_{\text{horizontal}}$ und R_{vertikal} gilt:

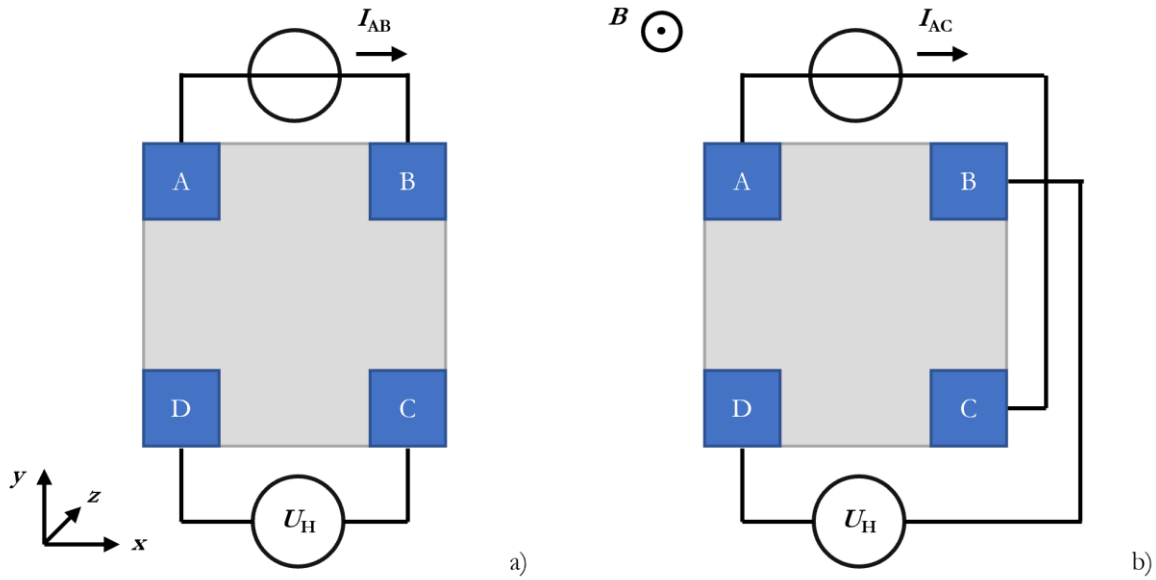


Abb. 2.2: Schematische Durchföhrung der vdP-Methode zur Bestimmung des Widerstands a) und der Hall-Spannung b). Die blauen Rechtecke symbolisieren die Metall-Kontakte A bis D . Die grauen Fläche repräsentiert das zu vermessene Material bzw. System. In dieser Arbeit entspricht das dem Ge-QW.

$$R_{\text{horizontal}} = \frac{R_{ABCD} + R_{CDAB}}{2} \quad (2.23)$$

$$R_{\text{vertikal}} = \frac{R_{BCDA} + R_{DABC}}{2} \quad (2.24)$$

Alternativ zur iterativen Lösung der Gleichung (2.22) kann näherungsweise eine analytische Lösung angegeben werden. Dabei beschreibt f eine Fehlerkorrekturfunktion in Abhängigkeit der beiden Widerstände $R_{\text{horizontal}}$ und R_{vertikal} , deren Werte in der Arbeit von *Ramadan et al.* tabelliert sind [79].

$$\varrho_0 = \frac{\pi b}{\ln(2)} \cdot \frac{R_{\text{horizontal}} + R_{\text{vertikal}}}{2} \cdot f\left(\frac{R_{\text{horizontal}}}{R_{\text{vertikal}}}\right) \quad (2.25)$$

Symmetrische Widerstände $R_{\text{horizontal}} = R_{\text{vertikal}}$ liefern für die Fehlerkorrekturfunktion einen Wert von $f = 1$. Dadurch vereinfacht sich Gleichung (2.25) zu:

$$\varrho_0 = \frac{\pi b}{\ln(2)} \cdot R_{\text{horizontal}} \quad (2.26)$$

Zur Bestimmung der Hall-Spannung U_H im externen magnetischen Feld wird der Strom an zwei gegenüberliegenden Kontakten eingespeist und die zugehörige Spannung an den jeweils anderen

2 Kapitel

Theorie und Methoden

beiden Kontakten gemessen. In Abb. 2.2 b) ist die Konfiguration mit Strom I_{AC} und Spannung U_{BD} dargestellt. Die Messung wird dann wieder zyklisch vertauscht wiederholt und für positive sowie negative externe magnetische Felder durchgeführt.³ Die Hall-Spannung ergibt sich dann durch Mittelung aller Einzel-Spannungen. Anschließend kann die Ladungsträgerkonzentration bzw. Ladungsträgerdichte mit Gleichung (2.18) bzw. (2.19) bestimmt werden. Final errechnet sich die Beweglichkeit wieder nach Gleichung (2.20) bzw. (2.21).

2.1.5 Streumechanismen im Halbleiter

Wie in den vorangegangenen Kapiteln diskutiert wird die Beweglichkeit μ eines Materials durch Streuprozesse der Ladungsträger limitiert. Charakteristische Größe ist dabei die mittlere Stoßzeit τ zwischen zwei Streuevents. Für die Ladungsträger in einem Halbleiter gibt es verschiedene Ursprünge möglicher Streuevents. Abb. 2.3 gibt einen Überblick über die verschiedenen Streumechanismen in einem Halbleiter.

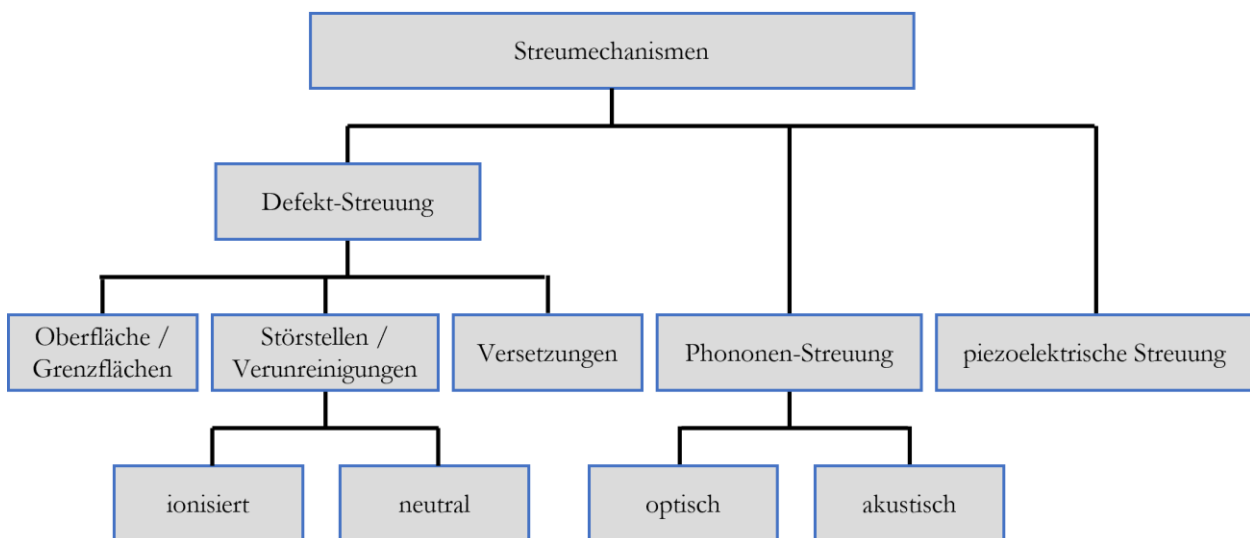


Abb. 2.3: Überblick der verschiedenen Streumechanismen in einem Halbleiter.

Im Halbleiter dominiert für hohe Temperaturen die Phononen-Streuung, wobei zwischen den optischen (Kristall-Atome bewegen sich in Phase) und akustischen (Kristall-Atome bewegen sich

³ Zur Fehlerminimierung werden außerdem mehrere Messungen mit verschiedenen Stromstärken durchgeführt.

außer Phase) Phononen unterschieden wird. Im Falle eines dotierten Halbleiters dominiert für tiefe Temperaturen die Streuung an geladenen Verunreinigungen. Das Dotieren erhöht zwar die Anzahl an verfügbaren Ladungsträgern n und somit auch grundsätzlich die Leitfähigkeit σ_0 , reduziert aber die Beweglichkeit μ der Ladungsträger, da gezielt (geladene) Verunreinigungen eingebaut werden. Somit ist die Beweglichkeit nicht nur vom Material selbst, sondern auch von Störstellendichte, Grenzflächen und insbesondere Temperatur stark abhängig. Zur Vollständigkeit wird an dieser Stelle noch die piezoelektrische Streuung gelistet, bei der die Ladungsträger durch ein Polarisationsfeld beeinflusst werden. Dieser Effekt tritt allerdings nur in Kristallen mit fehlender Inversionssymmetrie auf und ist damit für die Betrachtungen in dieser Arbeit nicht weiter relevant.

Die mittlere Streuzeit τ ergibt sich nach der Matthies'schen Regel unter Berücksichtigung aller Streumechanismen:

$$\tau = \frac{1}{\sum_i \tau_i} \quad (2.27)$$

Unabhängig vom Streumechanismus wird für jedes Streuevent zwischen der Klein- und Großwinkel-Streuung unterschieden [80,81]. Maßgeblich ist hierbei der Streuwinkel θ um den ein gestreuter Ladungsträger abgelenkt wird. Für die Großwinkel-Streuung τ_g gilt

$$\frac{1}{\tau_g} \propto \int_0^\pi S(\theta) \cdot (1 - \cos(\theta)) d\theta, \quad (2.28)$$

mit der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit $S(\theta)$. Durch den Streufaktor $1 - \cos(\theta)$ werden Streuevents um große Winkel stärker gewichtet wogegen Streuevents um kleine Winkel eine untergeordnete Rolle spielen. Die Großwinkel-Streuung entspricht der klassischen Transportstreuzeit $\tau_g = \tau_{tr}$ die mittels Hall- und/oder vdP-Messung bestimmt wird. Im Gegensatz dazu steht die Berücksichtigung aller Streuevents τ_k unabhängig vom Streuwinkel θ , d. h. es wird keine Gewichtung durchgeführt:

$$\frac{1}{\tau_k} \propto \int_0^\pi S(\theta) d\theta \quad (2.29)$$

Diese Streuzeit entspricht dabei der Quantenstreuzeit $\tau_k = \tau_q$ die u. a. aus Magnetwiderstandsmessungen (SdH-Oszillationen) extrahiert werden kann. Das Verhältnis aus Transport- und Quantenstreuzeit wird als Dingle-Verhältnis α bezeichnet.

2 Kapitel

Theorie und Methoden

$$\alpha = \frac{\tau_{\text{tr}}}{\tau_{\text{q}}} \quad (2.30)$$

Im Rahmen der Arbeit wird daher zwischen der Quantenstreuzeit und der Transportstreuzeit unterschieden. Während die Transportstreuzeit für klassische Anwendungen die relevante ist, muss in der Halbleiter-Spintronik jedes Streuevent unabhängig vom Streuwinkel gleichermaßen berücksichtigt werden. Die Quantenstreuzeit ist somit für die Halbleiter-Spintronik die relevantere.

2.2 Das Ge 2DHG

Das Ge 2DHG wird im Rahmen dieser Arbeit in einer $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur, welche epitaktisch mittels MBE gewachsen wird, gebildet. Neben der Heteroepitaxie werden hier die theoretischen Hintergründe von 2DEGs bzw. 2DHGs, insbesondere deren Quantenphänomene bei tiefen Temperaturen und im Magnetfeld, eingeführt. Schließlich wird die Vorgehensweise zur Auswertung der SdH-Oszillationen präsentiert.

2.2.1 Halbleiter-Heteroepitaxie und Methode zur Auswertung der strukturellen Analyse

Die Heteroepitaxie beschreibt das epitaktische Wachstum von mindestens zwei unterschiedlichen Materialien A und B aufeinander. Dabei können sich diese Materialien in ihrer jeweiligen Gitterkonstanten a_0 ($a_{0,A} \neq a_{0,B}$) unterscheiden. Bis zu einer kritischen Schichtdicke übernimmt die aufgewachsene Schicht des Materials B die Gitterkonstante in der xy -Ebene des darunterliegenden Substrats A ($a_{\parallel,A} = a_{\parallel,B}$), d. h. die aufgewachsene Schicht wächst pseudomorph. Wird die kritische Schichtdicke überschritten, relaxiert die aufgewachsene Schicht durch das Ausbilden von Versetzungslinien (engl. „misfit dislocation“) an der Grenzfläche zwischen den beiden Materialien. An den beiden Enden einer Versetzungslinie entstehen Durchstoßversetzungen (engl. „threading dislocation“), die sich in Richtung der Oberfläche durch den Kristall ziehen. Vollständige Relaxation liegt schließlich vor, wenn die Gitterkonstante des aufgewachsenen Materials B in der xy -Ebene der Gitterkonstanten des Materials selbst entspricht ($a_{0,B} = a_{\parallel,B}$). Eine schematische Darstellung gibt Abb. 2.4.

Neben der Gitterkonstanten können sich die beiden Materialien A und B auch in ihrer Bandlücke E_G unterscheiden. Mit der Heteroepitaxie lassen sich so abrupte Potenzialsprünge und somit

Potentialtöpfe für Ladungsträger realisieren. Je nach Bandlücke E_G und Bandkantenoffset im Leitungs- ΔE_L und Valenzband ΔE_V wird zwischen einem Typ I und Typ II Heteroübergang unterschieden, siehe Abb. 2.5 [2,77].

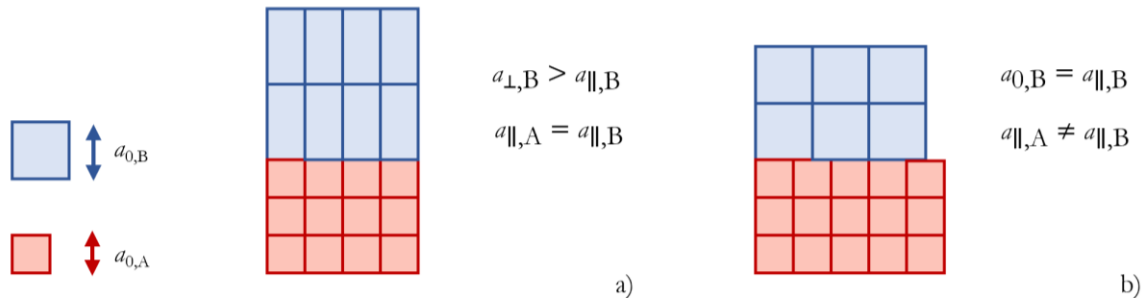


Abb. 2.4: Schematische Darstellung der Heteroepitaxie zweier Materialien A und B mit unterschiedlicher Gitterkonstante ($a_{0,A} \neq a_{0,B}$). Gezeigt werden die Fälle für a) eine pseudomorph aufgewachsene Schicht B sowie b) eine vollständig relaxierte Schicht B .

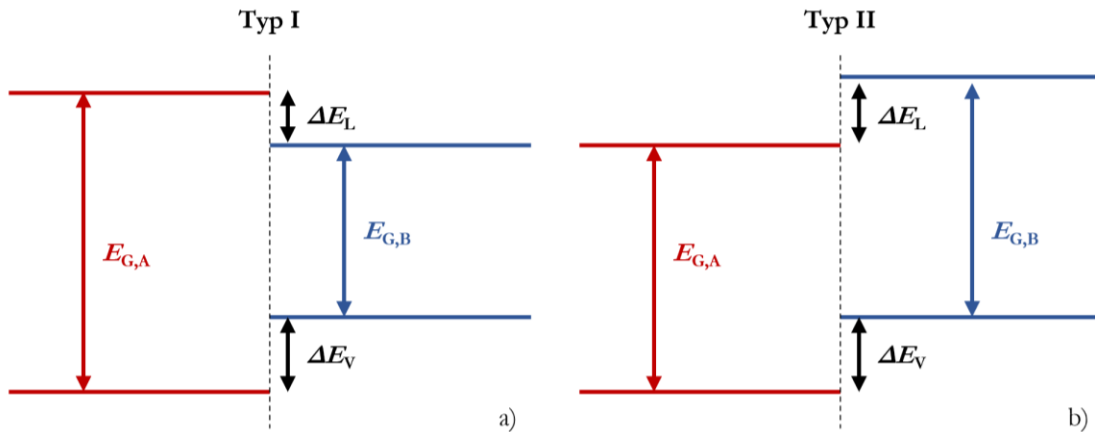


Abb. 2.5: Schematisches Banddiagramm eines a) Typ I und b) Typ II Heteroübergangs.

Im Rahmen dieser Arbeit werden $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostrukturen epitaktisch mittels MBE gewachsen, siehe Kapitel 3.1. Der angestrebte Ge-Gehalt der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schichten beträgt dabei $x = 80\%$. Für dieses Materialsystem bildet sich bei diesem Ge-Gehalt ein Typ I Heteroübergang mit Bandkantenoffset im Leitungsband in Höhe von $\Delta E_L = -0,224$ eV und im Valenzband in Höhe

2 Kapitel

Theorie und Methoden

von $\Delta E_V = 0,0632 \text{ eV}$ [82,83].⁴ Somit entsteht im verspannten Ge ein Potentialtopf sowohl für Elektronen im Leitungs- als auch Löcher im Valenzband.

Die Gitterkonstanten in der Ebene a_{\parallel} und senkrecht zur Ebene a_{\perp} der gewachsenen Schichten innerhalb der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur werden in dieser Arbeit mittels HR-XRD experimentell bestimmt. Auf Basis der gemessenen Gitterkonstanten kann dann die laterale Verspannung ε_{\parallel} des Ge-QWs sowie der Ge-Gehalt x der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht bestimmt werden [85]. Dazu wird zunächst für beide Materialien die relaxierte Gitterkonstante unter Verwendung der Elastizitätskonstanten C_{11} und C_{12} nach Gleichung (2.31) berechnet.⁵

$$a_0 = \frac{a_{\perp} + \frac{2C_{12}}{C_{11}} \cdot a_{\parallel}}{1 + \frac{2C_{12}}{C_{11}}} \quad (2.31)$$

Für den Ge-QW kann das Verhältnis der Elastizitätskonstanten C_{12}/C_{11} bestehender Literatur entnommen werden [86]. Die laterale Verspannung ε_{\parallel} des Ge-QWs ergibt sich dann nach Gleichung (2.32). Üblicherweise wird diese in Prozent angegeben.

$$\varepsilon_{\parallel} = \frac{a_{\parallel, \text{Ge}} - a_{0, \text{Ge}}}{a_{0, \text{Ge}}} \quad (2.32)$$

Allgemein entspricht eine negative laterale Verspannung $\varepsilon_{\parallel} < 0$ einer Druckverspannung, wogegen eine positive Verspannung $\varepsilon_{\parallel} > 0$ einer Zugverspannung entspricht.

Für die $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht ergibt sich das Verhältnis der Elastizitätskonstanten C_{12}/C_{11} mithilfe einer linearen Interpolation zwischen den jeweiligen Werten für Si und Ge. Damit ist Gleichung (2.31) im Falle der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht eine Funktion vom Ge-Gehalt x und kann nicht direkt gelöst werden. Zur Bestimmung des Ge-Gehalts x und der Gitterkonstanten $a_{0, \text{SiGe}}$ wird daher das Vegard'sche Gesetz für die Gitterkonstante einer $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Legierung herangezogen. Die exakte Gitterkonstante einer $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Legierung $a_{0, \text{SiGe}}$ ist dabei durch Gleichung (2.33) definiert [2].

⁴ M. Rieger und P. Vogel berichten von einem Bandkantenoffset im Leitungsband in Höhe von $\Delta E_L = -0,1 \text{ eV}$ und im Valenzband in Höhe von $\Delta E_V = 0,0844 \text{ eV}$ [84]. Obwohl sich damit die genauen Angaben der Bandkantenoffsets unterscheiden bleibt das zentrale Ergebnis, dass ein Typ I Heteroübergang gebildet wird, gleich.

⁵ Es wird eine zweiachsige Verspannung des Kristalls angenommen.

$$a_{0,\text{SiGe}} = (0,5431 + 0,01992 \cdot x + 0,0002733 \cdot x^2) \text{ nm} \quad (2.33)$$

Aus Gleichung (2.31) und (2.33) ergibt sich dann der Ge-Gehalt x und damit auch die Gitterkonstante $a_{0,\text{SiGe}}$ der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht.

2.2.2 Bandstruktur von Ge und effektive Masse

Die Bandstruktur eines kristallinen Festkörpers beschreibt die Abhängigkeit der Energie E vom Impuls der Ladungsträger \vec{k} (Dispersionsrelation) im Gitterpotential. Sie ist damit ein wichtiges Konzept, das zum Verständnis der elektronischen Struktur aber auch den thermischen und optischen Eigenschaften beiträgt. Die Dispersionsrelation eines freien Teilchens ist gegeben nach Gleichung (2.34)

$$E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m}, \quad (2.34)$$

wobei \vec{k} der Wellenvektor, m die Ruhemasse des Elektrons (oder Loches) und \hbar das reduzierte Planck'sche Wirkungsquantum ist. Im Gegensatz dazu muss im kristallinen Festkörper das Gitterpotential berücksichtigt werden. Näherungsweise werden die Ladungsträger dann als quasi-freie Teilchen behandelt, wobei das Gitterpotential durch die Einführung einer effektiven Masse m^* berücksichtigt wird. Die inverse, effektive Masse entspricht dabei der zweiten Ableitung der Dispersionsrelation, d. h. sie beschreibt die Krümmung der parabelförmig genäherten Bänder [2,77].

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j} \quad (2.35)$$

Für die elektronischen Eigenschaften eines kristallinen Festkörpers ist eine kleine effektive Masse wünschenswert, da so die Beweglichkeit μ und damit auch die Leitfähigkeit σ_0 erhöht werden, siehe Gleichung (2.3) und (2.5).

Ge ist ein indirekter Halbleiter mit einer relaxierten, indirekten Bandlücke von $E_G \approx 0,66$ eV. Das Leitungsbandminima befindet sich im L-Tal (entspricht der (111) Richtung) und ist achtfach entartet. Das Valenzbandmaximum im Γ -Punkt ($k = 0$) besteht aus drei stark miteinander wechselwirkenden Bändern. Dem jeweiligen Band für schwere Löcher (engl. „heavy hole“, HH) und leichte Löcher (engl. „light hole“, LH) die im Γ -Punkt entartet sind sowie einem zusätzlichen

2 Kapitel

Theorie und Methoden

abgespalteten Band (engl. „split-off“, SO). Die energetische Separation des SO-Bandes zum HH- bzw. LH-Band beträgt für relaxiertes Ge $E_{SO} = 290$ meV [2,77,87].

Durch Einbringen einer Verspannung verändert sich nun die Dispersionsrelation und damit auch die Bandstruktur von Ge. Außerdem wird durch das Einbringen einer Verspannung die Entartung von HH- und LH-Band aufgehoben. Abb. 2.6 zeigt schematisch den Einfluss der Verspannung auf das Valenzband von Ge. Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostrukturen resultiert eine Druckverspannung des Ge-QWs. Durch diese Druckverspannung wird das HH-Band energetisch nach oben verschoben und die effektive Masse m^* der Löcher im HH-Band reduziert. Bei ausreichend hoher Druckverspannung kann die effektive Masse im HH-Band leichter als die zugehörige effektive Masse im LH-Band sein ($m_{\text{HH}}^* < m_{\text{LH}}^*$). Dieser Effekt ist in der Literatur unter dem Begriff Masseninversion bekannt. Neben der reduzierten effektiven Masse erhöht auch die steigende Energieseparation zwischen HH- und LH-Band die Beweglichkeit μ , da mit steigender Energieseparation Streuereignisse der Löcher zwischen den Bändern reduziert werden. Demgegenüber erzielt eine Zugverspannung den umgekehrten Fall, d. h. das LH-Band wird energetisch angehoben und die effektive Masse der Löcher darin wird erhöht [87].

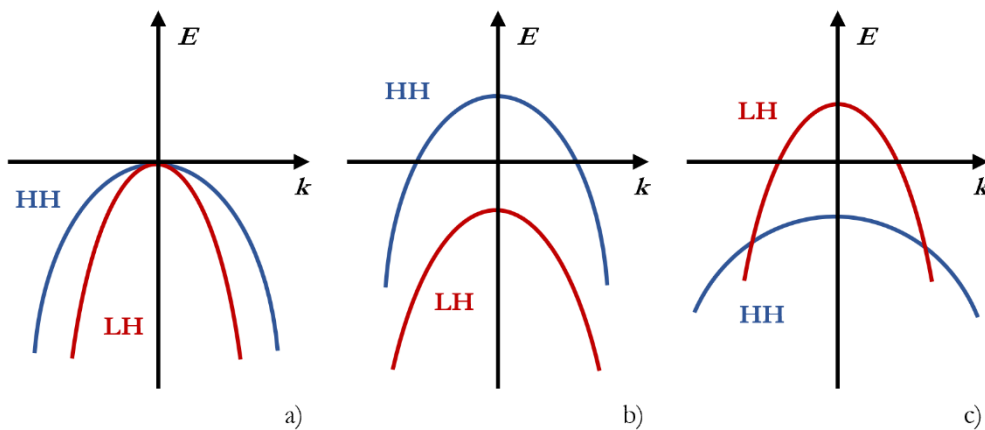


Abb. 2.6: Schematisches Valenzband eines Ge-QWs in Abhängigkeit der Verspannung: a) relaxiert, b) druckverspannt und c) zugverspannt in der xy-Ebene. Das SO-Band wurde hier vernachlässigt.

2.2.3 *Modulationsdotierung*

Analog zu einer klassischen Halbleiter-Schicht kann auch eine Halbleiter-Heterostruktur dotiert werden. Allerdings wird die Dotierung auf bestimmte Schichten außerhalb des verspannten QWs beschränkt. Üblicherweise befindet sich diese dotierte Schicht in einem definierten Abstand zum verspannten QW, dem sogenannten „Spacer“. Als Folge dieser Dotierung sammeln sich die Ladungsträger im energetisch günstigeren QW, wo sie aufgrund der räumlichen Beschränkung je nach Art der Dotierung ein 2DEG bzw. 2DHG bilden. Durch diese Technik werden die freien Ladungsträger von ihren Dotieratomen getrennt, wodurch die Streuung an geladenen (und neutralen) Verunreinigungen verringert wird. Im Gegensatz zu klassischen Halbleiter-Schichten können so viel höhere Beweglichkeiten erzielt werden. Diese Technik wird als Modulationsdotierung bezeichnet und wurde Mitte der 1970er Jahre von *H. Stormer* et al. erfunden [88,89]. Anstatt einer homogen dotierten Halbleiter-Schicht kann auch eine einzelne Schicht mit sehr hoher Dotierstoffkonzentration verwendet werden. In der Literatur ist diese Art von Dotierung unter dem Begriff δ -Dotierung bekannt und wurde erstmals von *K. Ploog* eingeführt [90]. Allerdings erzeugt die δ -Dotierung einen parasitären Kanal zum 2DEG bzw. 2DHG im QW, der auch für sehr tiefe Temperaturen mit Ladungsträgern besetzt ist. Die Modulationsdotierung ist daher der δ -Dotierung vorzuziehen.

Abb. 2.7 a) und b) zeigen das schematische Valenzband am Beispiel einer $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur ohne und mit Modulationsdotierung. Das Diagramm folgt dem Design der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben, d. h. der Ge-Gehalt der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schichten beträgt $x = 80\%$ (es resultiert ein Typ I Heteroübergang, siehe Kapitel 2.2.1) und als Dotiermaterial werden Akzeptoren (für die Modulationsdotierung der Ge 2DHG Proben wird das Element B benutzt) verwendet.

2 Kapitel

Theorie und Methoden

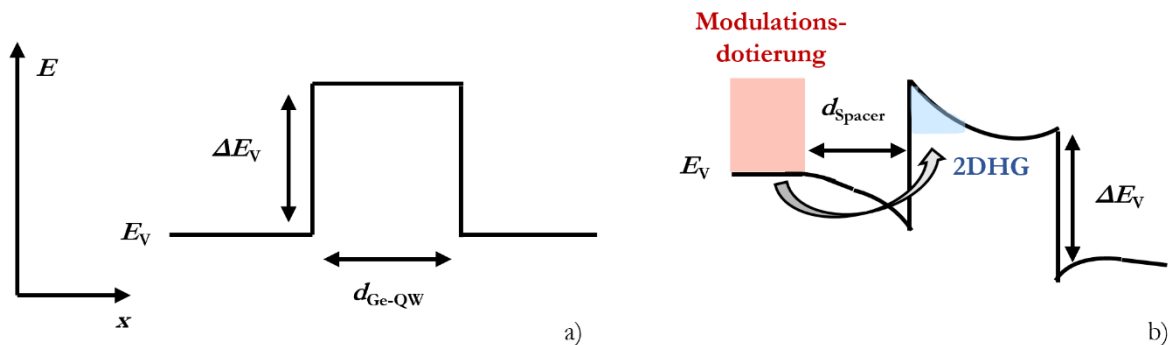


Abb. 2.7: Schematischer Verlauf des Valenzbandes einer $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur ohne a) und mit b) Modulationsdotierung. Die Modulationsdotierung befindet sich in einem definierten Abstand („Spacer“) zum Ge-QW. Durch Transfer der Ladungsträger in den energetisch günstigeren Ge-QW bildet sich ein 2DHG aus.

Wie bereits erwähnt wird aufgrund der Modulationsdotierung die Streuung der Ladungsträger an geladenen (und neutralen) Verunreinigungen stark verringert. Für 2DEGs bzw. 2DHGs stellt sich daher die Frage durch welchen Mechanismus die Beweglichkeit für tiefe Temperaturen limitiert wird. Eine Limitierung in Form von Verunreinigungen kann dennoch aufgrund der parasitären Hintergrunddotierung auftreten. Des Weiteren sind vor allem die Streuung an Defekten (Dichte an Versetzungslinien, Durchstoßversetzungen und Qualität der Grenzfläche(n)) relevant, d. h. die Kristallqualität spielt eine entscheidende Rolle. Darüber hinaus wirkt auch das Coulomb-Feld der Modulationsdotierung auf die Ladungsträger im QW, so dass auch Fern-Coulomb-Streuung beachtet werden muss. Die Fern-Coulomb-Streuung ist dabei stark abhängig von der Höhe der Modulationsdotierung sowie der Dicke des „Spacers“. Damit ist auch das Design der gewachsenen Halbleiter-Heterostruktur zum Erreichen hoher Beweglichkeiten entscheidend.

Eine ausführliche Diskussion der verschiedenen Streumechanismen am Beispiel einer Ge 2DHG Probe befindet sich in Kapitel 5.4.

2.2.4 Landau-Niveaus und *SdH-Oszillationen*

Bewegte Ladungsträger im äußeren Magnetfeld werden aufgrund der Lorentzkraft auf eine Kreisbahn abgelenkt. Wird nun ein 2DEG bzw. 2DHG einem Magnetfeld ausgesetzt, quantisieren die Elektronenbahnen und bilden die sogenannten Landau-Niveaus. Da in der Fachliteratur die Landau-Niveaus üblicherweise für 2DEGs diskutiert werden, orientieren sich die nachfolgenden Ausführungen ebenfalls am Beispiel eines 2DEGs. Die Überlegungen für ein 2DHG folgen einer analogen Betrachtung. Inhaltlich angelehnt sind die Ausführungen an die Quellen [77,91].

Die Ladungsträger eines 2DEGs können sich in der xy -Ebene frei bewegen, d. h. sie können beliebige Impulse k_x und k_y annehmen. In Wachstumsrichtung der Halbleiter-Heterostruktur (z -Achse) sind die Ladungsträger in ihrem Impuls k_z allerdings eingeschränkt, da hier nur diskrete Energieniveaus erlaubt sind ($E_z = E_j$). Für die Gesamtenergie eines Elektrons gilt somit Gleichung (2.36).⁶

$$E_{\text{ges},j}(k_x, k_y, k_z) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \cdot (k_x^2 + k_y^2) + E_{z,j}(k_z) \quad (2.36)$$

Dabei beschreibt $E_{z,j}(k_z)$ die Energieeigenwerte des Quantentopfes. Im \vec{k} -Raum verteilen sich die Elektronen quasi kontinuierlich auf dem parabolisch geformten Energieband, siehe Abb. 2.8 a). Die dazugehörige Zustandsdichte $D(E)$ des zwei-dimensionalen Systems entspricht einer Stufenfunktion, siehe Abb. 2.8 b).

Durch das Anlegen eines Magnetfeldes in z -Richtung werden die Elektronen auf eine Kreisbahn in der xy -Ebene gezwungen. Die Umlauffrequenz entspricht dabei klassisch der Zyklotronfrequenz ω_c nach Gleichung (2.10). Damit bewirkt das Magnetfeld eine weitere Quantisierung in z -Richtung wodurch die kontinuierlichen Energiebänder (Gleichung (2.35)) in Landau-Niveaus aufgespalten werden, siehe Abb. 2.8 c).⁷ Für die Gesamtenergie eines Elektrons gilt dann Gleichung (2.37).

$$E_{\text{ges},j,n,s} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \cdot \hbar\omega_c + E_{z,j}(k_z) + s g \mu_B B \quad (2.37)$$

Der erste Term entspricht der Energie der Landau-Niveaus mit Quantenzahl n . Der dritte Term berücksichtigt die Spin-Aufspaltung im Magnetfeld. Hierbei ist $s = \pm 1/2$ die Spinquantenzahl, μ_B das Bohr'sche Magneton und g der Landé-Faktor der Elektronen. Für kleine Magnetfelder kann dieser Term vernachlässigt werden. Der energetische Abstand zweier benachbarter Landau-Niveaus beträgt immer $\Delta E_L = \hbar\omega_c$ und hängt damit vom Magnetfeld ab.

Die Quantisierung der Elektronenbahnen entspricht einer Quantisierung der Zustandsdichte. Die konstante Zustandsdichte des 2DEGs kondensiert im Magnetfeld zu einer Serie von δ -Funktionen

⁶ Dabei wird eine isotrope effektive Masse in der Ebene angenommen ($m^* = m_x^* = m_y^*$).

⁷ Eine quantenmechanische Beschreibung kann durch die Schrödinger-Gleichung unter Berücksichtigung des Vektorpotenziales $\vec{A} = (0, xB, 0)$ gegeben werden. Als Lösung ergeben sich die Landau-Niveaus.

2 Kapitel

Theorie und Methoden

mit Linienverbreiterung Γ , siehe Abb. 2.8 d). Diese Linienverbreiterung resultiert aus Streuprozessen, d. h. die Separation der Landau-Niveaus kann nur in Materialien mit hoher Beweglichkeit beobachtet werden (Bedingung $\omega_c \tau > 1$). Das Landau-Niveau enthält so viele Zustände wie ursprünglich ohne Magnetfeld in der Fläche zwischen zwei Landau-Niveaus vorhanden waren. Der Entartungsgrad beträgt damit

$$N_L = \hbar \omega_c \cdot D_0 = \frac{q}{\pi \hbar} \cdot B, \quad (2.38)$$

mit D_0 der Zustandsdichte des Subbandes ohne Magnetfeld

$$D_0 = g_v g_s \cdot \frac{m^*}{2\pi \hbar}, \quad (2.39)$$

wobei für die Tal-Entartung $g_v = 1$ und die Spin-Entartung $g_s = 2$ angenommen wird [45]. Ist die Fermi-Kante bei ausreichend tiefer Temperatur scharf genug, ist ein Landau-Zustand unterhalb der Fermi-Energie mit N_L Elektronen besetzt. Durch eine Variation des Magnetfeldes ändert sich nun der energetische Abstand ΔE_L zwischen den Landau-Niveaus sowie auch der Entartungsgrad N_L eines Landau-Niveaus. Durchläuft ein Landau-Niveau das Fermi-Niveau werden die Elektronen in das darunterliegende, energetisch günstigere Landau-Niveau umverteilt.⁸ Aufgrund der Linienverbreiterung Γ liegt die Fermi-Energie nicht immer über oder unter einem Landau-Zustand, sondern durchwandert den höchstbesetzten Landau-Zustand in Abhängigkeit von dem angelegten Magnetfeld. Für eine konstante Fermi-Energie resultiert somit eine oszillierende Zustandsdichte.

Diese Oszillationen in der Zustandsdichte können auch in der elektrischen Leitfähigkeit einer Probe gemessen werden. SdH-Oszillationen sind Oszillationen des longitudinalen Widerstands ρ_{xx} über dem angelegten Magnetfeld, die bei genügend tiefen Temperaturen und ausreichend hohen Beweglichkeiten der Ladungsträger auftreten. Nach Gleichung (2.5) ist die Leitfähigkeit σ_0 eines Materials abhängig von der Streuzzeit τ . Die Wahrscheinlichkeit eines Elektrons gestreut zu werden ist proportional zur Anzahl an verfügbaren Zuständen. Befindet sich nun die Fermi-Energie innerhalb eines Landau-Niveaus können die Elektronen in freie Zustände innerhalb des jeweiligen Landau-Niveaus streuen. Es resultiert ein erhöhter longitudinaler Widerstand. Liegt die Fermi-

⁸ Durch Erhöhung des Magnetfeldes steigt der Entartungsgrad N_L der Landau-Niveaus, d. h. mehr Elektronen können im Landau-Niveau aufgenommen werden.

Energie dagegen zwischen zwei Landau-Niveaus kann aufgrund der fehlenden freien Zustände keine Streuung erfolgen. Folglich ist der longitudinale Widerstand reduziert.

Neben einer hohen Beweglichkeit der Ladungsträger setzt die Messung von SdH-Oszillationen eine scharfe Fermi-Kante voraus, d. h. die Temperatur muss ausreichend gering sein. Steigt die Temperatur, so verschmieren zunächst die SdH-Oszillationen bis sie schließlich nicht mehr beobachtet werden können.

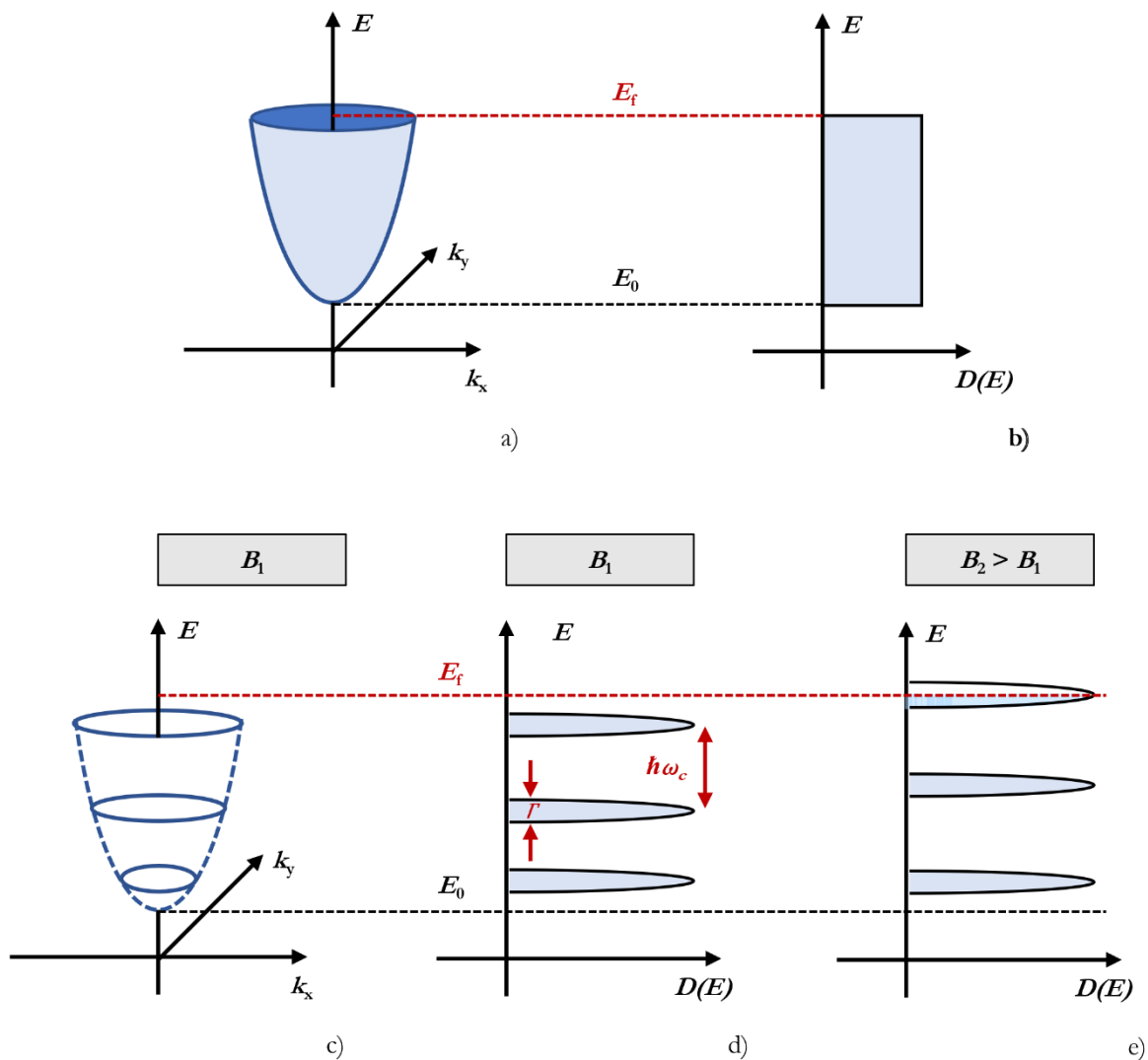


Abb. 2.8: Dispersionsrelation a) und zwei-dimensionale Zustandsdichte b) eines 2DEGs (2DHGs) ohne Magnetfeld. Das Anlegen eines Magnetfeldes B bewirkt ein Aufspalten des kontinuierlichen Energiebandes in diskrete Landau-Niveaus c) mit energetischem Abstand $\hbar\omega_c$. Die Zustandsdichte d) kondensiert zu einer Serie von δ -Funktionen mit Linienverbreiterung Γ . In Abhängigkeit des Magnetfeldes durchwandern die Landau-Niveaus die Fermi-Energie E_f e).

2 Kapitel

Theorie und Methoden

2.2.5 Methode zur Auswertung der SdH-Oszillationen

Zur Charakterisierung des Transports werden im Rahmen dieser Arbeit Magnetwiderstandsmessungen an den Ge 2DHG Proben durchgeführt. Es können SdH-Oszillationen beobachtet werden, aus denen dann die Ladungsträgerdichte p_s , die effektive Masse m^* und die Quantenstreuzeit τ_q extrahiert werden. Die nachfolgende Beschreibung der Methodik folgt inhaltlich den Darstellungen in [81,91,92].

Zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte p_s wird der Magnetwiderstand ρ_{xx} üblicherweise als Funktion des inversen Magnetfeldes $1/B$ aufgetragen. Durch diese Auftragung werden die Minima des Magnetwiderstands äquidistant. Die Ladungsträgerdichte kann nun im Bereich kleiner Magnetfelder (es darf noch keine Spin-Aufspaltung stattfinden) aus der Oszillationsfrequenz $f_{1/B}$ entweder mithilfe einer Fast-Fourier-Transformation oder durch explizites Einsetzen des Abstandes der Minima berechnet werden.

$$p_s = g_s g_v \cdot \frac{q}{b} \cdot f_{1/B} = g_s g_v \cdot \frac{q}{b} \cdot \left(\frac{1}{B_i} - \frac{1}{B_{i+1}} \right)^{-1} \quad (2.40)$$

Für die Tal- und Spin-Entartung wird wieder $g_v = 1$ und $g_s = 2$ angenommen [45]. B_i bzw. B_{i+1} beschreibt das Magnetfeld am i -ten bzw. $i+1$ -ten Minima der SdH-Oszillation.

Quantitativ basiert die Magnetwiderstandsmessung $R_{xx}(B)$ auf der Überlagerung eines nicht oszillierenden Grundwiderstands $R_{xx} = \rho_0/b$ (siehe Gleichung (2.16)) mit einer oszillierenden Quantenkorrektur ΔR .

$$R_{xx}(B) = R_{xx} + \Delta R \quad (2.41)$$

Dabei berechnet sich die oszillierende Quantenkorrektur ΔR nach Gleichung (2.42)

$$\Delta R = 4 \cdot D(X(T)) \cdot \exp\left(-\frac{\pi m^*}{\tau_q q B}\right) \cdot \cos\left(2\pi \cdot \frac{E_F}{\hbar \omega_c}\right), \quad (2.42)$$

mit Fermi-Energie E_F . $D(X(T))$ beschreibt einen Temperaturdämpfungsfaktor mit Argument $X(T)$ gemäß

$$D(X(T)) = \frac{X(T)}{\sinh(X(T))}, \quad (2.43)$$

$$X(T) = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c}, \quad (2.44)$$

mit der Boltzmann-Konstanten k_B . Unter der Annahme einer vernachlässigbaren Änderung der Quantenstreuzeit τ_q und der effektiven Masse m^* im betrachteten Temperaturbereich kann die effektive Masse durch Auftragen der Oszillationsamplitude $A(T)$ normiert auf eine Referenzamplitude $A(T_{\text{Ref}})$ bestimmt werden. Da dann bis auf den Temperaturdämpfungsfaktor $D(X(T))$ alle Komponenten in Gleichung (2.42) konstant sind, ergibt sich

$$\frac{A(T)}{A(T_{\text{Ref}})} = \frac{D(T)}{D(T_{\text{Ref}})} = \frac{T \cdot \sinh(2\pi^2 k_B T_{\text{Ref}} / \hbar \omega_c)}{T_{\text{Ref}} \cdot \sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c)}. \quad (2.45)$$

Unter Verwendung der Zyklotronfrequenz $\omega_c = qB/m^*$ kann dann die effektive Masse durch eine numerische Anpassung der Gleichung (2.45) an die Messwerte bestimmt werden.

Die Entwicklung der Oszillationsamplitude $A(T)$ im Magnetfeld B wird bei gegebener Temperatur T durch den Dingle-Faktor $\exp\left(-\frac{\pi m^*}{\tau_q q B}\right)$ beschrieben. Ist die Ladungsträgertemperatur und die effektive Masse bekannt, so kann die Quantenstreuzeit τ_q aus einer Auftragung von $A(T)$ als Funktion des Magnetfeldes B extrahiert werden. Dabei wird angenommen, dass die Ladungsträgertemperatur der Temperatur des Kristallgitters entspricht. Da insbesondere die Ladungsträger durch Anregung erwärmt werden, gilt dies nur für kleine Anregungsströme $I \approx 100 \text{ nA}$.

$$A(T) = 4 \cdot D(X(T)) \cdot \exp\left(-\frac{\pi m^*}{\tau_q q B}\right) \quad (2.46)$$

2.3 (Halbleiter-)Spintronik

In diesem Abschnitt werden die Grundzüge der elektrischen Spin-Injektion und Spin-Detektion in ein Halbleiter-Material vorgestellt. Die Ausführungen orientieren sich dabei an [7,92]. Ebenso

2 Kapitel

Theorie und Methoden

befindet sich hier eine Diskussion des Spin-Transports in einem Ge 2DHG sowie eine Abschätzung für die zu erwartende Spin-Flip-Länge.

2.3.1 Elektrische Spin-Injektion in ein Halbleiter-Material

Die elektrische Spin-Injektion in ein Halbleiter-Material wird mithilfe eines Ferromagnet-Halbleiter-Kontakts erzielt. In einem Ferromagnet unterscheiden sich die spinabhängigen Zustandsdichten $D_{\text{FM}}^{\uparrow}(E)$ und $D_{\text{FM}}^{\downarrow}(E)$.⁹ Folglich unterscheidet sich auch die jeweilige Anzahl an Elektronen mit Spin-Orientierung „Spin-Up“ N_{FM}^{\uparrow} und „Spin-Down“ $N_{\text{FM}}^{\downarrow}$ und damit auch die resultierenden Leitfähigkeiten $\sigma_{\text{FM}}^{\uparrow}$ und $\sigma_{\text{FM}}^{\downarrow}$. Eine schematische Darstellung der spinabhängigen Zustandsdichte zeigt Abb. 2.9 a).

Zur Erklärung der elektrischen Spin-Injektion wird nun ein einfaches Widerstandsmodell herangezogen, bei dem angenommen wird, dass die beiden Spin-Kanäle nicht wechselwirken. Durch diese Annahme können die beiden Spin-Orientierungen separat betrachtet werden. Im Widerstandsmodell kann der Ferromagnet mit zwei unterschiedlichen Widerständen für die Spin-Orientierung dargestellt werden. Dabei repräsentiert die Größe des Widerstandsymbols die Höhe des Widerstands, siehe Abb. 2.9 b).

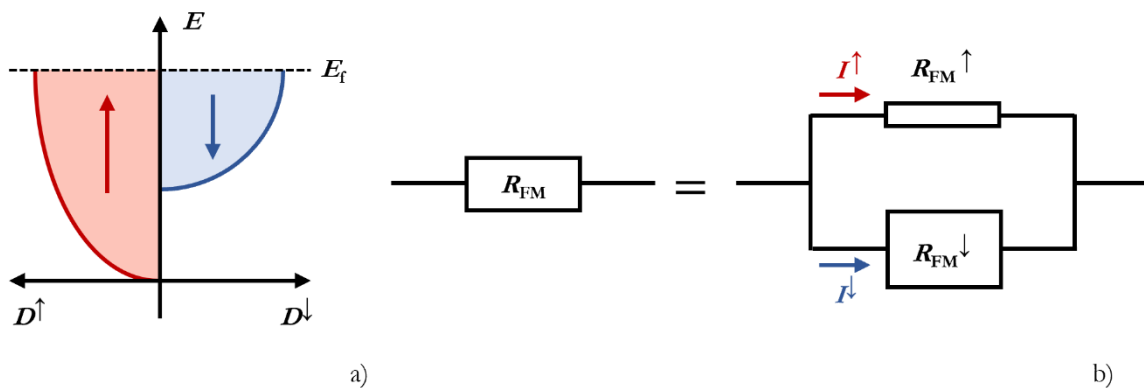


Abb. 2.9: Spinabhängige Zustandsdichte eines Ferromagnets a). Im Widerstandsmodell kann der Ferromagnet durch zwei separate Widerstände für die jeweiligen Spin-Orientierung „Spin-Up“ und „Spin-Down“ dargestellt werden b).

⁹ Die spinabhängige Zustandsdichte führt u. a. zu einer spontanen Magnetisierung.

Aus der spinabhängigen Leitfähigkeit kann die Spin-Polarisation P_{FM} im Ferromagnet definiert werden.

$$P_{\text{FM}} = \frac{\sigma_{\text{FM}}^{\uparrow} - \sigma_{\text{FM}}^{\downarrow}}{\sigma_{\text{FM}}^{\uparrow} + \sigma_{\text{FM}}^{\downarrow}} \quad (2.47)$$

Unter Verwendung von $R_{\text{FM}}^{\uparrow(\downarrow)} \propto 1/\sigma_{\text{FM}}^{\uparrow(\downarrow)}$ ergeben sich die spinabhängigen Widerstände eines Ferromagnets zu

$$R_{\text{FM}}^{\uparrow} = \frac{2R_{\text{FM}}}{1 + P_{\text{FM}}}, \quad (2.48)$$

$$R_{\text{FM}}^{\downarrow} = \frac{2R_{\text{FM}}}{1 - P_{\text{FM}}}, \quad (2.49)$$

mit

$$\frac{1}{R_{\text{FM}}} = \frac{1}{R_{\text{FM}}^{\uparrow}} + \frac{1}{R_{\text{FM}}^{\downarrow}}. \quad (2.50)$$

Im Gegensatz dazu ist die Leitfähigkeit des Halbleiters σ_{HL} (Widerstand R_{HL}) unabhängig von der Spin-Polarisation der Ladungsträger. Ein elektrischer Strom I über ein Ferromagnet-Halbleiter-Kontakt kann nun aufgrund der Spin-Polarisation des Ferromagnets eine Spin-Akkumulation im Halbleiter erzeugen. Die Höhe des Spin-Polarisationsgrads P_{HL} im Halbleiter ergibt sich dann aus dem Verhältnis der spinabhängigen Ströme I^{\uparrow} und I^{\downarrow} .

$$P_{\text{HL}} = \frac{I^{\uparrow} - I^{\downarrow}}{I^{\uparrow} + I^{\downarrow}} \quad (2.51)$$

Unter der Annahme, dass der Kontaktwiderstand R_{K} sehr viel kleiner als die Widerstände im Ferromagnet und Halbleiter sind ($R_{\text{K}} \ll R_{\text{FM}}, R_{\text{HL}}$) ergibt sich der Spin-Polarisationsgrad im Halbleiter nach Gleichung (2.52).

$$P_{\text{HL}} = P_{\text{FM}} \cdot \frac{R_{\text{FM}}}{R_{\text{HL}}} \cdot \frac{2}{2 \frac{R_{\text{FM}}}{R_{\text{HL}}} - (P_{\text{FM}} - 1)} \quad (2.52)$$

Der Spin-Polarisationsgrad im Halbleiter ist damit maximal so hoch wie die Spin-Polarisation im Ferromagnet, wird jedoch mit dem Faktor $R_{\text{FM}}/R_{\text{HL}}$ gewichtet. Im Allgemeinen liegen die

2 Kapitel

Theorie und Methoden

Leitfähigkeiten von Halbleitern um Größenordnungen unter den Leitfähigkeiten von Metallen ($\sigma_{\text{HL}} \ll \sigma_{\text{FM}}$), weshalb in dieser Konfiguration auch bei hoher Spin-Polarisation im Ferromagnet keine nennenswerte Spin-Polarisation im Halbleiter erzielt werden kann. In der Literatur wird dieses Problem als das Anschlussproblem der Spintronik (engl. „conductivity mismatch problem“) bezeichnet [93].

Es gibt mehrere Möglichkeiten das Anschlussproblem der Spintronik zu umgehen. Eine Möglichkeit ist den Kontaktwiderstand zu erhöhen, also die spin-polarisierten Elektronen aus dem Ferromagnet entweder über eine Schottky- oder über eine Tunnelbarriere, z. B. in Form einer Oxidschicht, zu injizieren. Ein anderer Weg ist die Leitfähigkeit der ferromagnetischen Elektrode mit der Leitfähigkeit des Halbleiters anzugleichen. Beispielsweise indem als ferromagnetische Elektrode ein ferromagnetischer Halbleiter (engl. „dilute magnetic semiconductor“) mit geringerer Leitfähigkeit eingesetzt wird.

2.3.2 Elektrische Spin-Detektion und GMR-Effekt

Für die elektrische Spin-Detektion wird ein Ferromagnet-Halbleiter-Ferromagnet Materialschichtstapel, welcher auch als Spin-Ventil bezeichnet wird, benötigt. Mithilfe dieses Spin-Ventil Bauelements kann das Umschalten der Magnetisierung in den Ferromagneten elektrisch erfasst werden. Das Prinzip der elektrischen Spin-Detektion basiert dabei auf dem GMR-Effekt, d. h. der elektrische Widerstand des Schichtstapels hängt davon ab, ob die Magnetisierung in den benachbarten Ferromagneten parallel ($\uparrow\uparrow$) oder antiparallel ($\uparrow\downarrow$) ausgerichtet ist [9–11]. Es wird vorausgesetzt, dass nach der elektrischen Spin-Injektion die Spin-Polarisation im Halbleiter in Richtung des zweiten Ferromagnets transportiert wird.

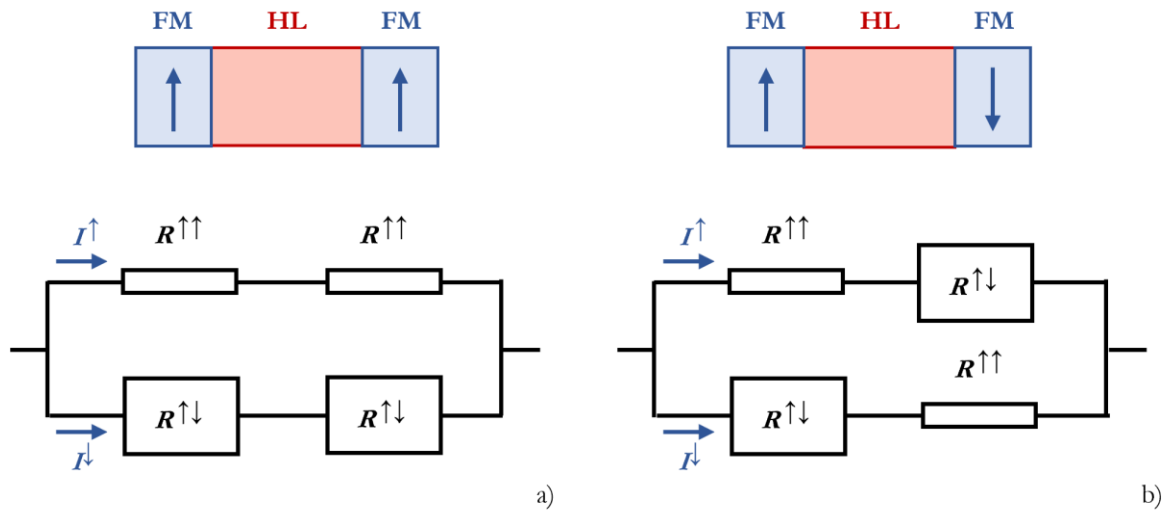


Abb. 2.10: Schematische Darstellung eines Spin-Ventil Bauelements bestehend aus einem Ferromagnet-Halbleiter-Ferromagnet Materialschichtstapel (FM-HL-FM) und zugehöriges Widerstandsmodell. Es wird unterschieden zwischen den Fällen paralleler a) und antiparalleler b) Magnetisierung der beiden Ferromagneten. Der Widerstand des Halbleiters ist unabhängig von der Spin-Orientierung und wird hier vernachlässigt. Der resultierende Gesamtwiderstand unterscheidet sich für die beiden Fälle.

Abb. 2.10 a) und b) zeigen eine schematische Darstellung dieses Materialschichtstapels zusammen mit seinem Widerstandsmodell für die Fälle mit paralleler und antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierung der beiden Ferromagneten. Da der Widerstand des Halbleiters unabhängig von der Spin-Orientierung und für beide Fälle identisch ist, wird er hier nicht betrachtet. Ist die Magnetisierung der beiden Ferromagneten parallel ($\uparrow\uparrow$) ausgerichtet gilt für den Gesamtwiderstand der Struktur

$$R_{\text{par}} = \frac{2 R_{\uparrow\downarrow} R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\downarrow} + R_{\uparrow\uparrow}}. \quad (2.53)$$

Ist dagegen die Magnetisierung der beiden Ferromagneten antiparallel ($\uparrow\downarrow$) ausgerichtet gilt für den Gesamtwiderstand

$$R_{\text{antipar}} = \frac{R_{\uparrow\downarrow} + R_{\uparrow\uparrow}}{2}. \quad (2.54)$$

Das Verhältnis der beiden Fälle liefert

$$\frac{R_{\text{antipar}}}{R_{\text{par}}} = \frac{(R_{\uparrow\downarrow} + R_{\uparrow\uparrow})^2}{4 R_{\uparrow\downarrow} R_{\uparrow\uparrow}} = \frac{(R_{\uparrow\downarrow} + R_{\uparrow\uparrow})^2 + 4 R_{\uparrow\downarrow} R_{\uparrow\uparrow}}{4 R_{\uparrow\downarrow} R_{\uparrow\uparrow}} > 1, \quad (2.55)$$

2 Kapitel

Theorie und Methoden

d. h. der Widerstand ist für die antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung erhöht.

Für den Nachweis einer elektrischen Spin-Detektion wird daher eine Magnetwiderstandsmessung durchgeführt. Durch das externe magnetische Feld kann zwischen einer antiparallelen ($\uparrow\downarrow$) und parallelen ($\uparrow\uparrow$) Ausrichtung der Magnetisierung geschaltet werden, was mit einer Widerstandsänderung einhergeht. Der GMR-Effekt hängt nicht von der Zwischenschichtkopplung ab, sondern tritt bei geeigneter Wahl der Materialien auch auf, wenn die parallele bzw. antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen auf andere Weise erreicht wird. So können beispielsweise unterschiedliche Koerzitivfeldstärken der Ferromagneten durch eine Formanisotropie erzielt werden. Ein solches Experiment ist auch unter dem Begriff Spin-Ventil-Messung bekannt [94,95].

Um parasitäre Magnetwiderstandseffekte aber auch den Einfluss der Kontaktwiderstände zu unterdrücken, werden bevorzugt nicht-lokale Messungen an 4-Terminal-Strukturen durchgeführt. Durch den nicht-lokalen Ansatz kann der Ladungstransport von der Spin-Diffusion getrennt werden. Für die elektrische Spin-Detektion werden dann Spin-Ventil- und Hanle-Messungen durchgeführt. Für eine Beschreibung dieser Messungen wird auf bestehende Literatur verwiesen [72,96,97].

Im Rahmen der Arbeit werden in Kapitel 7 zum Nachweis der elektrischen Spin-Injektion und Spin-Detektion Magnetwiderstandsmessungen an lateralen $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelementen durchgeführt. Dabei werden bei der Herstellung des Spin-Ventil Bauelements die ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakte mittels Interdiffusion in den vergrabenen Ge-QW hineingewachsen, wodurch eine Diffusion der Spin-Akkumulation geblockt wird. Es wird daher anstelle einer Spin-Diffusions-Messung eine Spin-Drift-Messung durchgeführt. Auch wenn somit die Spin-Diffusion nicht vom Ladungstransport entkoppelt ist, so kann dennoch durch die 4-Punkt-Messung der Einfluss des Kontaktwiderstands unterdrückt werden. Für die Messung wird das Spin-Ventil Bauelement so angeordnet, dass das angelegte Magnetfeld der y-Richtung $\vec{B} = B \cdot \vec{e}_y$ und der Strom der x-Richtung $\vec{I} = I \cdot \vec{e}_x$ folgt. Abb. 2.11 skizziert den schematischen Messaufbau [35,98]. Details zum Spin-Ventil Bauelement sowie dessen Herstellung befinden sich in Kapitel 3.2.3.

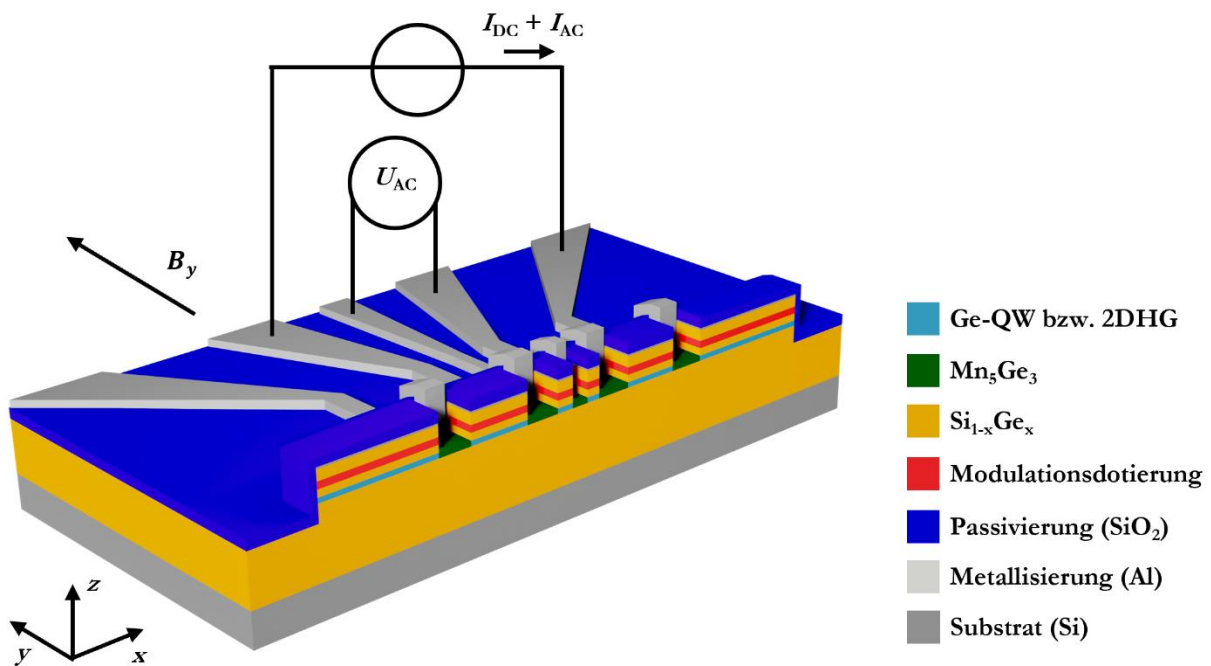


Abb. 2.11: Schematische Darstellung der Spin-Drift-Messung anhand des lateralen $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelements. Der Strom $I_{\text{DC}} + I_{\text{AC}}$ wird über die „äußeren“ Ferromagneten vorgegeben. Die Spannung U_{AC} wird zwischen den beiden „inneren“ Ferromagneten gemessen. Durch die 4-Punkt-Messung kann der Einfluss des Kontaktwiderstands unterdrückt werden.

2.3.3 Spin-Transport und Spin-Relaxation im Ge 2DHG

Neben der elektrischen Spin-Injektion und Spin-Detektion ist für das Spin-Ventil Bauelement entscheidend, dass die Spin-Polarisation, die über den ersten Ferromagnet in den Halbleiter eingebracht wird, zum zweiten Ferromagnet transportiert wird. Charakteristische Größen zur Beschreibung des Spin-Transports sind zum einen die Spin-Relaxationszeit τ_s und zum anderen die zugehörige Spin-Diffusionslänge λ_s .¹⁰ Da in dieser Arbeit Spin-Drift-Messungen durchgeführt werden, wird anstelle von der Spin-Diffusionslänge von einer Spin-Flip-Länge l_{sf} gesprochen.

Für die Spin-Relaxation von Elektronen im Leitungsband kommen verschiedene Mechanismen in Betracht. Unter anderem die Spin-Relaxation nach Elliot-Yafet [99,100], Dyakonov-Perel [101] oder auch Bir-Aronov-Pikus [102,103]. Im Gegensatz dazu ist die Spin-Relaxation von Löchern im

¹⁰ Die Spin-Relaxationszeit entspricht der charakteristischen Zeitkonstanten bis die Spin-Polarisation auf den $1/e$ -ten Anteil abgefallen ist. Analog dazu entspricht die Spin-Diffusionslänge der Länge auf welcher die Spin-Polarisation auf den $1/e$ -ten Anteil abfällt.

2 Kapitel

Theorie und Methoden

Valenzband stark an deren Impuls geknüpft. Dies hat zur Folge, dass die Spin-Polarisation nahezu mit jedem Streueignis zerstört wird. Für niederdimensionale Systeme wird aufgrund der Aufhebung der Entartung von HH- und LH-Band angenommen, dass die Spin-Polarisation dennoch länger erhalten bleibt. Dies konnte auch bereits in GaAs-QW Strukturen experimentell nachgewiesen werden [59,60]. Eine ausführliche Diskussion der Relaxationsmechanismen für Löcher findet sich in [57,58].

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Ge 2DHG Proben weisen ebenfalls eine QW Struktur auf, bei der die Tal-Entartung aufgehoben wurde, siehe Kapitel 2.2.2. Es ist daher davon auszugehen, dass die Spin-Polarisation nicht direkt mit jedem Streueignis zerstört wird. Allerdings ist für diese QW Strukturen kein mathematischer Zusammenhang zwischen der Spin-Relaxationszeit und der Quanten- oder Transportstreuzeit bekannt. Um dennoch eine Abschätzung für die Spin-Relaxationszeit und damit für die Spin-Flip-Länge angeben zu können, wird ein „Worst-Case“-Szenario angenommen, bei dem die Spin-Polarisation durch jedes Streueignis unabhängig vom Streuwinkel instantan zerstört wird. Die Quantenstreuzeit entspricht somit der Spin-Relaxationszeit ($\tau_q = \tau_s$). Zur Berechnung der zugehörigen Spin-Flip-Länge wird zunächst die Diffusionskonstante D nach Gleichung (2.56) berechnet.

$$D = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\hbar \sqrt{2\pi p_s}}{m^*} \right)^2 \cdot \tau_{tr} \quad (2.56)$$

Die Spin-Flip-Länge im Ge 2DHG ergibt sich dann zu

$$l_{sf} = \sqrt{D \cdot \tau_q} \quad (2.57)$$

3 Bauelementkonzepte: Wachstum und Prozesse

Die nachfolgenden Kapitel skizzieren schematisch den jeweiligen Herstellungsprozess der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Bauelemente. Zur Wahrung der Übersicht befinden sich die näheren Details der einzelnen Prozessschritte im Anhang B. Finale Inspektionsbilder des jeweiligen fertigen Bauelements, welches repräsentativ für die durchgeführten Versuche steht, werden gezeigt.

Grundlage aller Bauelemente stellt dabei eine $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur dar, welche mittels MBE auf einem vier Zoll Si-Substrat gezüchtet wird. Details über den Halbleiterschichtstapel und das Wachstum befinden sich in Kapitel 3.1. Um verschiedene Prozesse und somit unterschiedliche Untersuchungen auf der gewachsenen Probe durchführen zu können, wird der Wafer nach der Epitaxie in vier Bruchstücke zersägt. Die einzelnen Bruchstücke werden dann für die entsprechenden Prozesse (Kapitel 3.2) benutzt. Die fertiggestellten Bauelemente werden anschließend in der Aufbau- und Verbindungstechnik (AVT) für die Messung vorbereitet, siehe Kapitel 3.3. Zur Veranschaulichung gibt Abb. 3.1 einen Überblick des Prozessablaufs startend mit der Epitaxie bis hin zur finalen Messung.

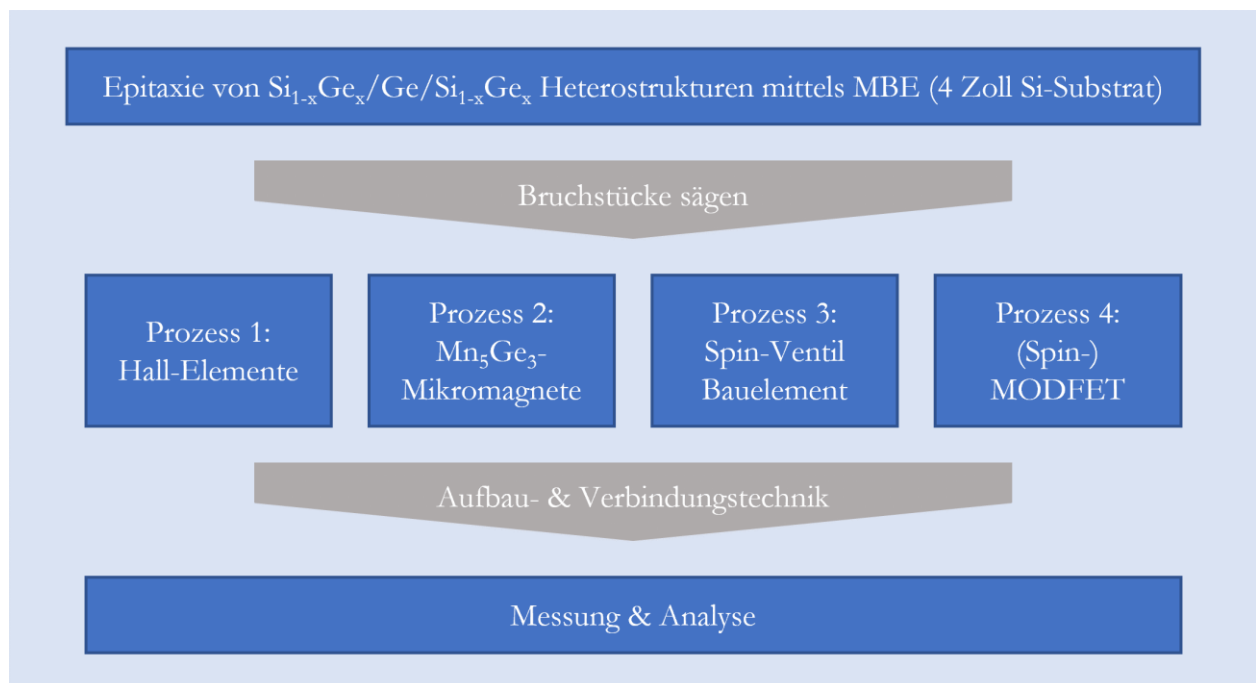


Abb. 3.1: Schematischer Prozessablauf startend mit der Epitaxie der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur bis hin zur finalen Messung des entsprechenden Bauelements.

3 Kapitel

Bauelementkonzepte: Wachstum und Prozesse

3.1 Wachstum von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostrukturen mittels MBE

Für das Wachstum der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostrukturen wurde die C-MBE Anlage des IHTs benutzt. Neben der Wachstumskammer besteht die Anlage aus einer Ladeschleuse inkl. Transfersystem und ist kompatibel für Wafer bis zu einer Substratgröße von sechs Zoll. Als Matrixmaterialien können Si und Ge jeweils unter Verwendung eines Elektronenstrahlverdampfers verdampft werden. Als Dotiermaterial werden mithilfe von Effusionszellen die Elemente Sb für eine n-Typ und B für eine p-Typ Dotierung verwendet. Während des Wachstums kann das Substrat mithilfe eines Graphit Mänders geheizt werden.

Im Folgenden wird der Ablauf des Kristallwachstums einer $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur auf einer (100) Kristallorientierung grob umrissen. Die final hier vorgestellte Wachstumssequenz entspricht dabei den Ergebnissen von vorab durchgeführten Parameterstudien wie z.B. Wachstumstemperatur, Wachstumsbedingungen, Vorbelegungszeit der Modulationsdotierung und Reinigung des Substrats. Abb. 3.2 a) zeigt den schematischen Schichtstapel der gewachsenen $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur:

Als Substrat wurde ein B-dotiertes vier Zoll Si-(100)-Substrat mit einem hohen spezifischen Widerstand von $\rho \geq 1000 \Omega\text{cm}$ verwendet. Nach dem Transferieren in die Wachstumskammer folgte ein in-situ Thermodesorptionsschritt bei einer Temperatur von $T = 900 \text{ }^\circ\text{C}$, der das native Oxid auf der Oberfläche entfernt [104]. Das Wachstum selbst begann mit einer $d = 50 \text{ nm}$ dicken Si-Schicht, die die Oberfläche glättet, verbleibende Oberflächenverunreinigungen abdeckt und somit eine hohe Qualität aller nachfolgend gewachsenen Schichten gewährleistet. Zur Reduktion der unvermeidlichen Versetzungen (Versetzungslinien und Durchstoßversetzungen), die bei der Heteroepitaxie zwischen dem Si-Substrat und einer aufgewachsenen $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht aufgrund der Gitterfehlpassung entstehen, wurde ein $\text{Si}_{20}\text{Ge}_{80}$ -VS eingeführt, welches auch die Dichte der Versetzungen in den darüberliegenden Schichten reduziert. Zur Erstellung des hier notwendigen $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS wurde eine eigens entwickelte Technik benutzt.¹¹ Dabei wurde zuerst bei einer Temperatur von $T = 330 \text{ }^\circ\text{C}$ eine $d = 100 \text{ nm}$ dicke Ge-Schicht aufgewachsen, welche anschließend

¹¹ In der Literatur wird üblicherweise ein Ge-VS gewachsen auf welches anschließend ein rückwärtslaufender, linear gestufter $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffer mit kontinuierlich steigendem Si-Gehalt gewachsen wird. Um dabei den epitaktisch hohen Anforderungen gerecht zu werden, sind diese Puffersysteme in der Regel über einen Mikrometer dick $d > 1 \mu\text{m}$ und damit sehr aufwendig und in der Herstellung teuer. Abhilfe schafft hier das Wachstum mittels CVD Systemen, bei denen generell höhere Wachstumsraten realisierbar sind.

bei einer Temperatur von $T = 860 \text{ }^\circ\text{C}$ für eine Zeitdauer von $t = 30 \text{ min}$ getempert wurde. Aufgrund von Diffusion der Si-Atome aus dem Si-Substrat und der Ge-Atome aus der aufgewachsenen Ge-Schicht bildet sich so eine $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht mit einem steigendem Ge-Gehalt zur Oberfläche hin. Der Ge-Gehalt des $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS kann somit mithilfe der Faktoren Temperatur und Zeitdauer beliebig eingestellt werden. Mit den hier gewählten Parametern entsteht ein $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS mit einem Ge-Gehalt an der Oberfläche in Höhe von ca. $x \approx 80 \text{ \%}$ [85,105]. Zur weiteren Reduktion von Defekten und Durchstoßversetzungen sowie um einen exakten Ge-Gehalt in Höhe von $x = 80 \text{ \%}$ einzustellen, wurde auf das $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS eine $d = 500 \text{ nm}$ dicke $\text{Si}_{20}\text{Ge}_{80}$ -Pufferschicht bei einer Temperatur von $T = 430 \text{ }^\circ\text{C}$ aufgewachsen. Auf dieser $\text{Si}_{20}\text{Ge}_{80}$ -Pufferschicht folgte nun das Wachstum der aktiven Heterostruktur. Sie besteht aus einem biaxial kompressiv verspannten Ge-QW, einer $d = 20 \text{ nm}$ dicken intrinsischen $\text{Si}_{20}\text{Ge}_{80}$ -Abstandsschicht („Spacer“) und einer $d = 20 \text{ nm}$ dicken dotierten $\text{Si}_{20}\text{Ge}_{80}$ -Schicht (Modulationsdotierung, hier einseitig), die die Löcher für das 2DHG liefert. Der Ge-QW wurde bei einer Temperatur von $T = 430 \text{ }^\circ\text{C}$ gewachsen und besitzt eine beliebige Dicke zwischen $3 \text{ nm} \leq d \leq 20 \text{ nm}$. Die auf den Ge-QW folgende $\text{Si}_{20}\text{Ge}_{80}$ -Abstandsschicht wurde ebenfalls bei einer Temperatur von $T = 430 \text{ }^\circ\text{C}$ gewachsen. Um ein abruptes Dotierprofil für die Modulationsdotierung realisieren zu können, wurde zum einen die Wachstumstemperatur für die dotierte $\text{Si}_{20}\text{Ge}_{80}$ -Schicht auf $T = 250 \text{ }^\circ\text{C}$ reduziert und zum anderen eine Vorbelegung von B-Atomen in Höhe von $c_s = 2,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ durchgeführt. In Kombination dieser beiden Faktoren wird ein abruptes Dotierprofil sichergestellt, d. h. die Oberflächensegregation¹² von B wird unterdrückt. Anschließend wurde die Deckschicht wiederum bei einer Temperatur von $T = 430 \text{ }^\circ\text{C}$ aufgewachsen. Diese besteht aus einer $d = 30 \text{ nm}$ $\text{Si}_{20}\text{Ge}_{80}$ -Schicht und wurde final mit einer $d = 2 \text{ nm}$ Si-Schicht, die vor Oxidation schützen soll, abgeschlossen. Abb. 3.2 b) zeigt das gesamte Temperaturprofil während des Wachstums einer Ge 2DHG Probe.

Das Wachstum von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostrukturen auf einer (111) Kristallorientierung erfolgt weitestgehend analog zum zuvor beschriebenen Wachstum auf der (100) Kristallorientierung. Allerdings wird als Substrat ein B-dotiertes vier Zoll Si-(111)-Substrat mit einem spezifischen Widerstand von $10 \text{ } \Omega\text{cm} \leq \rho \leq 20 \text{ } \Omega\text{cm}$ verwendet. Außerdem mussten die Wachstumstemperaturen

¹² Der Effekt der Oberflächensegregation beschreibt das Aufschwimmen und somit den verminderten Einbau von Fremdatomen während der Epitaxie in den Halbleiterkristall, wie z. B. Si oder Ge. Konkret ist hier der verminderte Einbau von B-Atomen, also Dotieratomen, in die $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht gemeint.

3 Kapitel

Bauelementkonzepte: Wachstum und Prozesse

auf der (111) Kristallorientierung ebenfalls angepasst werden, das bedeutet, die Wachstumstemperatur wurde um $\Delta T = 30$ K erhöht, siehe Abb. 3.2 b).

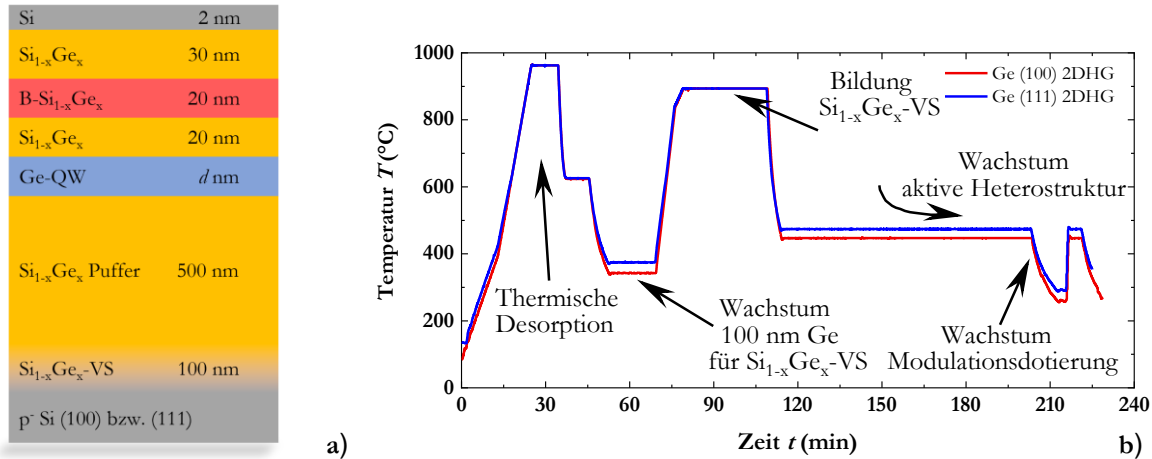


Abb. 3.2: Schematischer Schichtstapel einer $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur a) und zugehöriges Temperaturprofil während des Wachstums b). Die Schichtdicken sind nicht maßstabsgetreu.

3.2 Prozesse zur Herstellung der Bauelemente

In den nachfolgenden Kapiteln 3.2.1 bis 3.2.4 werden die einzelnen Prozesse schematisch skizziert. Zu Beginn jedes Prozesses wurde eine Ge-Reinigung am jeweiligen Bruchstück durchgeführt, siehe Anhang B.¹³ Alle Strukturierungsprozesse wurden mittels optischer Kontaktlithographie (i-Linie oder h-Linie) realisiert. Die Masken und somit die Mesen der Bauelemente wurden sowohl für eine (100) als auch die (111) Kristallorientierung so orientiert, dass die Mesen der Bauelemente der (110) Richtung entsprechen.

3.2.1 Prozess 1: Hall-Elemente

Hall-Elemente werden zur Charakterisierung der klassischen Transporteigenschaften sowie des Quantentransports benutzt. Unterschieden wird zwischen der Hall-Struktur und den vdP-Geometrien. Vorteil der Hall-Struktur ist die Vereinfachung der Messung aufgrund einer Reduktion der Mess-Zeit, da der Schicht- und Hall-Widerstand zeitgleich gemessen werden kann. Üblicherweise wird die Hall-Struktur zur Charakterisierung des Quantentransports benutzt. Der

¹³ Eine aus der Si-Technologie etablierte „RCA“-Reinigung kann aufgrund des hohen Ge-Gehalts der gewachsenen Heterostruktur nicht durchgeführt werden, da das beigefügte H_2O_2 Ge selektiv zum Si ätzt.

Vorteil der vdP-Geometrien liegt in der vergleichsweise einfachen und robusten Herstellung. An dieser Stelle ist festzuhalten, dass unter der Annahme einer korrekt durchgeführten Messung die Messergebnisse beider Hall-Elemente identisch sind.

Der Herstellungsprozess beider Hall-Elemente verläuft analog und lässt sich in zwei Schritte gliedern: Die Kontaktierung des vergrabenen Ge 2DHGs und die Strukturierung des Halbleiterschichtstapels. Zu Beginn des Herstellungsprozesses wurde ein HF-Dip zur Entfernung des natürlichen SiO_2 -Oxids auf der Si-Deckschicht durchgeführt. Die Strukturierung der Metallkontakte erfolgte durch einen Lift-Off Prozess. Dazu wurde eine Lithografie unter der Verwendung eines Umkehracks verwendet. Für die Kontaktierung wurde eine $d = 200$ nm dicke Al-Schicht mithilfe eines Elektronenstrahlverdampfers aufgedampft. Der Lift-Off wurde anschließend in Aceton unter der Verwendung eines Ultraschallbads durchgeführt und in Isopropanol abgestoppt. Um das vergrabene Ge 2DHG zu kontaktieren, wurden die Kontakte in einer N_2 -Atmosphäre bei einer Temperatur von $T = 250$ °C für eine Dauer von $t = 5$ min getempert. Die Strukturierung des Halbleiterschichtstapels erfolgte mittels reaktiven Ionenätzens (engl. „reactive ion etching“, RIE) unter der Verwendung des Ätzgases CF_4 . Die zuvor strukturierten Al-Kontakte dienten dabei als selbstjustierte Hartmaske zur Mesa. Die geätzte Höhe der Mesa beträgt ca. $b = 200$ nm, so dass das vergrabene Ge 2DHG bzw. der Ge-QW strukturiert wurde. Die Breite der Mesa der Hall-Struktur beträgt $b = 50$ μm , die Separation der Messfinger $s = 250$ μm . Die Mesa der vdP-Geometrie ist rechteckig mit einer Kantenlänge von $b = 500$ μm . Die Kantenlänge der Al-Kontaktpads der Hall-Struktur beträgt $l = 200$ μm , die der vdP-Geometrie $l = 150$ μm . Abb. 3.3 skizziert den schematischen Herstellungsprozess der Hall-Elemente, Abb. 3.3 g) bzw. h) zeigt ein beispielhaftes finales Inspektionsbild der Hall-Struktur bzw. der vdP-Geometrie.

3 Kapitel

Bauelementkonzepte: Wachstum und Prozesse

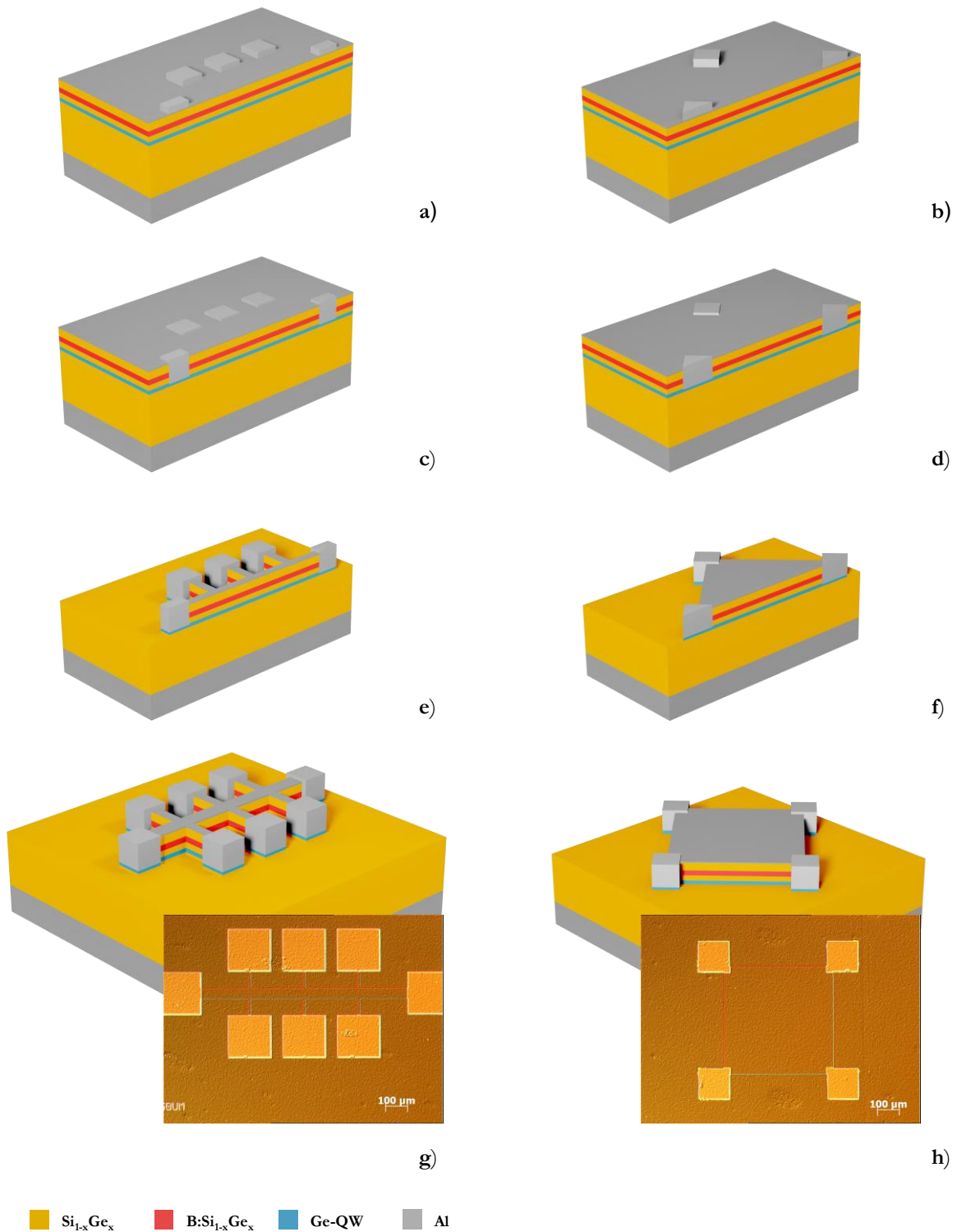


Abb. 3.3: Schematischer Herstellungsprozess der Hall-Elemente auf Basis eines Ge 2DHGs mit der Hall-Struktur (links) und vdP-Geometrie (rechts). Die einzelnen Schritte zeigen das Strukturieren der Kontakte a) bzw. b), das Tempern zum Kontaktieren des vergrabenen Ge-QWs c) bzw. d) und die Strukturierung der Mesa. g) bzw. h) zeigen das finale Bauelement.

3.2.2 Prozess 2: Mn_5Ge_3 -Mikromagnete auf einem rückgeätzten Ge-QW

Zur Kontaktierung des vergrabenen Ge 2DHGs mit Mn_5Ge_3 -Kontakten wird ein Prozess benötigt, der die Si/Si_{1-x}Ge_x-Deckschicht vor der Bildung der ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Schicht entfernt. Dies resultiert aus der in Kapitel 6 ff. diskutierten Notwendigkeit, dass der Mn_5Ge_3 -Kontakt möglichst dünn sein und einen geringen Anteil an Si enthalten sollte. Der hierfür entwickelte Prozess basiert auf einem Ar-Ionen Trocken-Ätzprozess, der in einer RIE durchgeführt wird. Dieser Ätzangriff entfernt die gesamte Deckschicht oberhalb des Ge-QWs, sodass ein dünner Mn_5Ge_3 -Kontakt direkt auf bzw. in den Ge-QW gewachsen werden kann. Das Mn_5Ge_3 selbst wird als Zwischenschicht durch Interdiffusion zwischen einer aufgedampften Mn-Schicht und dem Ge-QW gewachsen. Der hier skizzierte Prozess stellt dabei einen Prozessblock dar, der in den nachfolgenden Prozessen für die Experimente zur elektrischen Spin-Injektion (Kap. 3.2.3) sowie zur Herstellung von (Spin-)MODFETs (Kap. 3.2.4) eingebettet wird.

Der Herstellungsprozess startete mit der Erstellung einer Hartmaske auf dem Halbleiterschichtstapel. Dazu wurde eine $d = 50$ nm dicke SiO₂-Schicht mittels PE-CVD abgeschieden und anschließend nass-chemisch unter der Verwendung von BHF strukturiert. Die Größe der Oxidfenster variierte je nach Geometrie und definierte somit die Fläche des endgültigen Mn_5Ge_3 -Kontakts. Zur Entfernung der Si/Si_{1-x}Ge_x-Deckschicht oberhalb des Ge-QWs wurde ein Ar-Ionen basierter Trocken-Ätzprozess in einer RIE entwickelt. Der Prozess arbeitete bei einer Leistung von $P = 200$ W und lieferte eine Ätzrate der Si_{1-x}Ge_x-Schicht von ungefähr $r_{Si_{1-x}Ge_x} \approx 8$ nm/min. Zeitgleich betrug die Ätzrate der SiO₂-Hartmaske ungefähr $r_{SiO_2} \approx 1,5$ nm/min, wodurch eine ausreichende Selektivität zwischen der Hartmaske (SiO₂) und der Si_{1-x}Ge_x-Deckschicht erreicht wurde. Bei diesem Prozessschritt wurde die gesamte Si/Si_{1-x}Ge_x-Deckschicht über dem Ge-QW entfernt, so dass der Ge-QW an der Oberfläche freigelegt wurde. Nach einer Reinigung in HCl (Konzentration $x = 12,5$ %) wurde die Probe in die Aufdampfanlage zur Bildung der ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Schicht geladen. Dort wurde zuerst ein thermischer Desorptionsschritt bei einer Temperatur von $T = 100$ °C für eine Dauer von $t = 30$ min durchgeführt. Anschließend wurde eine $d = 8$ nm dicke Mn-Schicht unter Verwendung eines Elektronenstrahlverdampfers aufgedampft. Zur Bildung der ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Schicht wurde die Probe in-situ bei einer Temperatur von $T = 300$ °C für eine Dauer von $t = 10$ min getempert. Dabei wurde das gesamte Mn in den SiO₂-Oxidfenstern zur Bildung der Mn_5Ge_3 -Schicht konsumiert. Durch exaktes Einstellen der Dicke der zuvor abgeschiedenen Mn-Schicht wurde somit

3 Kapitel

Bauelementkonzepte: Wachstum und Prozesse

die finale Dicke der gebildeten Mn_5Ge_3 -Schicht vordefiniert. Die Dicke der finalen Mn_5Ge_3 -Schicht beträgt für alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche ca. $d \approx 10$ nm. Das Mn auf der SiO_2 -Schicht geht keine Reaktion ein und bleibt auf der Oberfläche der Probe zurück. Abb. 3.4 a) zeigt den gemessenen Temperaturverlauf während des gesamten Prozesses zur Bildung der Mn_5Ge_3 -Schicht. Abschließend wurde zur Verkapselung die gesamte Struktur nochmals mit einer $d = 20$ nm dicken Mn-Schicht bedampft. Die einzelnen Schritte dieses Prozesses sind in Abb. 3.5 a) bis g) schematisch dargestellt.

Insgesamt werden drei verschiedenen Geometrien untersucht: Mn_5Ge_3 -Mikromagnete mit einer aktiven Fläche von $5 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ sowie eine vollflächige, rechteckige Referenz mit einer aktiven Fläche von $3 \text{mm} \times 3 \text{mm}$. Zur Überprüfung der magnetischen Eigenschaften der so auf den Ge-QWs hergestellten Mn_5Ge_3 -Mikromagnete werden SQUID-Magnetometermessungen durchgeführt (Kapitel 6 ff.). Um für diese Messungen die Signalintensität zu erhöhen, wurden die Mn_5Ge_3 -Mikromagnete als Array auf einer Fläche von $A = (3 \times 3) \text{mm}^2$ ausgedehnt hergestellt. Der Abstand der einzelnen Mn_5Ge_3 -Mikromagnete beträgt dabei das doppelte der jeweiligen Strukturgröße in x- und y-Richtung. Abb. 3.4 b) bis d) zeigt einzelne Mn_5Ge_3 -Mikromagnete der verschiedenen Geometrien. Die Rasterelektronenmikroskopie- (REM) Aufnahmen wurden dabei an final hergestellten Mn_5Ge_3 -Mikromagneten aufgenommen.

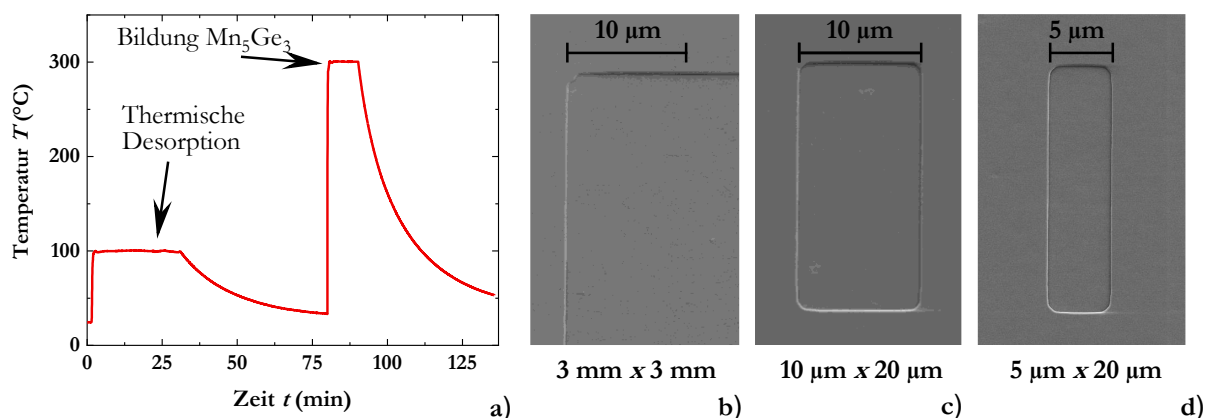


Abb. 3.4: Übersicht des Temperaturverlaufes zur Bildung der Mn_5Ge_3 -Schicht a). Die Mn_5Ge_3 -Mikromagnete werden in unterschiedlichen Geometrien hergestellt: b) $3 \text{mm} \times 3 \text{mm}$, c) $10 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ und d) $5 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$.

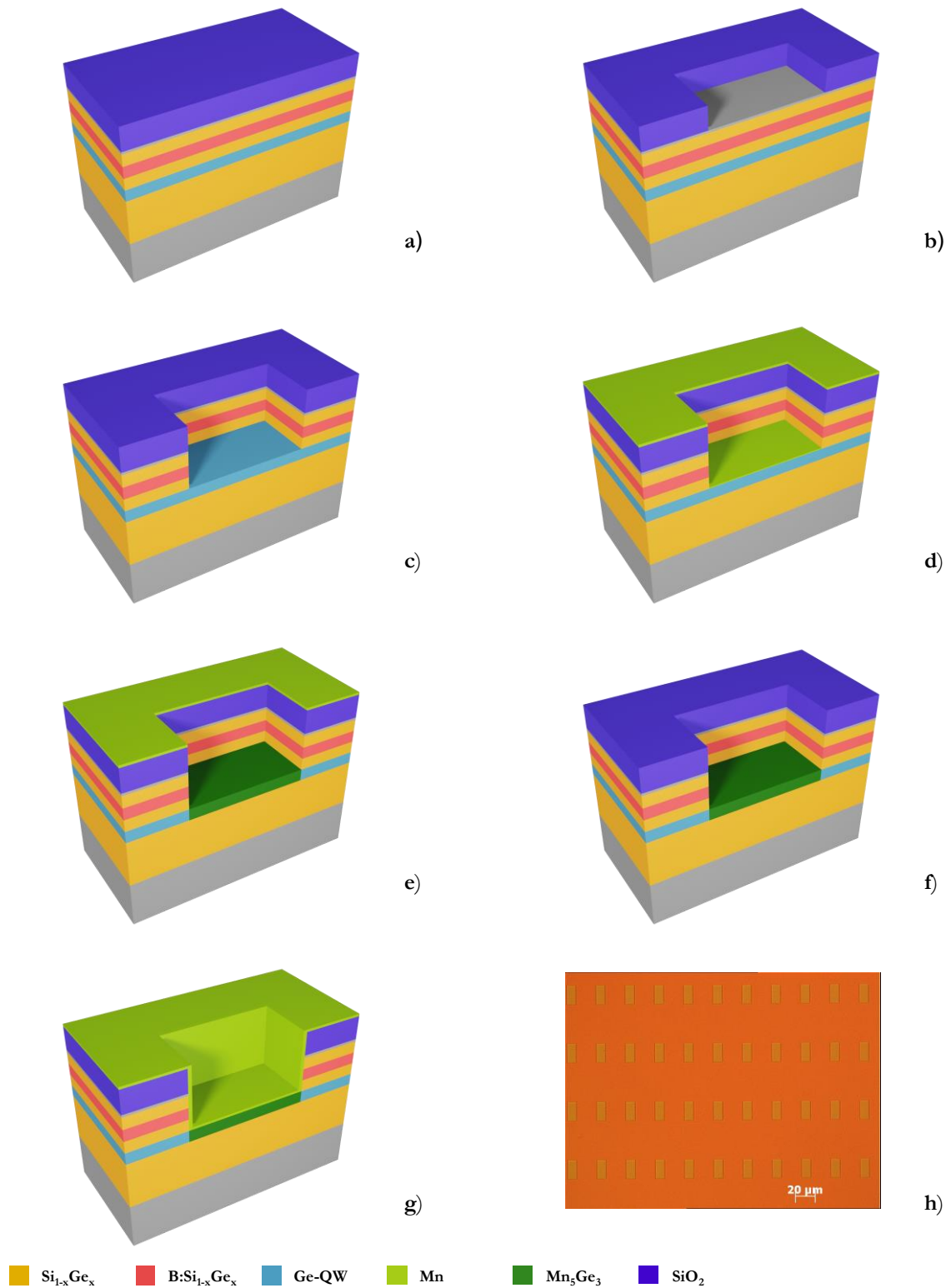


Abb. 3.5: Schematischer Herstellungsprozess eines Mn_5Ge_3 -Mikromagnets auf einem Ge-QW. Die einzelnen Schritte zeigen die Abscheidung und Strukturierung einer SiO_2 -Hartmaske a), das Ar-Ionen basierte Rückätzen auf den Ge-QW b), die ganzflächige Mn-Abscheidung c), die Bildung von Mn_5Ge_3 in den rückgeätzten Kontaktfenstern durch Tempern d) und das finale Verkapseln mit Mn e). h) zeigt einen Ausschnitt eines finalen Arrays ($10 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$).

3 Kapitel

Bauelementkonzepte: Wachstum und Prozesse

Entscheidend für die Funktionalität des hier vorgestellten Prozesses ist, dass der isotrope Ätzangriff zur Strukturierung der SiO_2 -Hartmaske automatisch flache Ätzflanken erzeugt. Diese sind für den nachfolgenden physikalischen Ar-Ionen Trocken-Ätzprozess notwendig, da so Reflexionen der Ionen an den Ätzkanten reduziert und damit „Microtrenching“ effektiv unterdrückt werden kann. Abb. 3.6 zeigt das „Microtrenching“ infolge einer zu steilen Ätzflanke der SiO_2 -Hartmaske.¹⁴ Durch das dadurch resultierende inhomogene Ätzverhalten wird der Ge-QW an den Kanten überätzt, was zu der Zerstörung des Bauelements führt. Als weiteres Problem zeigt sich das „Fencing“, d. h. eine Verhärtung des Lacks während des Ar-Ionen Trocken-Ätzangriffs. Dieses Problem wird umgangen, indem die SiO_2 -Schicht wie bereits beschrieben als Hartmaske benutzt wird, d. h. der Lack (AZ MIR 701) wird vor der Ätzung in der RIE entfernt.

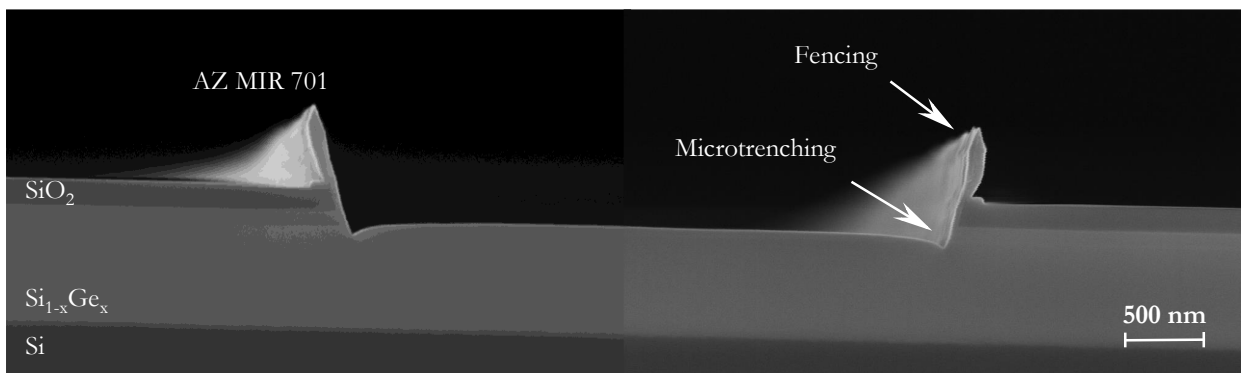


Abb. 3.6: Beispielhafte REM-Aufnahmen einer Ge-QW Probe, die das „Microtrenching“ als Folge einer zu steilen Ätzflanke der SiO_2 -Hartmaske zeigt. Außerdem ist „Fencing“ zu beobachten.

Zur Überprüfung des finalen Prozesses wurden anhand einer $5\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ Geometrie HR-TEM- und EDX-Analysen im Querschnitt durchgeführt. Die HR-TEM- und EDX-Bilder in Abb. 3.7 a) bestätigen, dass der beim Tempern gebildete Mn_5Ge_3 -Kontakt direkt in den Ge-QW wächst. Durch die nass-chemische Strukturierung der SiO_2 -Hartmaske wird eine flache SiO_2 -Ätzflanke erzeugt. Das Rückätzen auf den Ge-QW erfolgt homogen, d. h. das zuvor diskutierte „Microtrenching“ ist nicht vorhanden. Die Analyse zeigt außerdem, dass das Rückätzen auf den Ge-QW auf wenige Nanometer genau durchführbar ist. Parasitär zur Mn_5Ge_3 -Schicht entsteht entlang der Ätzflanke an der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Deckschicht eine $\text{Mn}_5(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_3$ -Schicht, die bis zu $l = 20\ \text{nm}$ unter die SiO_2 -Hartmaske kriecht. Da die Abstände sämtlicher in dieser Arbeit hergestellten Bauelemente jedoch größer sind, können diese $\text{Mn}_5(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_3$ -Schichten die Kontakte unterhalb der SiO_2 -Schicht nicht kurzschließen

¹⁴ Für diesen Versuch wurde die SiO_2 -Hartmaske in einer RIE Anlage strukturiert.

und sind daher nicht weiter problematisch. Darüber hinaus bestätigen die Bilder, dass das Wachstum der Mn_5Ge_3 -Schicht nicht amorph ist.

Abb. 3.7 b) bzw. c) zeigen den von der Oberfläche startenden Linienscan der EDX-Analyse außerhalb und innerhalb der Mn_5Ge_3 -Kontaktfläche. Beide Linienscans zeigen den zu erwartenden Verlauf und bestätigen somit den erfolgreichen Prozess. Die Peaks für den Ge-QW bzw. für den Mn_5Ge_3 -Kontakt in Abb. 3.7 c) können eindeutig zugewiesen werden. Für genaue Dickenangaben ist dieser EDX-Linienscan allerdings nicht geeignet. Trotzdem stimmen die Werte der Halbwertsbreiten (engl. „full width at half maximum“, FWHM) von $FWHM = (17,6 \pm 2,6)$ nm für den Ge-QW und $FWHM = (6,1 \pm 1,0)$ nm für den Mn_5Ge_3 -Kontakt in erster Näherung mit den nominellen Schichtdicken überein (Ge-QW: $d = 15$ nm, Mn_5Ge_3 -Kontakt: $d \approx 10$ nm). Aus den relativen Intensitäten I kann im Peak des Mn-Signals eine Zusammensetzung der Ge und Mn basierten Schicht in Höhe von $I_{\text{Mn}}/I_{\text{Ge}} = 56,3\% / 37,4\% \approx 1,5$ bestimmt werden. Diese Zusammensetzung bestätigt aus struktureller Sicht das erfolgreiche Wachstum der gewünschten Mn_5Ge_3 -Phase. Auch hier ist zu erkennen, dass der Mn_5Ge_3 -Kontakt zwar direkt in den Ge-QW wächst, allerdings durchtrennt er nicht den gesamten Ge-QW.

An dieser Stelle ist zu beachten, dass die hier gezeigten Bilder an der Probe *Sample_111* aufgenommen wurden, siehe nachfolgend die Kapitel 4 und Kapitel 6.

3 Kapitel

Bauelementkonzepte: Wachstum und Prozesse

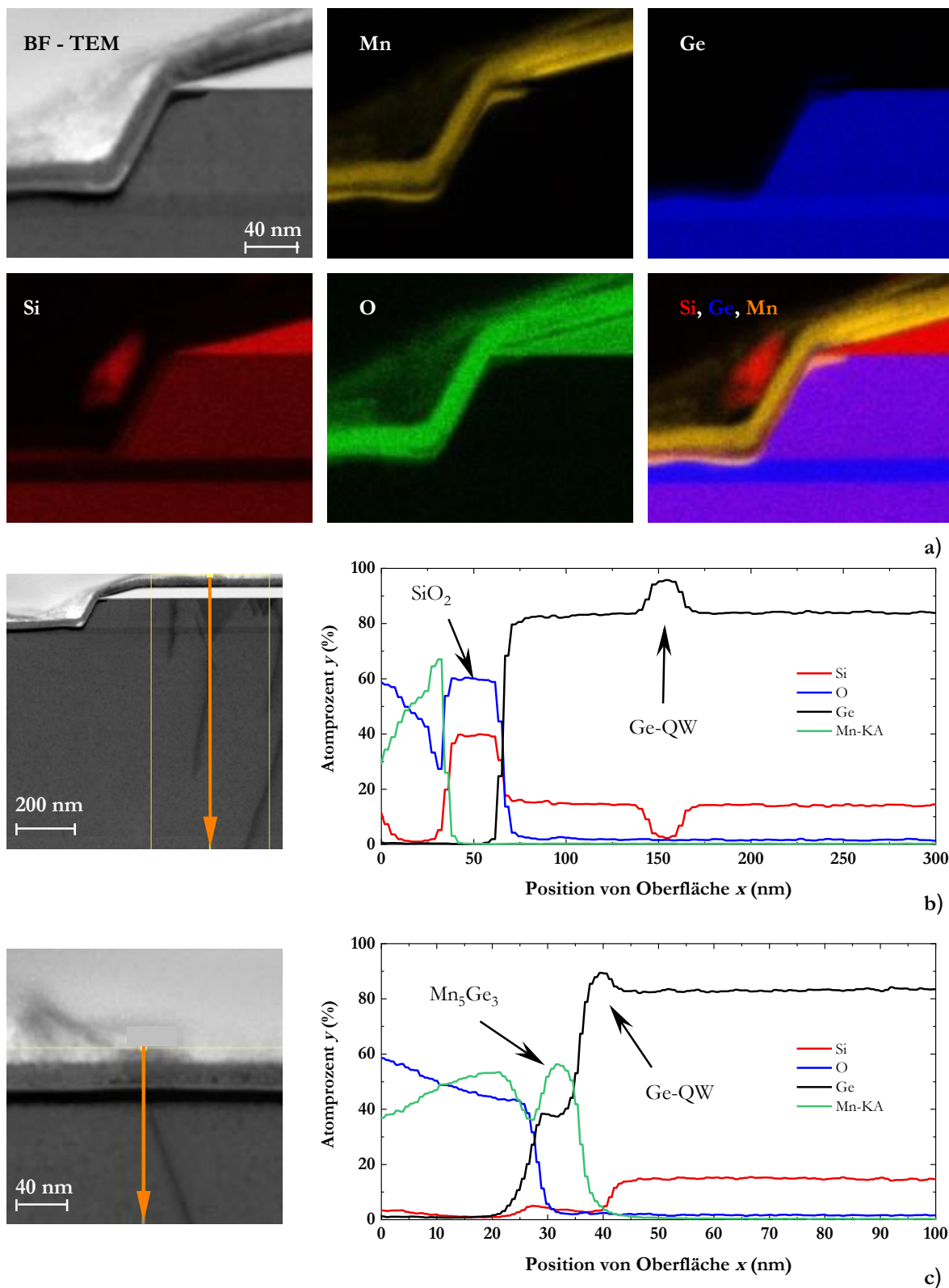


Abb. 3.7: HR-TEM- und EDX-Analyse zur Überprüfung des vorgestellten Prozesses zum Wachstum von ferromagnetischen Mn₅Ge₃-Kontakten auf einem Ge-QW: a) zugehörige HR-TEM- und EDX-Analyse der Mn₅Ge₃-Kontakte gewachsen auf einer Ge 2DHG Probe (*Sample_111*, siehe nachfolgende Kapitel). b) und c) EDX Linienscans außerhalb und innerhalb eines Mn₅Ge₃-Kontakts.

3.2.3 Prozess 3: Laterales Mn_5Ge_3/Ge 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelement

Zum Nachweis der elektrischen Spin-Injektion und Spin-Detektion werden üblicherweise Hanle- und/oder Spin-Ventil-Messungen anhand von nichtlokalen Geometrien im senkrechten und parallelen externen magnetischen Feld durchgeführt. Das hierfür benötigte Bauelement besteht im Wesentlichen aus ferromagnetischen Kontakten (hier Mn_5Ge_3), die in einem möglichst kleinen Abstand auf dem Transportkanal (hier auf einem Ge 2DHG) zueinander angebracht werden, siehe Kapitel 2.3.2. Wie bereits in Kapitel 3.2.2 erwähnt, bildet der dort vorgestellte Prozess (Mn_5Ge_3 -Mikromagnete auf Ge 2DHG) einen elementaren Prozessblock, der hier wiederverwendet wurde:

Die Herstellung der Spin-Ventil Bauelemente startete nach der Ge-Reinigung mit der Strukturierung der Mesa in Höhe von ca. $h \approx 200$ nm mittels CF_4 und Ar in einer RIE. Die Breite der Mesa beträgt dabei $b = 22 \mu m$. Anschließend folgte die Passivierung der Struktur mit einer $d = 50$ nm dicken SiO_2 -Schicht, abgeschieden in einer PE-CVD. Diese Schicht wurde zeitgleich auch als Hartmaske verwendet. Es folgt der in Kapitel 3.2.2 beschriebene Prozess, d. h. die SiO_2 -Hartmaske wurde nass-chemisch in BHF strukturiert, die Si/ $Si_{1-x}Ge_x$ -Deckschicht oberhalb des Ge-QWs wurde mithilfe des Ar-Ionen Trocken-Ätzprozesses entfernt und es wurde der ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Kontakt direkt in den Ge-QW gewachsen. Anstelle einer Mn-Verkapselung wurde dann allerdings eine Ge-Reinigung durchgeführt. Dabei entfernte diese während des Ultraschallbads in Aceton das überschüssige Mn auf der SiO_2 -Hartmaske bzw. Passivierung. Die Strukturierung der finalen Al-Metallisierung erfolgte wiederum mithilfe eines Lift-Off Prozesses, siehe Kapitel 3.2.1. Allerdings musste aufgrund von Abschattung an den Kanten (Mesa und Oxidfenster auf der Mesa) jeweils eine $d = 200$ nm dicke Al-Schicht von beiden Seiten aufgedampft werden.¹⁵ Der Lift-Off wurde dann wieder in Aceton unter der Verwendung eines Ultraschallbads durchgeführt und in Isopropanol abgestoppt. Die einzelnen Schritte dieses Prozesses sowie Bilder des fertigen Spin-Ventil Bauelements sind in Abb. 3.8 dargestellt.

Da bei diesem Prozess die Mn_5Ge_3 -Schicht nicht verkapselt wird, wurden die Spin-Ventil Bauelemente zum Schutz vor Oxidation im Vakuum oder in einer N_2 -Atmosphäre gelagert.

¹⁵ Aufdampfen ist eine gerichtete Abscheidung, d. h. je nach Winkel kann es entlang von Kanten zu Abschattung kommen, wodurch ein nicht geschlossener Film entstehen kann. Die Konformität dieses Prozesses ist gering.

3 Kapitel

Bauelementkonzepte: Wachstum und Prozesse

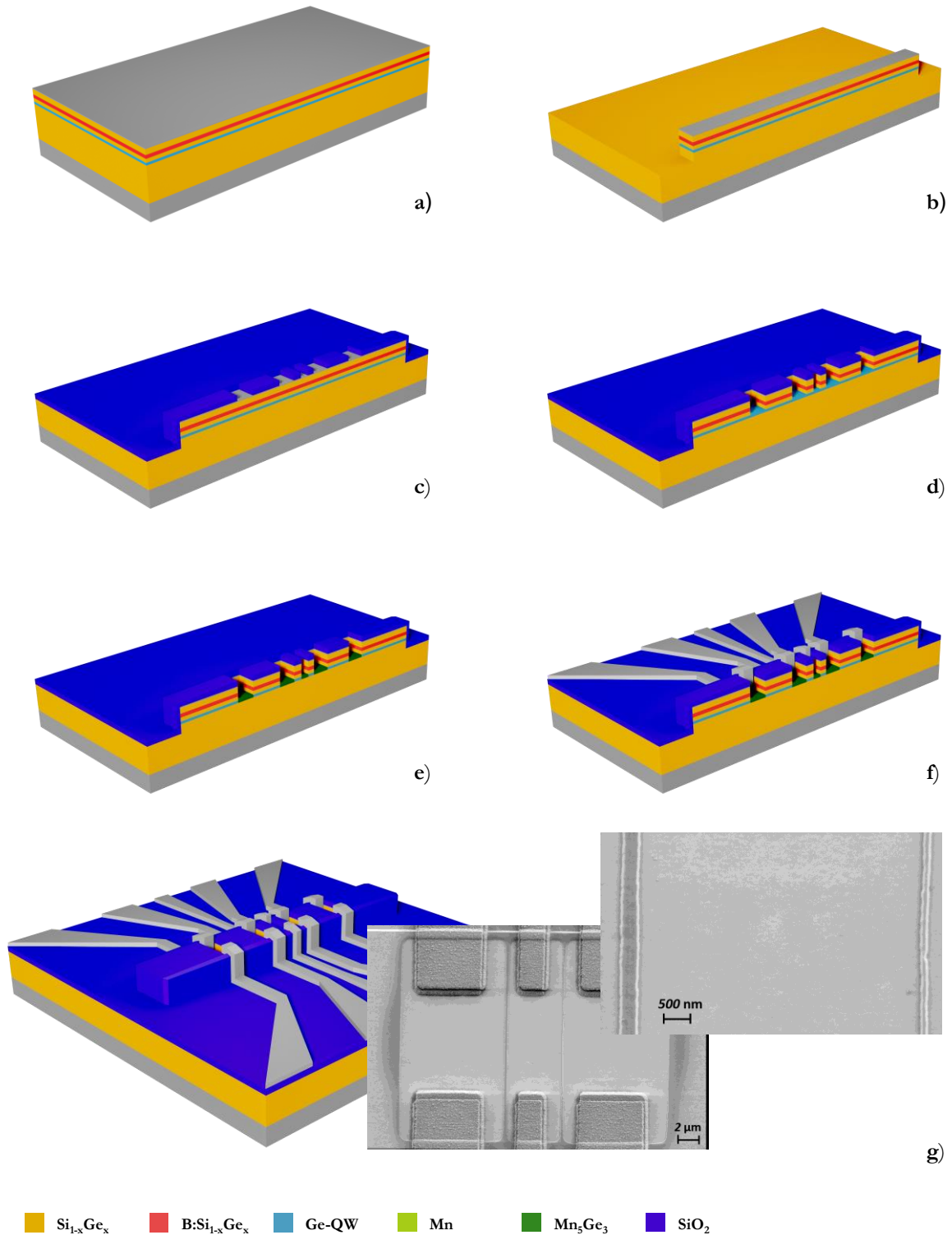


Abb. 3.8: Schematischer Herstellungsprozess eines Spin-Ventil Bauelements startend auf der gewachsenen Heterostruktur a). Die einzelnen Schritte zeigen die Ätzung der Mesa b), die Abscheidung einer SiO_2 -Hartmaske bzw. Passivierung c), das Rückätzen auf den Ge-QW d), die Formierung der Mn_5Ge_3 -Kontakte e) und die Al-Metallisierung f). g) zeigt das finale Bauelement mit REM-Aufnahmen der mittleren Kontakte.

Das finale Design des Spin-Ventil Bauelements unterscheidet sich insofern von der klassischen 4-Terminal-Struktur, dass anstelle von vier Kontakten fünf verwendet werden. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit zwei verschiedene Abstände anhand eines Spin-Ventil Bauelements zu messen. Der nominelle Abstand der inneren Mn_5Ge_3 -Kontakte wird definiert durch die Position der SiO_2 -Oxidfenster der Hartmaske und beträgt $l = 700 \text{ nm}$ bzw. $l = 800 \text{ nm}$. Durch die nass-chemische Strukturierung der SiO_2 -Oxidfenster wird dieser Abstand verringert. Die finalen Abstände der Bauelemente betragen nach Auswertung der REM-Analyse ca. $l \approx 130 \text{ nm}$ bzw. $l \approx 350 \text{ nm}$, siehe Abb. 3.8 g).

Allerdings wird durch die nass-chemische Strukturierung der SiO_2 -Oxidfenster mittels BHF auch die Ausbeute bei diesem Prozess stark reduziert. Aufgrund des isotropen Ätzangriffs wird der Abstand der beiden Kontakte zwar reduziert, allerdings können dabei auch die Kontakte zusammenwachsen, was eine Zerstörung des Bauelements bedeutet, siehe Abb. 3.9. Erfahrungsgemäß beträgt die Ausbeute dieses Prozesses $Y \approx 50 \%$. Eine Erhöhung der Ausbeute kann zu Lasten des minimalen Abstands der Kontakte erzielt werden. Konkret würde das eine Erhöhung der Abstände im Maskendesign bedeuten. Allerdings ist ein möglichst kleiner Abstand für den Nachweis der elektrischen Spin-Injektion wünschenswert.¹⁶

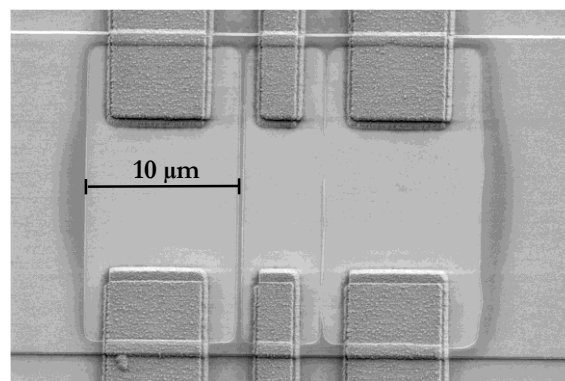


Abb. 3.9: Beispielhafte REM-Aufnahme eines Spin-Ventil Bauelements, bei dem die mittleren Mn_5Ge_3 -Kontakte aufgrund der nass-chemischen Strukturierung der SiO_2 -Hartmaske / Passivierungsschicht zusammenwachsen.

¹⁶ Maßgebliche Größe ist hierbei die Spin-Diffusionslänge, die angibt, über welche Distanz eine Spin-Polarisation im Mittel transportiert werden kann. Die Geometrieabstände spintronischer Bauelemente sollten daher die Spin-Diffusionslänge nicht überschreiten. Kleinere Abstände erhöhen dagegen die Signalintensität, da die relative Spin-Polarisierung über die Distanz im Halbleiter abnimmt.

3 Kapitel

Bauelementkonzepte: Wachstum und Prozesse

3.2.4 Prozess 4: (Spin-)MODFET

Der nachfolgend gezeigte Prozess ist zur Herstellung von (Spin-)MODFETs unter der Verwendung eines beliebigen Source- bzw. Drain-Kontaktmaterials geeignet. Durch den Einsatz von ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakten kann so ein Spin-MODFET nach Datta und Das realisiert werden. Wird dagegen Ti anstelle von Mn_5Ge_3 verwendet, resultiert ein klassischer MODFET. Zur Kontaktierung des vergrabenen Ge-QWs basiert der Herstellungsprozess des (Spin-)MODFETs unabhängig vom Kontaktmaterial auf das in Kapitel 3.2.2 vorgestellte Rückätzen auf den Ge-QW. Nachfolgend wird der Herstellungsprozess eines MODFETs mit Ti-Kontakten skizziert. Für die Herstellung von Spin-MODFETs mit Mn_5Ge_3 -Kontakten wird auf den Anhang C verwiesen:

Der erste Schritt des Herstellungsprozesses verläuft analog zum zuvor beschriebenen Spin-Ventil Prozess aus Kapitel 3.2.3, d. h. es wurde nach der Ge-Reinigung eine Mesa in Höhe von ca. $h \approx 200$ nm mittels CF_4 und Ar in einer RIE geätzt. Anschließend folgte der in Kapitel 3.2.2 vorgestellte Prozess zum Rückätzen auf den Ge-QW, allerdings wurde hier anstelle einer Hartmaske aus SiO_2 eine $d = 20$ nm dicke Al_2O_3 -Schicht mittels Atomlagenabscheidung (engl. „atomic layer deposition“, ALD) abgeschieden und nass-chemisch in H_3PO_4 (Konzentration $x = 85$ %) strukturiert. Die Ätzrate des Al_2O_3 während des Ar-Ionen Trocken-Ätzprozesses beträgt ungefähr $r_{\text{Al}_2\text{O}_3} \approx 1,0$ nm/min, wodurch eine ausreichende Selektivität zum $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Halbleitermaterial gegeben ist. Nach einer Reinigung in HCl (Konzentration $x = 12,5$ %) wurde dann zur elektrischen Kontaktierung (Source und Drain) eine $d = 200$ nm dicke Ti-Schicht mit einem Elektronenstrahlverdampfer aufgedampft und anschließend in einer RIE mit induktiv gekoppeltem Plasma (engl. „inductive coupled plasma“, ICP) unter der Verwendung der Ätzgase HBr und Cl_2 strukturiert. Die Al_2O_3 -Hartmaske wurde anschließend nass-chemisch mittels H_3PO_4 (Konzentration $x = 85$ %) vollständig entfernt, bevor dann nach einer erneuten Reinigung in HCl (Konzentration $x = 12,5$ %) der Gate-Schichtstapel hergestellt wurde. Dazu wurde erneut ein $d = 15$ nm dickes Al_2O_3 -Gateoxid (GOX) in der ALD abgeschieden, gefolgt von einem gesputterten Ti-Gate mit einer Dicke von $d = 400$ nm. Nach der Strukturierung des Ti-Gates in der ICP-RIE wurde die gesamte Struktur durch eine $d = 300$ nm dicke SiO_2 -Schicht passiviert, abgeschieden mittels PE-CVD. Schließlich wurden die Kontaktlöcher in der RIE unter Verwendung von CHF_3 geöffnet. Dabei diente am Source- und Drain-Kontakt das Al_2O_3 -GOX und beim Gate die Ti-Schicht als Ätz-Stopp. Das Al_2O_3 in den Oxidfenstern konnte dann mit H_3PO_4 (Konzentration $x = 85$ %) selektiv entfernt

werden, bevor eine $d = 1,2 \mu\text{m}$ dicke Al-Metallisierung gesputtert und anschließend in der ICP-RIE mittels HBr und Cl_2 strukturiert wurde.

Während der Al_2O_3 -GOX-Abscheidung sowie der SiO_2 -Passivierung ist eine Temperatur von $T = 250 \text{ }^\circ\text{C}$ erforderlich, die das thermische Budget für die Ti-Ge-Legierung bereitstellt, wodurch niederohmige, ohmsche Kontakte zum Ge 2DHG erzeugt werden. Die in dieser Arbeit vermessenen MODFETs haben eine Mesabreite von $b = 12 \mu\text{m}$ und einen Source-Drain-Abstand von $l_{\text{SD}} = 3 \mu\text{m}$. Der Ti-Gate-Finger kreuzt die gesamte Mesa und hat eine Länge von $l_{\text{G}} = 1 \mu\text{m}$. Abb. 3.10 zeigt REM-Aufnahmen eines finalen MODFETs mit Ti-Kontakten. Abb. 3.11 skizziert den gesamten schematischen Herstellungsprozess.

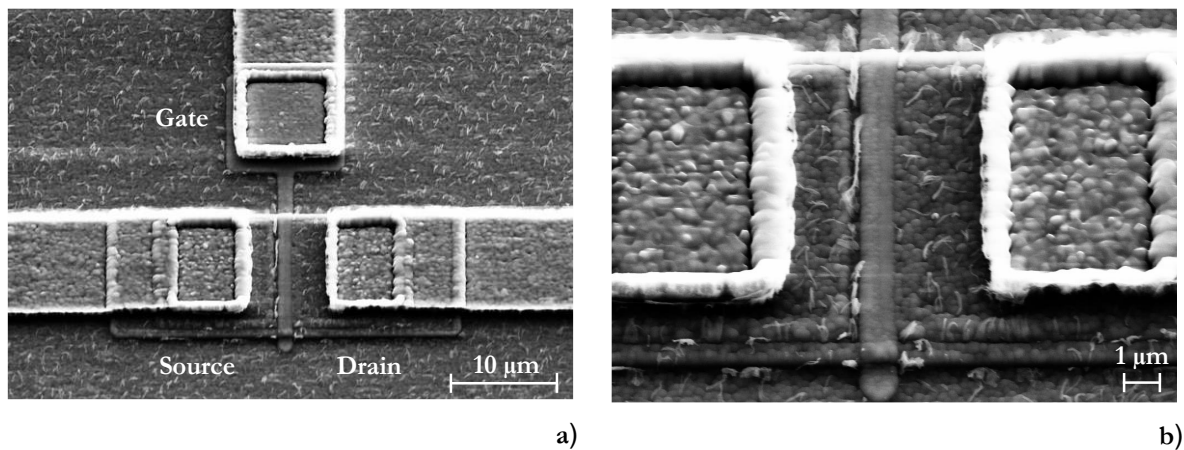


Abb. 3.10: REM-Aufnahmen eines prozessierten MODFETs mit Ti-Kontakten. Die Bilder a) und b) zeigen das gleiche Bauelement mit verschiedener Auflösung.

3 Kapitel

Bauelementkonzepte: Wachstum und Prozesse

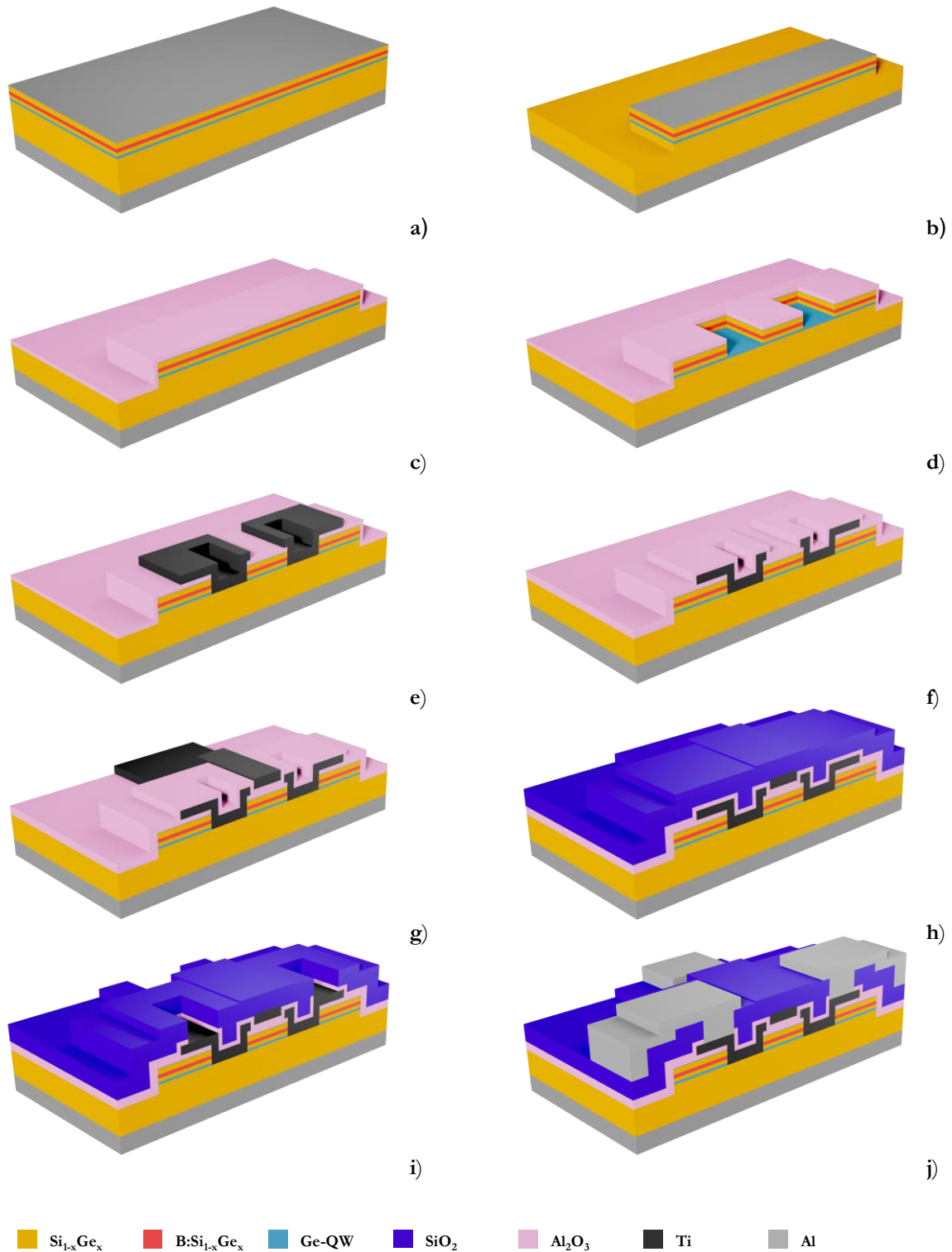


Abb. 3.11: Schematischer Herstellungsprozess eines MODFETs auf Basis der gewachsenen Heterostruktur a). Die einzelnen Schritte zeigen die Ätzung der Mesa b), Abscheidung einer Al_2O_3 -Hartmaske c), Rückätzen auf den Ge-QW d), Kontaktierung des Ge-QWs mittels Ti e), Abscheidung des Al_2O_3 -GOXs f), Strukturierung des Ti-Gates g), Abscheidung der SiO_2 -Passivierung h), Öffnen der Oxid-Fenster i) und finale Al-Metallisierung j).

3.3 Aufbau- und Verbindungstechnik

Da im Rahmen dieser Arbeit sämtliche Messungen im kryogenen Umfeld durchgeführt wurden, mussten die Bauelemente mithilfe der AVT für die jeweiligen Messungen präpariert werden. Konkret bedeutet das, einzelne Bauelemente auf einer Platine zu verdrahten damit diese wiederum in das entsprechende Kryostat geladen werden konnten. Die AVT umfasst dabei die folgenden Schritte:

- Sägen: Die einzelnen Bauelemente auf dem prozessierten Chip wurden mithilfe einer Diamantsäge gesägt. Die Größe des prozessierten Bruchstückes beträgt $A = (35 \times 35) \text{ mm}^2$, die der final gesägten Dies¹⁷ beträgt üblicherweise $A = (3 \times 3) \text{ mm}^2$.
- Die-Bonden: Die Dies wurden aus dem Chip herausgenommen¹⁸ und mithilfe eines wärmeleitfähigen Klebers auf die entsprechende Platine bzw. in das Gehäuse geklebt.
- Verdrahtung: Mithilfe eines Wedge-Wedge-Bonders (Ultraschallbonden) wurden die einzelnen Bauelemente elektrisch kontaktiert. Die Dicke des verwendeten Al-Bonddrahts beträgt dabei $d = 25 \text{ }\mu\text{m}$.

Abb. 3.12 a) zeigt ein prozessiertes Bruchstück $A = (35 \times 35) \text{ mm}^2$ vor der AVT. Beispiele final aufgebaute Bauelemente nach der AVT sind in Abb. 3.10 b) (Hall-Struktur) und c) (Spin-Ventil) dargestellt.

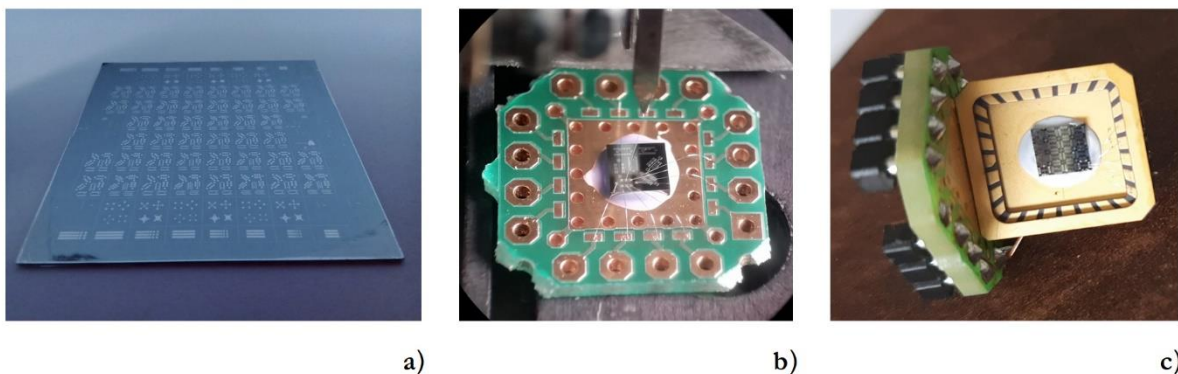


Abb. 3.12: Übersicht der AVT. a) zeigt ein prozessiertes Bruchstück mit Hall-Elementen vor der AVT. b) zeigt eine final aufgebaute Hall-Struktur und c) ein Spin-Ventil Bauelement nach der AVT.

¹⁷ Als Die bzw. Dies (plural) bezeichnet man ein einzelnes Stück eines Wafers.

¹⁸ Da der Wafer während des Sägens nicht vollständig durchgesägt wird, spricht man beim Die-Bonden auch oftmals vom Herausbrechen der Dies aus dem Wafer.

3 Kapitel

Bauelementkonzepte: Wachstum und Prozesse



4 Proben und verwendete Messgeräte

In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit untersuchten Proben der Übersicht wegen aufgelistet und auf Basis verschiedener Methoden strukturell analysiert. Des Weiteren wird für die unterschiedlichen Messungen der experimentelle Aufbau schematisch beschrieben.

4.1 Probenübersicht und Kristallanalyse

Insgesamt werden zwölf verschiedene Proben diskutiert, von denen elf auf der (100) Kristallorientierung und eine auf der (111) Kristallorientierung gewachsen wurde. Das Wachstumsprotokoll aller Proben folgt dem in Kapitel 3.1 beschriebenen Ablauf. Eine Übersicht der Proben sowie eine vereinfachte Namensgebung gibt Tab. 4.1.

Die Proben auf der (100) Kristallorientierung lassen sich in zwei separate Untersuchungsschwerpunkte bzw. Serien gliedern. In der ersten Probenserie wird die Modulationsdotierung bei einer festen Ge-QW Dicke von $d = 15$ nm variiert, während die zweite Serie eine Variation der Ge-QW Dicke unter Verwendung einer aus der ersten Serie erhaltenen optimierten Modulationsdotierung in Höhe $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ umfasst. Die Probe *Sample_111* auf der (111) Kristallorientierung folgt dann dem so optimierten Design der vorherigen Probenserien auf der (100) Kristallorientierung, siehe Kapitel 5.5. Um Schwankungen in der Konditionierung und damit insbesondere der Hintergrunddotierung innerhalb einer Serie zu minimieren, wurden die Proben einer Serie direkt nacheinander gewachsen. Der zeitliche Abstand zwischen den Serien bzw. der letzten Serie und der Probe *Sample_111* auf der (111) Kristallorientierung beträgt allerdings ca. fünf bzw. zwei Monate. Die beiden Proben *Mod_5_17* und *THK_15* mit einer Modulationsdotierung von $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und einer Ge-QW Dicke von $d = 15$ nm sind nominell identisch und dienen als Referenz der beiden Serien.

In den nachfolgenden Unterkapiteln wird für die einzelnen Serien eine Kristallanalyse bestehend aus HR-XRD- und Rasterkraftmikroskop- (engl. „atomic force microscope“, AFM) Messungen diskutiert. Für die Probe *Sample_111* auf der (111) Kristallorientierung beinhaltet das eine zusätzliche TEM-Analyse.

4 Kapitel

Proben und verwendete Messgeräte

Tab. 4.1: Übersicht der Ge 2DHG Proben mit der Variation von Modulationsdotierung, Ge-QW Dicke und Kristallorientierung.

Name	Dicke Ge-QW	Modulationsdotierung	Kristallorientierung
<i>Mod_2_17</i>	15 nm	$2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	(100)
<i>Mod_5_17</i>	15 nm	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	(100)
<i>Mod_1,1_18</i>	15 nm	$1.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	(100)
<i>Mod_2_18</i>	15 nm	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	(100)
<i>Mod_3_18</i>	15 nm	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	(100)
<i>THK_3</i>	3 nm	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	(100)
<i>THK_5</i>	5 nm	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	(100)
<i>THK_10</i>	10 nm	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	(100)
<i>THK_15</i>	15 nm	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	(100)
<i>THK_17,5</i>	17,5 nm	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	(100)
<i>THK_20</i>	20 nm	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	(100)
<i>Sample_(111)</i>	15 nm	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	(111)

4.1.1 Strukturelle Analyse der Ge 2DHG Proben auf der (100) Kristallorientierung

Zur Überprüfung der Kristallqualität sowie zur Bestimmung der Gitterparameter und damit der Verspannung des Ge-QWs wurden an allen Ge 2DHG Proben HR-XRD-Messungen durchgeführt. Abb. 4.1 a) zeigt beispielhaft die reziproke Gitterkarten- (engl. „reciprocal space map“, RSM) Messung des (-2-24) Bragg-Reflexes der Probe *Mod_5_17*. Zur Vollständigkeit befinden sich die RSM aller Proben im Anhang D. Wie durch die pseudomorphe Linie angezeigt, weist der Ge-QW dieselbe Gitterkonstante a_x in der Ebene wie der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffer auf, was bedeutet, dass er in Bezug auf den darunter liegenden $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffer vollständig pseudomorph wächst. Darüber hinaus zeigt die Relaxationslinie, dass der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffer im Gegensatz zum $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS nahezu vollständig relaxiert ist. Tab 4.2 fasst den Ge-Gehalt des $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffers sowie die Druckverspannung des Ge-QWs für alle Proben zusammen.

Zum Vergleich der Ge 2DHG Proben innerhalb einer Serie werden XRD $\theta - 2\theta$ Diagramme im (004) Bragg-Reflex aufgenommen. Abb. 4.1 c) und d) vergleichen die XRD $\theta - 2\theta$ Diagramme der Probenserie mit unterschiedlicher Modulationsdotierung bzw. Ge-QW Dicke. Neben den Peaks, die dem Si-Substrat, dem $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffer und dem Ge-QW zugeordnet werden können, zeigen die Messungen einen weiteren Peak für das $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS. Im Vergleich zum $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffer ist dieser Peak zu größeren Winkeln verschoben, d. h. zu abnehmenden Gitterkonstanten, da es während der Bildung des $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS zu einer Vermischung mit dem Si-Substrat kommt.¹⁹ Die Analyse der strukturellen Qualität des Ge-QWs auf Basis der XRD $\theta - 2\theta$ Diagramme ist aufgrund der relativ geringen Intensität in Folge einer vergleichsweise geringen Schichtdicke schwierig. Bei allen Proben können jedoch Dickenoszillationen, die von den Ge-QW Schichten stammen, beobachtet werden. Diese sind ein Hinweis auf eine sehr hohe Kristallqualität der gewachsenen Schichten und bestätigen das pseudomorphe Wachstum des Ge-QWs aus den RSM-Messungen.

Zur Analyse der Oberflächenrauheit wurden AFM-Messungen im Abtast-Modus durchgeführt. Abb. 4.1 b) zeigt eine beispielhafte Aufnahme der Oberfläche der Probe *Mod_5_17*. Auch hier

¹⁹ Ziel bei der Bildung des $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS ist die Bereitstellung einer $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Oberfläche mit einem Ge-Gehalt von $x = 80\%$. Da das $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS durch Diffusion der Si-Atome aus dem Substrat und der Ge-Atome aus der aufgewachsenen Ge-Schicht gebildet wird, ergibt sich innerhalb der Schicht ein Gradient des Ge-Gehalts. Das bedeutet, dass der Ge-Gehalt zum Si-Substrat stetig abnimmt, sodass integral eine $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht mit einem geringeren Ge-Gehalt entsteht. Dementsprechend ist der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS Peak im XRD $\theta - 2\theta$ Diagramm in Richtung des Si Peaks verschoben.

4 Kapitel

Proben und verwendete Messgeräte

befinden sich zur Vollständigkeit die Aufnahmen aller Proben im Anhang D. Mit einer quadratischen- (engl. „root mean square“, RMS) Rauheit im Bereich von $2,48 \text{ nm} \leq R_{\text{RMS}} \leq 4,08 \text{ nm}$, bei einer Bildgröße von $A = (20 \times 20) \mu\text{m}^2$, siehe Tab. 4.2, sind die Ge 2DHG Proben rauer als zuvor in der Literatur angegeben [106,107]. Diese erhöhte Rauheit ist allerdings auf die Bildung des $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS zurückzuführen. Während in der Literatur üblicherweise das $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS als umgekehrt abgestufter Puffer auf einem Ge-VS aufgewachsen wird, wird das $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS in dieser Arbeit durch einen Interdiffusionsprozess zwischen einer abgeschiedenen Ge-Schicht und dem Si-Substrat gebildet, siehe Kapitel 3.1 [85]. Durch diesen Schritt entsteht eine Rauheit, die sich durch die gesamte nachfolgende Schichtfolge bis an die Oberfläche fortsetzt. Die berechneten RMS-Rauheiten sind jedoch für alle Proben vergleichbar. Insbesondere ist die Rauheit unabhängig von der Ge-QW Dicke.

Aus struktureller Sicht bleibt final festzuhalten, dass die Ge 2DHG Proben der beiden Serien vergleichbar sind. Etwaige Abweichungen im Ge-Gehalt des $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffers und somit im Verspannungsgrad des Ge-QWs sind auf den Einsatz von Elektronenstrahlverdampfern für die beiden Matrixmaterialien Si und Ge zurückzuführen. Eine Relaxation der dicken Ge-QW Proben ist nicht zu beobachten. Die Unterschiede in der Rauheit der Oberfläche sind klein und zeigen unabhängig von der Serie keine Abhängigkeiten.

Tab. 4.2: Zusammenfassung der strukturellen Analyse der Ge 2DHG Proben auf der (100) Kristallorientierung.

Probe	Ge-Gehalt des $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffers (%)	Druckverspannung Ge-QW (%)	AFM Oberflächen-Rauheit (nm)
<i>Mod_2_17</i>	78,9	-0,729	3,15
<i>Mod_5_17</i>	80,7	-0,762	3,17
<i>Mod_1,1_18</i>	78,6	-0,757	2,48
<i>Mod_2_18</i>	79,0	-0,847	3,5
<i>Mod_3_18</i>	79,4	-0,757	3,4
<i>THK_3</i>	79,9	-0,773	3,38
<i>THK_5</i>	81,2	-0,753	3,77
<i>THK_10</i>	80,4	-0,818	4,08
<i>THK_15</i>	81,5	-0,757	3,15
<i>THK_17,5</i>	79,5	-0,807	3,90
<i>THK_20</i>	79,6	-0,769	3,33

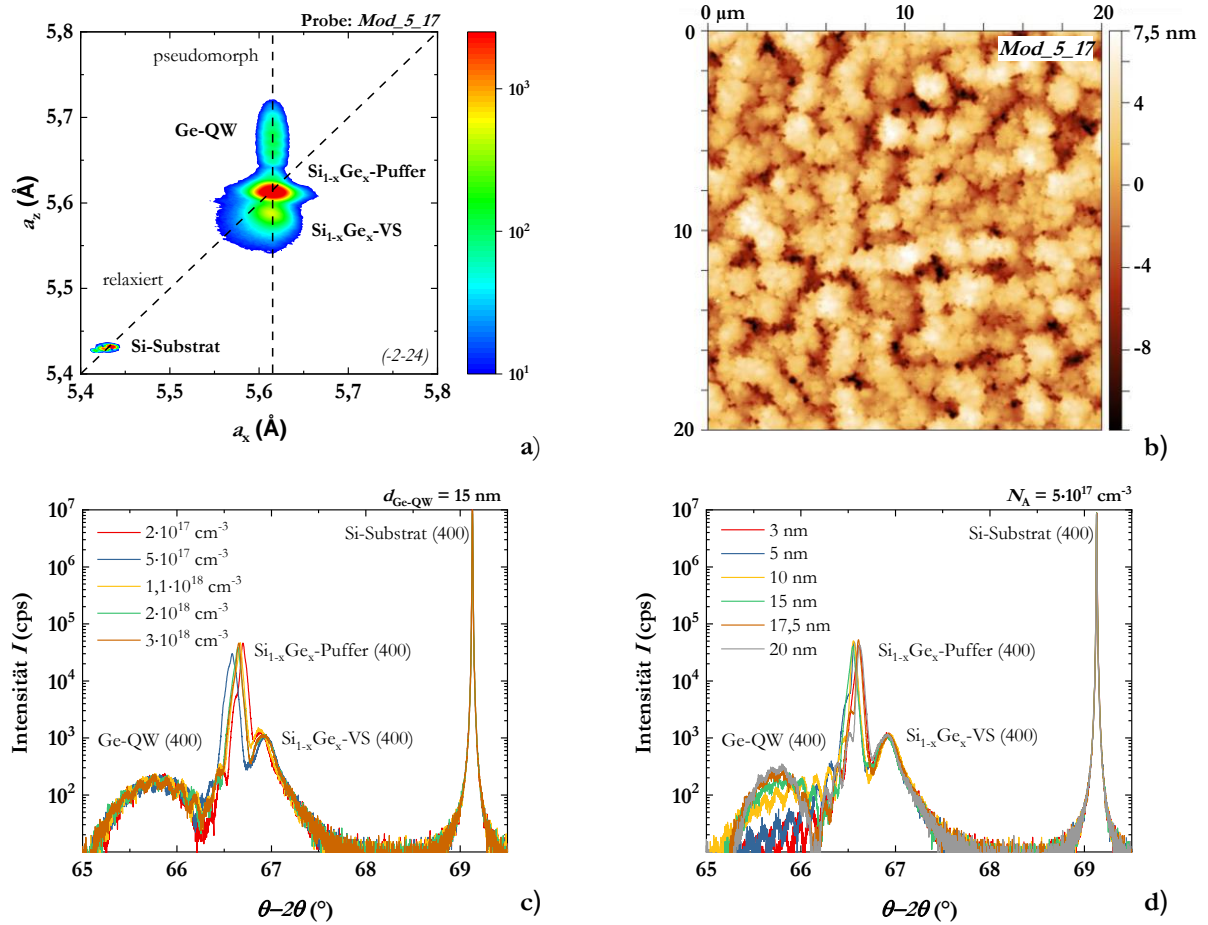


Abb. 4.1: Strukturelle Analyse der Ge 2DHG Proben auf der (100) Kristallorientierung. Repräsentativ für alle Proben zeigt a) ein RSM- und b) eine AFM-Aufnahme der Probe *Mod_5_17*. Die XRD $\theta-2\theta$ Diagramme vergleichen die Proben mit unterschiedlicher Modulationsdotierung a) und Ge-QW Dicke b) untereinander.

4 Kapitel

Proben und verwendete Messgeräte

4.1.2 Strukturelle Analyse der Ge 2DHG Probe auf der (111) Kristallorientierung

Abb. 4.2 fasst die strukturelle Analyse der Probe *Sample_111* bestehend aus HR-XRD-, AFM- und TEM-Analysen zusammen. Wie bereits in Kapitel 4.1.1 diskutiert, bestätigt die RSM-Messung im (153) Bragg-Reflex in Abb. 4.2 a) das pseudomorphe Wachstum des Ge-QWs sowie die Relaxation des $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffers. Das zugehörige XRD $\theta - 2\theta$ Diagramm, welches neben den Peaks für das Si-Substrat und den $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schichten auch die Dickenoszillationen als Zeichen einer hohen Schichtqualität des Ge-QWs zeigt, befindet sich im Anhang D. Aus Tab 4.3 können der Ge-Gehalt des $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffers sowie die Druckverspannung des Ge-QWs der Probe *Sample_111* entnommen werden.

In Abb. 4.2 b) ist die zugehörige AFM-Messung zur Untersuchung der Oberfläche zu sehen. Mit einer RMS-Rauheit von $R_{\text{RMS}} = 1,63 \text{ nm}$ ist die Rauheit der Oberfläche im Vergleich zu den Ge 2DHG Proben auf der (100) Kristallorientierung reduziert. Diese glattere Oberfläche könnte in Zusammenhang mit der erhöhten Wachstumstemperatur auf der (111) Kristallorientierung stehen, siehe Kapitel 3.1. Darüber hinaus können in der AFM-Messung einzelne Defekte bzw. Versetzungen beobachtet werden. Für die gezeigte Bildgröße von $A = (20 \times 20) \mu\text{m}^2$ ergibt sich eine Dichte an Defekten von ungefähr $N_{\text{Defekte}} \approx 2,1 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$.

Die TEM-Messung in Abb. 4.2 c) zeigt den gesamten epitaktisch gewachsenen Schichtstapel der Ge 2DHG Probe *Sample_111*. Darin ist zu erkennen, dass durch den Einsatz eines $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS die Defektdichte in den darüberliegenden Schichten deutlich reduziert werden kann. Auf Basis der TEM-Aufnahme errechnet sich eine Dichte an Durchstoßversetzungen (engl. „threading dislocation density“) im Ge-QW von ungefähr $N_{\text{TDD}} \approx 1,3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Oberhalb des Ge-QWs entstehen weitere Defekte, die sich bis auf die Oberfläche ausbreiten und somit die bereits in den AFM-Messungen beobachteten Defekte verifiziert. Es ist anzunehmen, dass sich diese Defekte aufgrund der Vorbelegung für die Modulationsdotierung bilden, d. h. die Kristallinformation wird durch die Belegung mit B-Atomen hinreichend verdeckt, sodass das epitaktische Wachstum der darauffolgenden Schichten maßgeblich gestört wird. Abgesehen davon zeigt die TEM-Aufnahme scharfe Grenzflächen und bestätigt die nominellen Dicken der gewachsenen Schichten, insbesondere die Dicke des $d = 15 \text{ nm}$ dicken Ge-QWs.

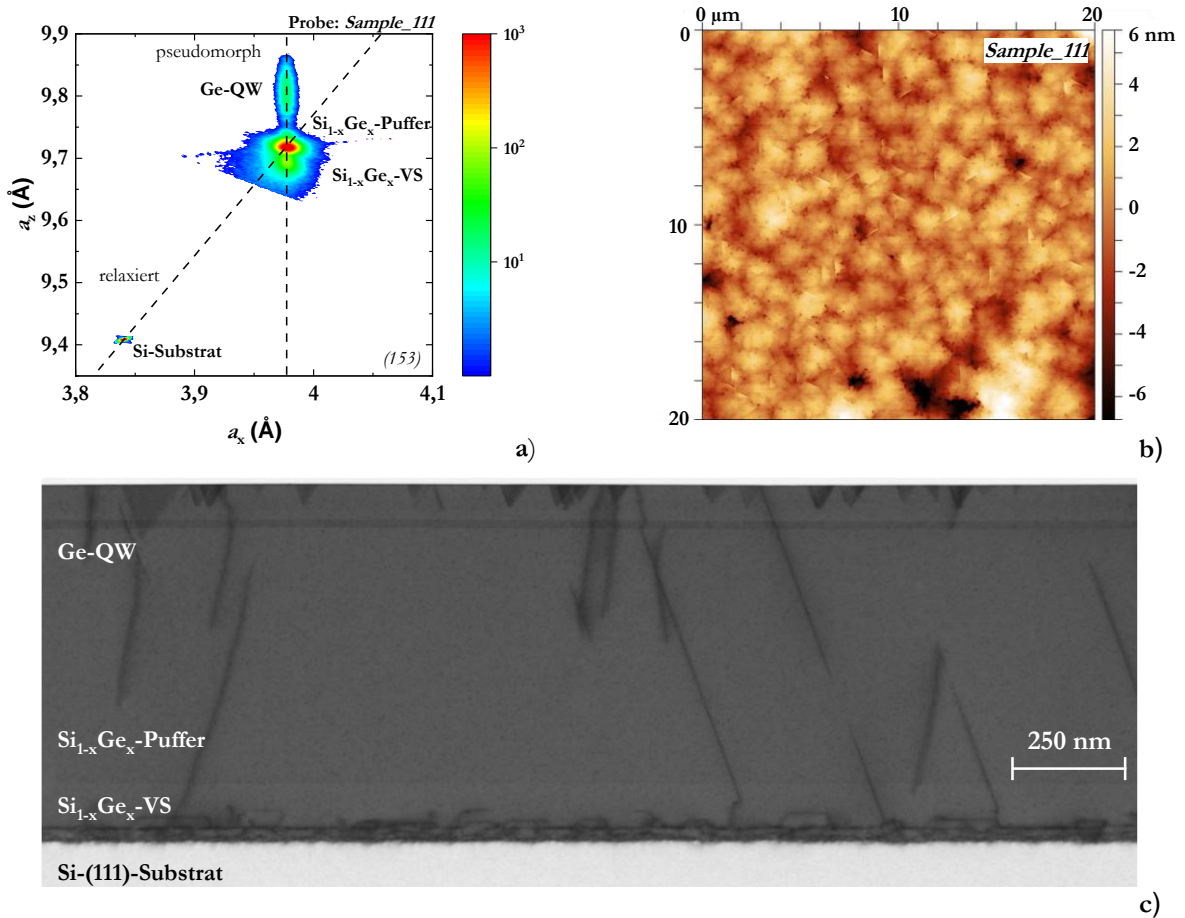


Abb. 4.2: Strukturelle Analyse der Ge 2DHG Probe *Sample_111* auf der (111) Kristallorientierung bestehend aus HR-XRD- a), AFM- b) und TEM-Messungen c).

Tab. 4.3: Zusammenfassung der strukturellen Analyse der Ge 2DHG Probe *Sample_111* auf der (111) Kristallorientierung.

Probe	Ge-Gehalt des $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffers (%)	Druckverspannung Ge-QW (%)	AFM Oberflächen-Rauheit (nm)
<i>Sample_(111)</i>	79,4	-0,754	1,63

4 Kapitel

Proben und verwendete Messgeräte

4.2 Verwendete Messgeräte

Nachfolgend wird der experimentelle Aufbau der durchgeführten Messungen skizziert. Die Messungen wurden dabei, wie in den Überschriften namentlich gekennzeichnet, am IHT und IPC der Universität Stuttgart sowie am PHI am Karlsruher Institut für Technologie durchgeführt.

4.2.1 *Hall-Messung an vdP-Geometrien (IHT, Universität Stuttgart)*

Die Hall-Messungen wurden innerhalb eines Kryostaten mit geschlossenem Kreislauf (Advanced Research Systems) in einem Temperaturbereich von $7\text{ K} \leq T \leq 300\text{ K}$ durchgeführt. Mithilfe einer Si-Diode (Lake Shore DT-670-SD) wird die Proben temperatur direkt auf der Platine gemessen. Durch einen wassergekühlten Elektromagneten können externe magnetischen Felder von bis zu $B = 0,61\text{ T}$ senkrecht zur Probenoberfläche angelegt werden. Zum Vertauschen der Kontakte wird eine selbstgebaute Umschaltmatrix benutzt. Der Strom wird mithilfe einer Stromquelle (Keithley 136 SMU) aufgeprägt und die Spannung mit einem Digitalmultimeter (Keithley 196 DMM) gemessen. Bestimmt werden hiermit die Hall-Beweglichkeit, die Hall-Ladungsträgerdichte sowie der (spezifische) Schichtwiderstand. Der genaue Ablauf der Hall-Messung befindet sich an Kapitel 2.1.4.

4.2.2 *Magnetwiderstand an Hall-Strukturen (IPC, Universität Stuttgart)*

Die Magnetwiderstandsmessungen wurden an den Hall-Strukturen in einem supraleitenden Solenoid (Oxford Instruments) mit Magnetfeldern bis zu $B = 15\text{ T}$ durchgeführt. Der Solenoid ist ausgestattet mit einem variablen Temperatureinsatz, wodurch Temperaturen in einem Bereich von $1,5\text{ K} \leq T \leq 300\text{ K}$ eingestellt werden können. Die Temperatur nahe der Probenposition wird durch einen kalibrierten Cernox-Tempersensor kontrolliert. Die Transportmessungen wurden mit einer Stromquelle (Keithley 6220) als Anregungsquelle im externen magnetischen Feld, welches senkrecht zur Probenoberfläche (Faraday-Konfiguration) orientiert war, durchgeführt. Um eine Erwärmung der Ladungsträger zu vermeiden, wurden die Anregungsparameter (Anregungsstrom $I = 100\text{ nA}$ bei einer Frequenz von $f = 83\text{ Hz}$) sorgfältig gewählt. Die transversale und longitudinale Spannung der Hall-Struktur wurde dann mit einem Lock-in-Verstärker (Zürich Instruments MFLI) gemessen und anschließend in den zugehörigen Hall- $R_{xy} = U_H/I$ bzw. (spezifischen) Schichtwiderstand $R_{xx} = U_x/I$ umgewandelt bzw. umgerechnet. Im Rahmen der Arbeit werden die Messungen auf einen Temperaturbereich von $2,0\text{ K} \leq T \leq 6,0\text{ K}$ beschränkt. Der Ablauf der Magnetwiderstandsmessungen anhand von Hall-Strukturen orientiert sich an Kapitel 2.1.3.

4.2.3 SQUID-Magnetometer (PHI, Karlsruher Institut für Technologie)

Im Rahmen der Arbeit werden die magnetischen Eigenschaften der Mn_5Ge_3 -Schichten mithilfe eines Magnetometers (Quantum Design MPMS SQUID) gemessen. Dieses System ermöglicht die Aufnahme des magnetischen Moments im Feldbereich $-7\text{ T} \leq B \leq 7\text{ T}$ und im Temperaturbereich $1,8\text{ K} \leq T \leq 400\text{ K}$.

4.2.4 Magnetwiderstandsmessung an Spin-Ventil Bauelementen (PHI, Karlsruher Institut für Technologie)

Die hier durchgeführten Magnetwiderstandsmessung entsprechen den in Kapitel 2.3.2 vorgestellten Spin-Drift-Messungen an den lateralen $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelementen. Der nachfolgend beschriebene experimentelle Aufbau orientiert sich am verwendeten Aufbau von *Li-Te Chang et al.*, der u. a. auch zum Nachweis einer Spin-Injektion in ein Si 2DEG verwendet wurde [35,96]. Zur Veranschaulichung zeigt Abb. 4.3 ein schematisches Blockschaltbild.

Mithilfe eines selbstgebauten Addierers werden die Gleich- (engl. „direct current“, DC) Spannung U_{DC} einer Spannungsquelle (Keithley 2182) mit der Wechsel- (engl. „alternating current“, AC) Spannung U_{AC} eines Lock-In Verstärkers (Stanford Research Systems SRS 830) mit einer Frequenz von $f = 321,7\text{ Hz}$ superpositioniert. Diese Anregung wird über einen hochohmigen Vorwiderstand R_{V} an das zu messende Bauelement angelegt. Der hochohmige Vorwiderstands R_{V} begrenzt dabei den maximalen DC-Anteil des Stromes I_{DC} . Der DC-Strom kann durch ein Nanovoltmeter (Keithley 2182) am Vorwiderstand über die Beziehung $I_{\text{DC}} = U_{\text{R}}/R_{\text{V}}$ berechnet werden. Der AC-Anteil des Stromes wird durch einen FEMTO Spannungsverstärker (FEMTO DLCPA200) mit Verstärkungsfaktor v in eine zugehörige Spannung umgewandelt und mithilfe eines zweiten Lock-In Verstärkers (Stanford Research Systems SRS 830) gemessen $I_{\text{AC}} = U_{\text{FEMTO}}/V$. Die am Bauelement abfallende AC-Spannung U_{AC} wird wiederum mit dem ersten Lock-In Verstärker gemessen. Der differentielle Widerstand kann jetzt nach $dR = dU/dI = U_{\text{AC}}/I_{\text{AC}}$ bestimmt werden.

Das zu messende Bauelement befindet sich dabei in einem System zur Messung physikalischer Eigenschaften (PPMS, Quantum Design). Dieses System ermöglicht elektrische Messungen im externen magnetischen Feld von $-7\text{ T} \leq B \leq 7\text{ T}$ und bis zu einer minimalen Temperatur von ungefähr

4 Kapitel

Proben und verwendete Messgeräte

$T \approx 1,8$ K. Dabei wurde die Probe im PPMS so orientiert, dass das Magnetfeld nach Abb. 2.11 der y-Richtung $\vec{B} = B \cdot \vec{e}_y$ entspricht.

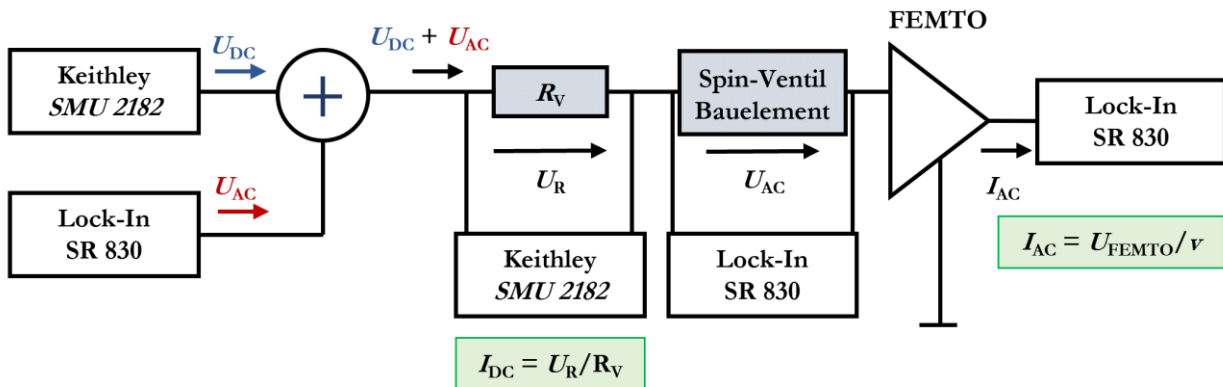


Abb. 4.3: Schematischer Aufbau für die Magnetwiderstandsmessungen an den Mn_5Ge_3/Ge 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelementen.

4.2.5 DC-Charakterisierung von MODFETs (IHT, Universität Stuttgart)

Die temperaturabhängige DC-Charakteristik der MODFETs wurde im Kryostaten des Hall-Messplatzes durchgeführt, siehe Kapitel 4.2.1. Anstelle der Umschaltmatrix für die Hall-Messung wird ein Halbleiter-Charakterisierungssystem (Keithley 4200 SCS) zur Aufnahme der Transfer- und Ausgangskennlinie benutzt.

5 (Spin-)Transportuntersuchungen von Ge 2DHGs bei tiefen Temperaturen

Nachfolgend werden die (Spin-)Transportuntersuchungen an den Ge 2DHG Proben mit unterschiedlicher Modulationsdotierung und Ge-QW Dicke auf der (100) Kristallorientierung sowie der Probe *Sample_111* auf der (111) Kristallorientierung durchgeführt. Für die Probenbeschreibung und zugehörigen strukturellen Analysen wird auf Kapitel 4.1 ff. verwiesen. Aus den Ge 2DHG Proben wurden die Hall-Elemente nach Kapitel 3.2.1 hergestellt. Die Hall-Messungen an den vdP-Geometrien wurden nach Kapitel 4.2.1, die Magnetwiderstandsmessungen an den Hall-Strukturen nach Kapitel 4.2.2 durchgeführt.

5.1 Einleitung und Motivation

Wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, wird für die Realisierung spintronischer Bauelemente, wie beispielsweise dem Datta und Das Spin-FET, ein Materialsystem benötigt, welches sowohl gute Spin-Transporteigenschaften als auch eine starke Spin-Bahn-Wechselwirkung für eine potentielle Spin-Manipulation besitzt. Ein vielversprechendes Materialsystem, welches diese Bedingungen grundsätzlich erfüllt, ist die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Ge}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Heterostruktur, welches ein 2DHG beherbergt. Extrem hohe Beweglichkeiten von bis zu $\mu = 1,5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und kleine effektive Massen von etwa $m^* = 0,035 \cdot m_0$ konnten bereits mittels Hall- und Magnetwiderstandsmessungen nachgewiesen werden [51,53,55,61,108]. Zusätzlich konnten für eine potentielle Spin-Manipulation vielversprechende Rashba-Spin-Aufspaltungsparameter durch verschiedene Methoden wie schwache Antilokalisierung (engl. „weak anti-localization“, WAL), Magnetwiderstands- und Zyklotron-Resonanz-Messungen extrahiert werden [38–44]. Neben dem Ge 2DHG erfüllen auch 2DEGs die in Gruppe III-V Verbindungshalbleiter-Heterostrukturen gebildet werden diese Voraussetzungen, allerdings ist das Ge 2DHG aufgrund seiner CMOS-Kompatibilität für industrielle Anwendungen vorzuziehen.

Sowohl die (Spin-)Transporteigenschaften als auch der Rashba-Koeffizient könnten jedoch empfindlich auf das Design der Heterostruktur reagieren. Insbesondere die Höhe der Modulationsdotierung spielt dabei eine entscheidende Rolle: Ist sie zu niedrig, nimmt die Mobilität der Ladungsträger stark ab, was die Beobachtung quantenbasierter Phänomene erschwert [52,109,110]; ist sie zu hoch, friert die Modulationsdotierung für tiefe Temperaturen nicht mehr aus, wodurch eine parasitäre Leitfähigkeit innerhalb der Heterostruktur entsteht. Die optimale Höhe der

5 Kapitel

(Spin-)Transportuntersuchungen von Ge 2DHGs bei tiefen Temperaturen

Modulationsdotierung hängt zudem stark von der Dicke der Abstandsschicht und des Ge-QWs selbst sowie vom Ge-Gehalt des $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffers ab. Obwohl ein optimiertes Design eine wichtige Voraussetzung für spintronische Anwendungen ist, fehlen bislang detaillierte Parameterstudien mit ihrem jeweiligen Einfluss auf die (Spin-)Transporteigenschaften eines Ge 2DHGs. Zusätzlich konnte zum heutigen Stand noch keine verlässliche Aussage über die zu erwartende Spin-Flip-Länge getroffen werden.

Zu diesem Zweck soll nachfolgend die Wirkung verschiedener Modulationsdotierungen und Ge-QW Dicken (siehe Probenbeschreibung Kapitel 4.1 ff.) auf die (Spin-)Transporteigenschaften eines Ge 2DHGs bei tiefen Temperaturen untersucht werden. Dazu werden in Kapitel 5.2 und Kapitel 5.3 zunächst die (Spin-)Transporteigenschaften der Ge 2DHG Proben mit einer (100) Kristallorientierung auf Basis von Hall- und Magnetwiderstandsmessungen diskutiert. Es können SdH-Oszillationen beobachtet werden aus deren temperaturabhängigen Dämpfung die effektive Masse sowie die Quantenstreuzeit extrahiert wird. Unter Verwendung der Quantenstreuzeit als „Worst-Case“-Szenario für die Spin-Relaxationszeit kann eine Spin-Flip-Länge abgeschätzt werden. Im Anschluss diskutiert Kapitel 5.4 verschiedene Streumechanismen und deren Einfluss auf die experimentell ermittelte Hall-Beweglichkeit. Die gezeigten Ergebnisse ermöglichen die Angabe eines optimierten Designs der Ge 2DHG Proben. Diesem optimierten Design folgend wurde schließlich die Probe *Sample_111* auf der (111) Kristallorientierung gewachsen, deren (Spin-)Transporteigenschaften abschließend in Kapitel 5.5 präsentiert werden. Die (111) Kristallorientierung ist dabei für das Wachstum ferromagnetischer Mn_5Ge_3 -Kontakte vorzuziehen, siehe Kapitel 6.

5.2 (Spin-)Transportuntersuchungen Teil I: Hall-Messungen

Abb. 5.1 a) und b) zeigen die temperaturabhängige Hall-Beweglichkeit und Hall-Ladungsträgerdichte für die Proben mit unterschiedlicher Modulationsdotierung sowie Ge-QW Dicke. Die Abbildungen kombinieren dabei die Ergebnisse der Magnetwiderstandsmessung an Hall-Strukturen für Temperaturen von $T \leq 6$ K mit der Hall-Messung an vdP-Geometrien für Temperaturen von $T > 6$ K. Am Übergang der beiden Messungen sind minimale Abweichungen erkennbar, die wiederum auf eine Variation der Transporteigenschaften auf dem Wafer zurückzuführen sind. Allerdings wird die Aussagekraft der Messungen dadurch nicht beeinflusst.

Alle Proben zeigen das für ein Ge 2DHG zu erwartende temperaturabhängige Verhalten, d. h. eine mit abnehmender Temperatur monoton steigende Hall-Beweglichkeit sowie für tiefe Temperaturen eine konstante Hall-Ladungsträgerdichte. Mit steigender Temperatur wird dann die B-dotierte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht ionisiert, wodurch die Hall-Ladungsträgerdichte ansteigt. Zum besseren Vergleich der Proben zeigen Abb. 5.1 c) und d) die Hall-Beweglichkeit und Hall-Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit der Modulationsdotierung bzw. Ge-QW Dicke für eine Temperatur von $T = 2 \text{ K}$.

Zunächst sollen die Referenzproben *Mod_5_17* und *THK_15* der beiden Serien verglichen werden. Es ergeben sich Unterschiede in der Hall-Beweglichkeit und Hall-Ladungsträgerdichte von $\Delta\mu \approx 4 \%$ bzw. $\Delta p_s \approx 29 \%$. Der Unterschied in der Hall-Ladungsträgerdichte kann teilweise durch den höheren Ge-Gehalt des $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffers von Probe *THK_15* ($x = 81,5 \%$, im Gegensatz zu $x = 80,7 \%$ der Probe *Mod_5_17*, siehe Kapitel 4.1.1) erklärt werden.²⁰ Zusätzlich variiert aufgrund des zeitlichen Abstandes zwischen den beiden Proben die Konditionierung der MBE Wachstumskammer und somit die Hintergrunddotierung, siehe Kapitel 4.1.1. Dennoch sind die Proben miteinander vergleichbar, da die Hall-Beweglichkeiten mit einem Unterschied von nur $\Delta\mu \approx 4 \%$ sehr ähnlich sind. Unterschiedliche Ergebnisse sind daher auf die entsprechenden Variationen des Wachstumsverfahrens innerhalb der beiden Serien zurückzuführen.

Mit Ausnahme der beiden Proben *Mod_2_17* und *Mod_2_18* variiert die Tieftemperatur-Hall-Beweglichkeit in Abhängigkeit der Modulationsdotierung nur leicht. Während die Probe *Mod_2_18* dem allgemeinen Trend nicht folgt und als Ausreißer deklariert werden muss, ist die Hall-Beweglichkeit der Probe *Mod_2_17* aufgrund der geringen Ladungsträgerdichte im Ge-QW reduziert [52,109,110]. Im Gegensatz dazu zeigt die Hall-Ladungsträgerdichte mit zunehmender Modulationsdotierung einen deutlichen Anstieg, beginnt aber bei einem Wert von ca. $p_s \approx (5,4 \pm 0,3) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ zu sättigen. Die höchste Hall-Beweglichkeit von $\mu = (9,65 \pm 0,03) \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ wird für Probe *Mod_1,1_18* beobachtet, was einem neuen Höchstwert für mittels MBE gewachsener Ge-QW 2DHG entspricht [48–50]. Für die verschiedenen Ge-QW Dicken kann die höchste Hall-Beweglichkeit von $\mu = (9,47 \pm 0,03) \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für die Probe *THK_15*, das heißt für eine Ge-QW Dicke von

²⁰ Der Ge-Gehalt des $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffers definiert den Bandoffset der Heterostruktur, welcher wiederum maßgeblich für die transferierte Ladungsträgerdichte im Ge-QW verantwortlich ist. Neben dem Ge-Gehalt hängt die transferierte Ladungsträgerdichte vom Abstand der Modulationsdotierung zum Ge-QW ab. Dieser Abstand ist hier allerdings für beide Proben mit einem Abstand von $d = 20 \text{ nm}$ identisch.

5 Kapitel

(Spin-)Transportuntersuchungen von Ge 2DHGs bei tiefen Temperaturen

$d = 15$ nm, beobachtet werden. Diese hohe Hall-Beweglichkeit korrespondiert zu einer reduzierten Hall-Ladungsträgerdichte. Unter Berücksichtigung der Fehlerbalken ist jedoch mit zunehmender Ge-QW Dicke, ab einem Wert von $d = 10$ nm, eine Sättigung der Hall-Ladungsträgerdichte zu erkennen. Obwohl der Ge-QW mit zunehmender Dicke mehr Ladungsträger aufnehmen kann, stagniert die Hall-Ladungsträgerdichte, da die Modulationsdotierung in Kombination mit der Abstandsschicht nur eine bestimmte maximale Anzahl von Ladungsträgern transferieren kann. Dementsprechend können bei einer Reduzierung der Ge-QW Dicke weniger Ladungsträger untergebracht werden, weshalb folgerichtig die Ladungsträgerdichte in den Messungen abnimmt. Außerdem nimmt die Hall-Beweglichkeit ab, was auf eine Streuung der Ladungsträger an der Grenzfläche zurückzuführen sein könnte, die mit abnehmender Ge-QW Dicke immer dominanter wird, siehe Kapitel 5.4 [111].

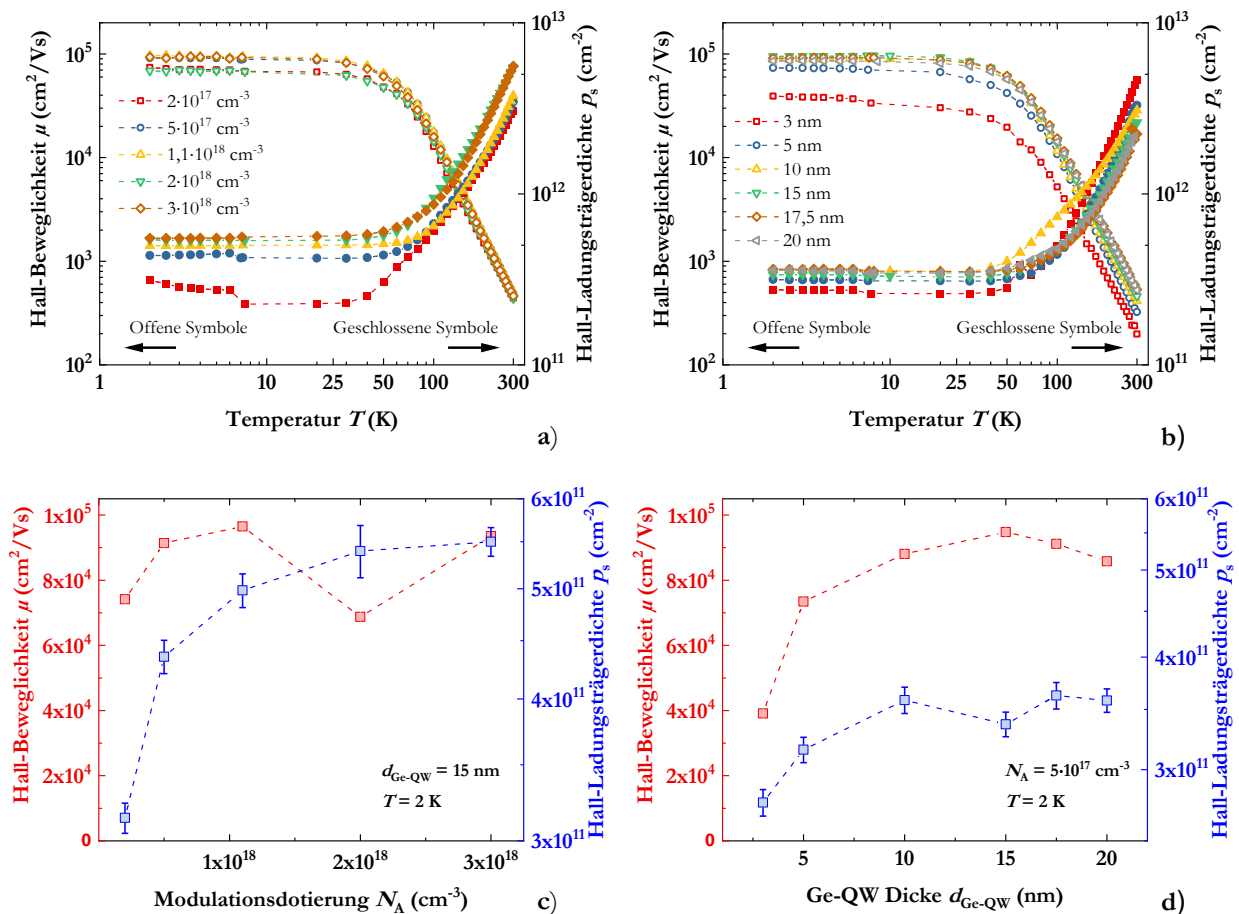


Abb. 5.1: Klassische Transportuntersuchungen der Proben mit unterschiedlicher Modulationsdotierung und Ge-QW Dicke: Temperaturabhängige Hall-Beweglichkeit und Hall-Ladungsträgerdichte a) und b) sowie deren Abhängigkeit von Modulationsdotierung c) und Ge-QW Dicke d) bei einer Temperatur von $T = 2$ K.

5.3 (Spin-)Transportuntersuchungen Teil II: Magnetwiderstandsmessungen

Zur Bestimmung der Quanten-Transporteigenschaften wurden für alle Proben temperaturabhängige Magnetwiderstandsmessungen in einem Bereich von $-6 \text{ T} \leq B \leq 6 \text{ T}$ durchgeführt. Um die Probenqualität qualitativ nachzuweisen, wurde die Separation der Landau-Niveaus in klar getrennte Niveaus sowie die Plateaus des Quanten-Hall-Effektes durch eine zusätzliche Messung im externen Magnetfeld von bis zu $B = 15 \text{ T}$, bei einer Temperatur von $T = 2 \text{ K}$, hervorgehoben. Abb. 5.2 a) und b) zeigen diese Messungen beispielhaft anhand der Probe *Mod_5_17*.

Klar ausgeprägte SdH-Oszillationen, die eine hohe Qualität der gewachsenen Ge 2DHG Proben belegen, können in einem Temperaturbereich von $2 \text{ K} \leq T \leq 6 \text{ K}$ beobachtet werden. Für eine Temperatur von $T = 2 \text{ K}$ beginnen die SdH-Oszillationen bei einem magnetischen Feld von ungefähr $B \approx 0,6 \text{ T}$, wobei Effekte der Spin-Aufspaltung bei einem Feld von etwa $B \approx 2,0 \text{ T}$ auftreten. Aufgrund der Symmetrie der Messungen für positive und negative magnetische Felder können etwaige Inhomogenitäten, die beispielsweise von Schwankungen der Modulationsdotierung herrühren, ausgeschlossen werden [112].

Abb. 5.2 c) und d) vergleichen den Magnetwiderstand der Proben mit unterschiedlicher Modulationsdotierung und Ge-QW Dicke bei einer Temperatur von $T = 2 \text{ K}$. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Magnetwiderstandsdaten auf den Nullfeldwiderstand nach $R_{xx}(B)/R_{xx}(0)$ normiert und in einem kleineren Bereich von $0 \text{ T} \leq B \leq 2 \text{ T}$ dargestellt. Es zeigt sich eine starke Abhängigkeit des Hintergrundsignals des Magnetwiderstands von der Höhe der Modulationsdotierung. Steigt die Modulationsdotierung ändert sich das Hintergrundsignal in ein klassisches Drude-Verhalten, wie durch die gestrichelte Linie in Abb. 5.2 c) und d) angedeutet.²¹ Dieses Verhalten konnte bereits zuvor in 2DEGs beobachtet werden [113,114]. Demnach ist dieser Effekt auf eine parallele Leitfähigkeit in der gewachsenen Heterostruktur und eine damit einhergehende parasitäre Ladungsträgerdichte zurückzuführen. Um diese parasitäre Ladungsträgerdichte weiter quantifizieren zu können, werden im Folgenden die gemessene Hall-Ladungsträgerdichte mit der Dichte, die durch die Analyse der SdH-Oszillationen extrahiert wurde, verglichen. Typischerweise enthält die Hall-Ladungsträgerdichte sowohl die Ladungsträger innerhalb

²¹ Anmerkung: Das Hintergrundsignal ist unabhängig von der Temperatur, siehe Abb. 5.2 a).

5 Kapitel

(Spin-)Transportuntersuchungen von Ge 2DHGs bei tiefen Temperaturen

des Ge-QWs als auch die Ladungsträger der parasitären, modulationsdotierten Schicht,²² wogegen die aus den SdH-Oszillationen extrahierte Ladungsträgerdichte nur die hochmobilen Ladungsträger im Ge-QW berücksichtigt.

Daher vergleicht Abb. 5.2 e) die resultierende Hall-Ladungsträgerdichte mit der extrahierten SdH-Ladungsträgerdichte für eine Temperatur von $T = 2$ K. Da die Probe *Mod_2_17* in diesem Feldbereich nur Oszillationen geringer Qualität zeigt, siehe Abb. 5.2 c), wurde diese Probe hier nicht berücksichtigt. Tatsächlich ergibt sich eine Korrelation der aus den beiden unterschiedlichen Messungen extrahierten Ladungsträgerdichte mit dem Hintergrundsignal des Magnetwiderstands: Für eine Modulationsdotierung von $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ stimmen die Ladungsträgerdichten aus Hall- und SdH-Analyse überein. Wird die Modulationsdotierung erhöht, entwickelt sich jedoch ein Unterschied zwischen der Hall- und der SdH-Ladungsträgerdichte, der auch mit zunehmender Modulationsdotierung stetig zunimmt. Bei einer Modulationsdotierung von $N_A = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ beträgt dieser Unterschied bereits $\Delta p_s \approx 5\%$. Die aus den SdH-Oszillationen extrahierte Ladungsträgerdichte sättigt ab einer Modulationsdotierung von $N_A = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ was darauf hinweist, dass der Ge-QW bereits vollständig gefüllt ist. Eine höhere Modulationsdotierung erhöht lediglich die gemessene Hall-Ladungsträgerdichte. Diese Differenz entspricht somit den parasitären Ladungsträgern in der modulationsdotierten $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht, die auch bei diesen niedrigen Temperaturen nicht ausfrieren. Dadurch würde sich die Performance möglicher (Spin-)Bauelemente verschlechtern, weshalb unter diesem Gesichtspunkt eine Modulationsdotierung im Bereich von $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \leq N_A \leq 1,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ zu empfehlen ist.

Für die Probenserie mit unterschiedlichen Ge-QW Dicken und einer festen Modulationsdotierung von $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ stimmen die Hall- und SdH-Ladungsträgerdichten überein, siehe Abb. 5.2 f).

²² Die Hall-Ladungsträgerdichte berücksichtigt sämtliche Ladungsträger innerhalb des Schichtstapels. Allerdings ist für diese tiefen Temperaturen davon auszugehen, dass neben dem Ge-QW bzw. dem 2DHG nur noch die modulationsdotierte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht elektrisch aktiv sein könnte. Die anderen Schichten „frieren“ komplett aus und sind daher in dieser Betrachtung nicht relevant.

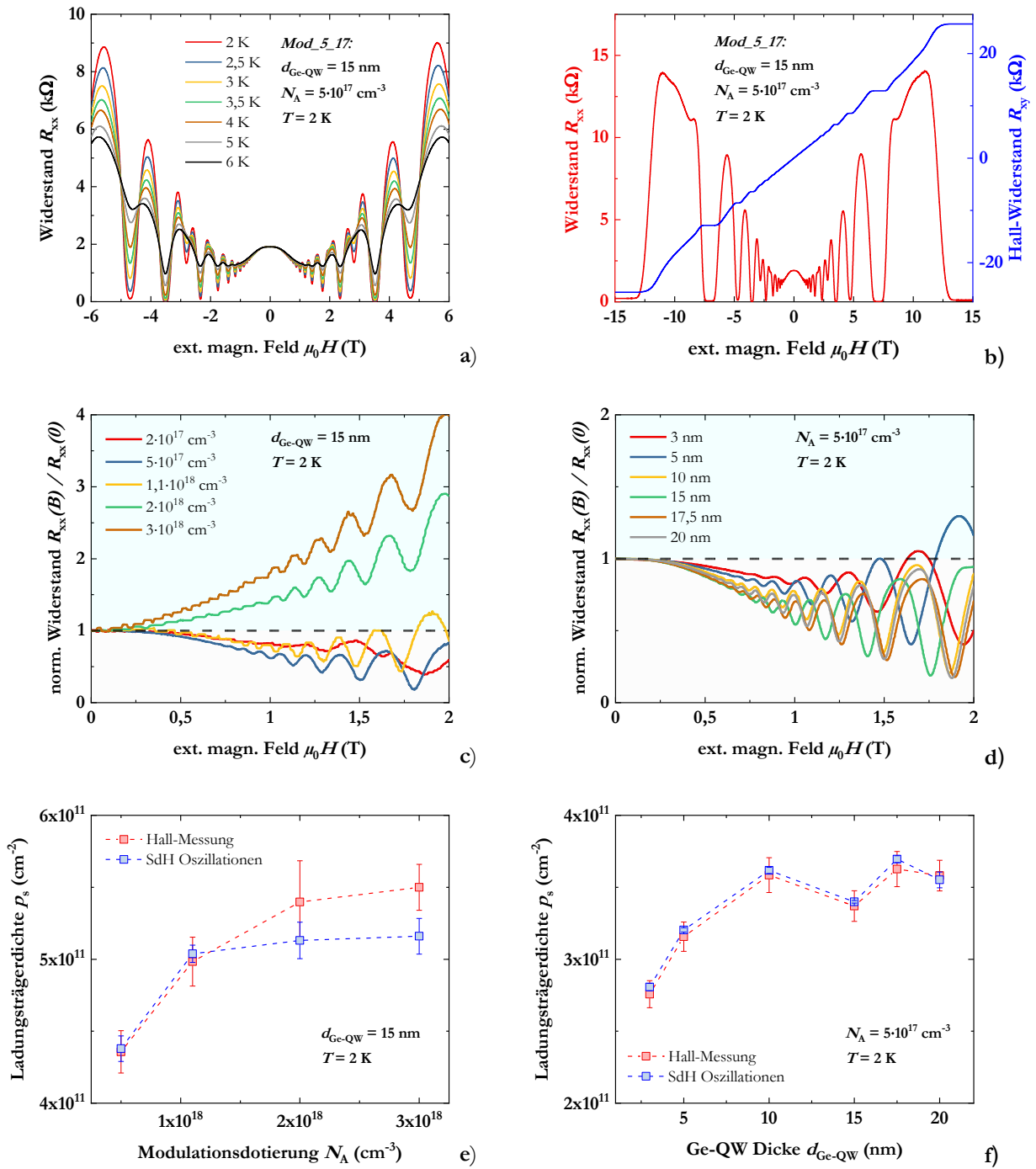


Abb. 5.2: Übersicht der Magnetwiderstandsmessungen an den Proben mit unterschiedlicher Modulationsdotierung und Ge-QW Dicke: Magnetwiderstandsmessungen der Probe *Mod_5_17* a) und b). Vergleich der normierten Magnetwiderstandsverläufe im Feldbereich von $0 \text{ T} \leq B \leq 2 \text{ T}$ für verschiedene Modulationsdotierungen c) und Ge-QW Dicken d) und zugehörige Gegenüberstellung der Hall- und SdH-Ladungsträgerdichte e) und f).

5 Kapitel

(Spin-)Transportuntersuchungen von Ge 2DHGs bei tiefen Temperaturen

Aus der temperaturabhängigen Dämpfung der SdH-Oszillationen können die effektive Masse m^* sowie die Quantenstreuzeit τ_q extrahiert werden. Die effektiven Massen der Proben der beiden Serien sind in Abb. 5.3 a) und b) dargestellt. Die Auswertung der Probe *Mod_2_17* ist auch hier aufgrund der schwachen SdH-Oszillationen für niedrige Felder schwierig, was sich wiederum in dem deutlich höheren Fehlerbalken bemerkbar macht. Zunächst sollen wieder die beiden Referenzproben verglichen werden. Es zeigt sich, dass die effektiven Massen von $m^* = (0,086 \pm 0,008) \cdot m_0$ der Probe *Mod_5_17* und $m^* = (0,088 \pm 0,001) \cdot m_0$ der Probe *THK_15* gut übereinstimmen. Jede Abweichung kann somit auf die Variation der Schichtfolge innerhalb der jeweiligen Probenserie zurückgeführt werden.

Unabhängig von der Höhe der Modulationsdotierung ist die effektive Masse unter Berücksichtigung der Fehlerbalken konstant, siehe Abb. 5.3 a). Im Gegensatz dazu stehen die Ergebnisse anderer Gruppen, die eine Abhängigkeit der effektiven Masse von der Ladungsträgerdichte aufgrund eines nicht perfekt parabolischen Valenzbandes beobachtet haben [110,115]. Allerdings wurde bei diesen Experimenten die Ladungsträgerdichte über einen größeren Bereich variiert. Auch die HR-XRD Analyse aus Kapitel 4.1.1, die innerhalb dieser Probenserie keine signifikanten Unterschiede zeigt, unterstreicht die konstante effektive Masse unabhängig von der Modulationsdotierung.

Für die unterschiedlichen Ge-QW Dicken zeigt sich für die Proben *THK_3* und *THK_5*, mit einer Ge-QW Dicke von $d = 3$ nm bzw. $d = 5$ nm, eine höhere effektive Masse, siehe Abb. 5.3 b). Eine mögliche Erklärung könnte hier eine Vermischung an der Ge/Si_{1-x}Ge_x-Heterogrenzfläche während der Epitaxie sein, da atomar scharfe Grenzflächen selbst für die mittels MBE gewachsene Proben eine Herausforderung darstellen. Kleinste Abweichungen in der lokalen Zusammensetzung wie beispielsweise durch den Einbau von Si-Atomen können sich daher negativ auf die effektive Masse auswirken. Die effektive Masse schwerer Löcher in relaxiertem Si ist $m_{\text{Si}}^* = 0,53 \cdot m_0$ und somit würde ein solcher Einbau die effektive Masse des Ge-QW erhöhen [87]. Da dieser Effekt natürlicherweise an der Grenzfläche auftritt, ist er bei dünneren Schichten stärker ausgeprägt. Oberhalb einer Ge-QW Dicke von $d = 10$ nm und in Übereinstimmung mit bestehender Literatur bleibt die effektive Masse in erster Näherung konstant [110]. Die Absolutwerte entsprechen dabei den effektiven Massen der Proben aus der ersten Serie sowie den in der Literatur publizierten Werten [51,111].

Die Quantenstreuzeit und das Dingle-Verhältnis der beiden Serien sind in Abb. 5.3 c) und d) dargestellt. Durch den Vergleich der beiden Referenzproben *Mod_5_17* und *THK_15* ergibt sich ein

Unterschied in den Quanten-Transporteigenschaften: Obwohl sich die Hall-Beweglichkeiten nur um $\Delta\mu = 4\%$ unterscheiden, zeigt die Probe *THK_15* eine um $\Delta\tau_q = 19\%$ höhere Quantenstreuzeit und ein um $\Delta\alpha = 17\%$ reduziertes Dingle-Verhältnis. Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass die Hall-Beweglichkeit häufiger durch Großwinkel-Streuung beeinflusst wird, ist anzunehmen, dass die Beiträge der Kleinwinkel-Streuung zwischen den Referenzproben variieren. Da in der Literatur bekannt ist, dass das Dingle-Verhältnis stark von der Hintergrunddotierung abhängt [115], ist hier ebenfalls davon auszugehen, dass der gemessene Unterschied in den Quanten-Transporteigenschaften durch eine Variation der Hintergrunddotierung zwischen den beiden Serien hervorgerufen wird. Dieser Unterschied ist wiederum auf die Konditionierung der MBE Wachstumskammer zurückzuführen, die aufgrund der zeitlichen Abstände zwischen den Serien variiert, siehe Kapitel 4.1. Eine unterschiedliche Höhe der Hintergrunddotierung könnte darüber hinaus auch die Differenz der Hall-Ladungsträgerdichte innerhalb der zwei Referenzproben erklären, siehe Kapitel 5.2.

Mit Ausnahme der Probe *Mod_2_17* nimmt die Quantenstreuzeit ab, während das Dingle-Verhältnis mit zunehmender Modulationsdotierung steigt, siehe Abb. 5.3 c). Dieses Verhalten kann durch eine Zunahme der Fern-Coulomb-Streuung erklärt werden. Je mehr Akzeptoren in die modulationsdotierte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht eingebaut werden, desto größer wird deren Coulomb-Feld, welches als Störfeld auf den Ge-QW wirkt. Da dies hauptsächlich die Kleinwinkel-Streuung betrifft, kann dieser Effekt nur durch Auswertung der Quantenstreuzeit, nicht aber der klassischen Transportstreuzeit, beobachtet werden. Folglich steigt das Dingle-Verhältnis mit zunehmender Modulationsdotierung. Interessanterweise folgt die Probe *Mod_2_18* nun dem allgemeinen Trend, obwohl sie in der Hall-Analyse als Ausreißer deklariert wurde.

Für die unterschiedlichen Ge-QW Dicken sind sowohl die Quantenstreuzeit als auch das Dingle-Verhältnis innerhalb der experimentellen Fehler konstant, siehe Abb. 5.3 d). Als positiven Ausreißer zeigt sich die Probe *THK_5* mit einer Quantenstreuzeit von $\tau_q = (1,038 \pm 0,017)$ ps, der auf Basis des aktuellen Standes nicht erklärt werden kann. Die in erster Näherung konstanten Quanten-Transporteigenschaften sind auf Basis der Fern-Coulomb-Streuung nachvollziehbar, da die Höhe der Modulationsdotierung innerhalb dieser Serie nominell identisch ist.

Insgesamt können aufgrund der relativ niedrigen Dingle-Verhältnisse große Quantenstreuzeiten beobachtet werden, die sogar mit Ge 2DHG Proben vergleichbar sind, die erheblich höhere Hall-Beweglichkeiten aufweisen [61]. Da die Quantenstreuzeit für spintronische Anwendungen als

5 Kapitel

(Spin-)Transportuntersuchungen von Ge 2DHGs bei tiefen Temperaturen

wahrscheinlich der wichtigste Parameter angesehen werden kann, sind die hier diskutierten Proben auf der (100) Kristallorientierung für weiterführende Experimente sehr gut geeignet.

Abschließend soll anhand der experimentell ermittelten Quanten-Transportdaten eine Abschätzung für die zu erwartende Spin-Flip-Länge gegeben werden. Dazu wird als „Worst-Case“ Szenario ,wie bereits in Kapitel 2.3.3 diskutiert, angenommen, dass die Spin-Information bei jedem Streuereignis instantan zerstört wird, d. h. die Quantenstreuzeit entspricht der Spin-Relaxationszeit. Die daraus resultierenden Spin-Flip-Längen für die beiden Serien zeigt Abb. 5.3 e) und f).

Qualitativ spiegelt die so berechnete Spin-Flip-Länge das Ergebnis der Hall-Beweglichkeit, also der klassischen Transportstreuzeit, wider. Obwohl die Quantenstreuzeit und damit die Spin-Relaxationszeit bei anderen Proben höher ist, ergibt sich für die Probe *Mod_1,1_18* aufgrund einer hohen Diffusionskonstante die maximale Spin-Flip-Länge von $l_{sf} = (282,45 \pm 0,11)$ nm. Generell sind die so berechneten Spin-Flip-Längen im Vergleich zu p-Typ Ge-Oberflächenkanälen, aufgrund der überlegenen Transporteigenschaften des Ge 2DHGs, sehr hoch. In den angesprochenen p-Typ dotierten Ge-Oberflächenkanälen konnten durch Analyse von WAL-Signalen Spin-Flip-Längen im Bereich von $20 \text{ nm} \leq l_{sf} \leq 30 \text{ nm}$ extrahiert werden [116–118]. Die „Worst-Case“ Spin-Flip-Länge der Ge 2DHG Proben ist somit um eine Größenordnung höher, was das Potenzial dieser Heterostruktur für spintronische Anwendungen demonstriert.

Tabelle 2 fasst schließlich die Transportdaten aus Hall- und Magnetwiderstandsmessungen für eine Temperatur von $T = 2 \text{ K}$ zusammen. Die Berechnung der Diffusionskonstanten sowie der Spin-Flip-Länge erfolgt nach Kapitel 2.3.3.

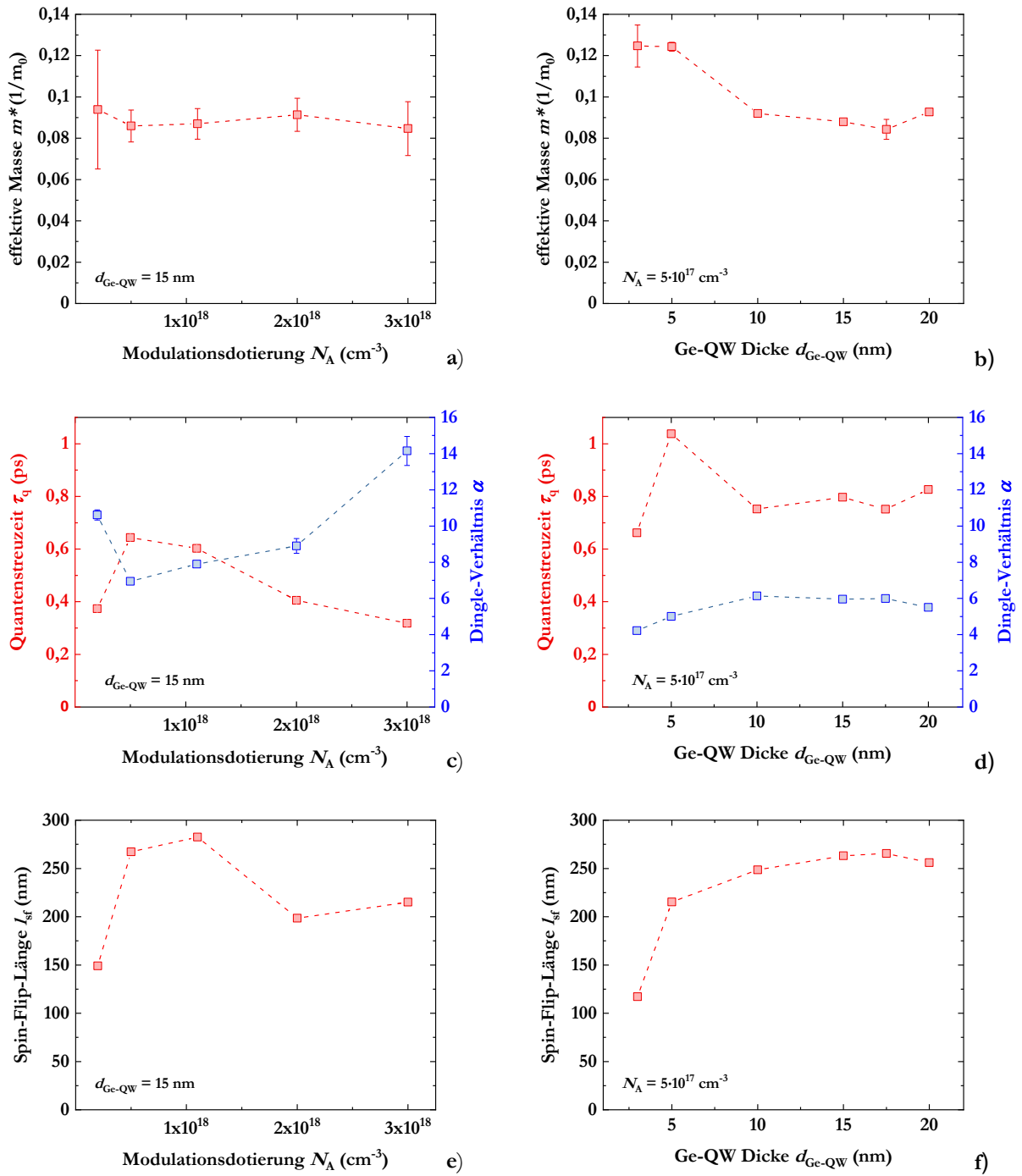


Abb. 5.3: Quantenmechanische Transportuntersuchungen der Proben mit unterschiedlicher Modulationsdotierung und Ge-QW Dicke: effektive Massen a) und b), Quantenstreuzeit und Dingle-Verhältnis c) und d) sowie die errechnete Spin-Flip-Länge unter der Annahme des „Worst-Case“ Szenarios e) und f).

5 Kapitel

(Spin-)Transportuntersuchungen von Ge 2DHGs bei tiefen Temperaturen

Tab. 5.1: Übersicht der (Spin-)Transportdaten für eine Temperatur von $T = 2$ K. Die effektive Masse sowie die Quantenstreuzeit wurde aus den Magnetwiderstandsmessungen extrahiert. Der Diffusionskoeffizient und die Spin-Flip-Länge wurden berechnet. Der Fehlerbalken des Diffusionskoeffizienten ist vernachlässigbar.

Probe	m^* ($1/m_0$)	τ_q (ps)	D (cm^2/s)	l_{sf} (nm)
<i>Mod_2_17</i>	$0,094 \pm 0,029$	$0,373 \pm 0,006$	594,5	$148,98 \pm 0,11$
<i>Mod_5_17</i>	$0,086 \pm 0,008$	$0,644 \pm 0,010$	1109,0	$267,24 \pm 0,20$
<i>Mod_1,1_18</i>	$0,087 \pm 0,007$	$0,603 \pm 0,005$	1323,8	$282,45 \pm 0,11$
<i>Mod_2_18</i>	$0,091 \pm 0,008$	$0,405 \pm 0,009$	927,2	$198,47 \pm 0,22$
<i>Mod_3_18</i>	$0,085 \pm 0,013$	$0,318 \pm 0,008$	1454,2	$215,14 \pm 0,28$
<i>THK_3</i>	$0,125 \pm 0,010$	$0,662 \pm 0,011$	207,1	$117,09 \pm 0,09$
<i>THK_5</i>	$0,124 \pm 0,002$	$1,038 \pm 0,017$	446,4	$215,21 \pm 0,17$
<i>THK_10</i>	$0,092 \pm 0,001$	$0,752 \pm 0,012$	821,5	$248,60 \pm 0,20$
<i>THK_15</i>	$0,088 \pm 0,001$	$0,797 \pm 0,013$	869,5	$263,21 \pm 0,21$
<i>THK_17,5</i>	$0,084 \pm 0,005$	$0,752 \pm 0,012$	938,6	$265,62 \pm 0,21$
<i>THK_20</i>	$0,093 \pm 0,002$	$0,826 \pm 0,013$	793,4	$255,97 \pm 0,20$

5.4 Limitierung der Hall-Beweglichkeit

Mithilfe der (Spin-)Transportuntersuchungen soll schließlich die Frage nach dem limitierenden Streumechanismus beantwortet werden. Da nach der Matthies'schen Regel die verschiedenen Streumechanismen mit gleicher Gewichtung berücksichtigt werden, sind erfahrungsgemäß immer mehrere Streumechanismen maßgeblich. Eine etablierte Vorgehensweise zur Bestimmung der dominanten Streumechanismen ist dabei das Errechnen der jeweiligen maximal möglichen Beweglichkeit und der anschließende Vergleich mit den experimentellen Daten.

Die nachfolgende Diskussion soll dabei auf Basis der gemessenen Daten der Probe *Mod_1,1_18* mit der höchsten Hall-Beweglichkeit von $\mu = (9,65 \pm 0,03) \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und einer Hall-Ladungsträgerdichte von $p_s = (4,98 \pm 0,17) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ exemplarisch durchgeführt werden. Inhaltlich ist sie angelehnt an die Publikation [105,119]. Für die Tal- und Spin-Entartung wird wieder $g_v = 1$ und $g_s = 2$ angenommen [45]. Da die nachfolgenden Berechnungen nur Abschätzungen entsprechen, wird auf die Angabe eines Fehlers verzichtet.

Als erster Indikator wird üblicherweise das Dingle-Verhältnis der Probe herangezogen. Kleine Dingle-Verhältnisse deuten dabei an, dass die Beweglichkeit maßgeblich durch Beiträge der Großwinkel-Streuung, wie beispielsweise Defekt-Streuung, limitiert wird, wogegen große Dingle-Verhältnisse eine Limitierung der Beweglichkeit durch Beiträge der Kleinwinkel-Streuung andeuten, wie zum Beispiel Coulomb-Streuung, siehe Kapitel 2.1.5. Mit einem Dingle-Verhältnis von $\alpha = 7,89 \pm 0,13$ der Probe *Mod_1,1_18* ist davon auszugehen, dass die Beweglichkeit dominant durch Beiträge der Kleinwinkel-Streuung limitiert wird.

Eine Limitierung der Hall-Beweglichkeit aufgrund von Defekten ist daher eher unwahrscheinlich. Trotzdem kann unter Verwendung der experimentell erhaltenen Daten eine theoretische Dichte an Durchstoßversetzungen errechnet werden.

$$N_{\text{TDD}} = \frac{q}{h} \cdot \frac{\sqrt{g_v \cdot g_s}}{\sqrt{\pi \cdot p_s} \cdot \mu_{\text{Hall}} \cdot L_{2\text{D}}} \cong 1,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \quad (5.1)$$

Dabei ist $L_{2\text{D}} = q^2 p_s / 2\epsilon\epsilon_0 \cdot \Delta E$ die zwei-dimensionale Debye-Länge und $\Delta E = 0,33 \text{ eV}$ die angenommene energetische Tiefe der Durchstoßversetzungen. Die so errechnete Dichte an Durchstoßversetzungen ist höher, als der aus der TEM-Analyse extrahierte Wert von ungefähr $N_{\text{TDD}} \approx 1,3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ der Probe *Sample_111* auf der (111) Kristallorientierung. Erfahrungsgemäß ist allerdings die Dichte an Durchstoßversetzungen auf der (100) Kristallorientierung im Vergleich zur (111) Kristallorientierung geringer. Das beruht auf der Tatsache, dass üblicherweise die (100) Kristallorientierung bevorzugt benutzt wird, weshalb die Wachstumsprotokolle und damit verbunden die Kristallqualität tendenziell besser sind. Unabhängig davon ist hier noch anzuführen, dass das $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -VS für alle untersuchten Ge 2DHG Proben identisch gewachsen wurde und dementsprechend die Dichte an Durchstoßversetzungen vergleichbar sein sollte. Eine Limitierung der Beweglichkeit durch eine Defektdichte würde demnach dazu führen, dass unabhängig vom Design der Heterostruktur ungefähr ähnliche Hall-Beweglichkeiten erzielt werden. Auch wenn die Streuung an Defekten sehr wahrscheinlich nicht der primär dominante Mechanismus darstellt, spielt er aufgrund der Matthies'schen Regel dennoch eine wichtige Rolle, siehe Kapitel 2.1.5.

Eine systematische Abhängigkeit der Hall-Beweglichkeit von der RMS-Rauheit (siehe AFM-Analyse, Kapitel 4.1.1) konnte ebenfalls nicht festgestellt werden. Folglich ist auch die Limitierung der Hall-Beweglichkeit aufgrund von Oberflächen- bzw. Grenzflächen-Streuung durch Rauheit für die Probe *Mod_1,1_18* als unwahrscheinlich anzusehen.

5 Kapitel

(Spin-)Transportuntersuchungen von Ge 2DHGs bei tiefen Temperaturen

Da der verspannte Ge-QW aus reinem Ge mit nur wenigen Verunreinigungen besteht, kann die Limitierung der Beweglichkeit aufgrund von Legierungsstreuung kategorisch ausgeschlossen werden.

Abhängig von der Dicke der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Abstandsschicht („Spacer“) sowie der Höhe der Modulationsdotierung ist eine Limitierung der Beweglichkeit aufgrund von Fern-Coulomb-Streuung möglich. Für das verwendete Design, mit einer Abstandsschicht von $d = 20 \text{ nm}$ und einer Ladungsträgerdichte der modulationsdotierten Schicht von $N_{\blacksquare} = N_A \cdot d = 2,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, ergibt sich:

$$\mu_{\text{RIS}} = 16 \cdot \sqrt{\pi \cdot g_v \cdot g_s \cdot p_s} \cdot \frac{q \cdot d^3}{\hbar \cdot N_{\blacksquare}} \cong 7,8 \cdot 10^5 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \quad (5.2)$$

Da die so berechnete maximale Beweglichkeit deutlich höher als die experimentell bestimmte Hall-Beweglichkeit liegt, ist eine Limitierung durch Fern-Coulomb-Streuung auszuschließen.²³

Wie bereits in den vorangegangenen Kapiteln diskutiert, kann eine zu hohe Hintergrunddotierung die Hall-Beweglichkeit ebenfalls limitieren. Unter Verwendung der experimentell erhaltenen Daten kann auch hier eine theoretische Hintergrunddotierung berechnet werden.

$$N_{\text{Hintergrund}} = \frac{q}{\hbar} \cdot \frac{\sqrt{g_v^3 \cdot g_s^3 \cdot p_s}}{4 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \mu_{\text{Hall}}} \cong 4,4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \quad (5.3)$$

Diese Hintergrunddotierung deckt sich sehr gut mit empirischen Werten des IHTs bzw. der zu erwartende Hintergrunddotierung von MBE Wachstumskammern. Auch wenn diese berechnete Konzentration als Richtwert zu verstehen ist, erscheint die Einschränkung der Hall-Beweglichkeit aufgrund der Hintergrunddotierung als sehr wahrscheinlich. Diese Annahme stimmt auch mit der Interpretation des Dingle-Verhältnisses überein, d. h. Kleinwinkel-Streuung wie beispielsweise Coulomb-Streuung ist dominant in der untersuchten Ge 2DHG Probe *Mod_1,1_18*. Dass die

²³ Auch wenn eine Limitierung der Hall-Beweglichkeit auszuschließen ist, ist die Fern-Coulomb-Streuung ein Streumechanismus, der für die Quanten-Transporteigenschaften dennoch entscheidend ist, siehe Kapitel 5.3. Die hier verwendeten Formeln beziehen sich auf die maximal mögliche Hall-Beweglichkeit.

Hintergrunddotierung zum Erreichen ultra-hoher Hall-Beweglichkeiten (Größenordnung $\mu \geq 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) entscheidend ist, wurde ebenfalls bereits in der Literatur diskutiert [53].

Da allerdings auch die Hintergrunddotierung innerhalb einer Serie an Ge 2DHG Proben ungefähr vergleichbar sein sollte, stellt sich die Frage, wieso dennoch eine Abhängigkeit der Hall-Beweglichkeit vom Design der Heterostruktur zu beobachten ist. Dazu soll nochmals auf Abb. 5.1 c) und d) verwiesen werden. Mit Ausnahme der Probe *Mod_2_18*, die als Ausreißer deklariert wurde, zeigen nur die Proben mit geringer Modulationsdotierung oder geringer Ge-QW Dicke (Proben: *Mod_2_17*, *THK_3* und *THK_5*) eine reduzierte Hall-Beweglichkeit. Diese Proben besitzen dabei eine geringere Ladungsträgerdichte wodurch die Qualität der Grenzfläche immer entscheidender wird. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass bei diesen Proben, neben der Hintergrunddotierung, die Streuung an der Grenzfläche zunimmt und somit die Hall-Beweglichkeit limitiert bzw. im Vergleich zu den anderen Proben aufgrund der Matthies'schen Regel reduziert wird.

5.5 (Spin-)Transportuntersuchung auf der (111) Kristallorientierung

Nachfolgend werden die Ergebnisse der (Spin-)Transportuntersuchungen der Probe *Sample_111*, welche auf der (111) Kristallorientierung gewachsen wurde, vorgestellt. Das Design dieser Probe basiert auf den Ergebnissen der vorangegangenen (Spin-)Transportuntersuchungen der Ge 2DHG Proben auf der (100) Kristallorientierung, d. h. um parasitäre Ladungsträger innerhalb der Halbleiter-Heterostruktur zu vermeiden, wurde eine Modulationsdotierung in Höhe von $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und eine Ge-QW Dicke von $d = 15 \text{ nm}$ gewählt. Das Design ist somit identisch zu den beiden Referenzproben *Mod_5_17* und *THK_15*, siehe Kapitel 4.1. Da die Auswertung der Hall- und Magnetwiderstandsmessung und die damit verbundene Diskussion analog zu den Proben auf der (100) Kristallorientierung verläuft, werden hier nur die zentralen Ergebnisse präsentiert. Für die ausführliche Diskussion wird auf die vorangegangenen Kapitel verwiesen.

Die temperaturabhängige Hall-Beweglichkeit und Hall-Ladungsträgerdichte der Probe *Sample_111* ist in Abb. 5.4 a) zu sehen. Dabei wurden auch hier die Ergebnisse der Magnetwiderstandsmessung an Hall-Strukturen für Temperaturen von $T \leq 6 \text{ K}$ mit den Ergebnissen der Hall-Messung an vdP-Geometrien für Temperaturen von $T > 6 \text{ K}$ kombiniert. Wie zu erwarten zeigt die Probe *Sample_111* mit abnehmender Temperatur eine monoton steigende Hall-Beweglichkeit, sowie für tiefe Temperaturen eine konstante Hall-Ladungsträgerdichte. Bei einer Temperatur von $T = 2 \text{ K}$ beträgt die Hall-Beweglichkeit $\mu = (3,02 \pm 0,01) \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und die Hall-Ladungsträgerdichte

5 Kapitel

(Spin-)Transportuntersuchungen von Ge 2DHGs bei tiefen Temperaturen

$p_s = (4,62 \pm 0,2) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Verglichen zu den Referenzproben *Mod_5_17* und *THK_15* auf der (100) Kristallorientierung ist die Hall-Beweglichkeit damit geringer, siehe Kapitel 5.2. Allerdings wurden auf der (100) Kristallorientierung mehrere Serien zur Optimierung der Wachstumsparameter durchgeführt, während auf der (111) Kristallorientierung lediglich die Wachstumstemperatur angepasst wurde, siehe Kapitel 3.1.

Abb. 5.4 b) zeigt die zugehörigen Magnetwiderstandsmessungen in einem Temperaturbereich von $2 \text{ K} \leq T \leq 6 \text{ K}$. Auch hier wurde eine zusätzliche Messung im externen Magnetfeld von bis zu $B = 15 \text{ T}$, bei einer Temperatur von $T = 2 \text{ K}$, durchgeführt, siehe Abb. 5.4 c). Die Separation der Landau-Niveaus in klar getrennte Niveaus sowie die Plateaus des Quanten-Hall-Effektes sind Nachweis einer hohen Probenqualität.

Aus der Frequenz der SdH-Oszillationen ergibt sich eine Ladungsträgerdichte in Höhe von $p_s = (4,00 \pm 0,3) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Damit unterscheidet sich die SdH-Ladungsträgerdichte von der Hall-Ladungsträgerdichte um ca. $\Delta p_s \approx 14 \%$. Das bedeutet, dass innerhalb der Halbleiter-Heterostruktur parasitäre Ladungen existieren, obwohl die Modulationsdotierung $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ beträgt und auch der Magnetwiderstand kein klassisches Drude-Verhalten zeigt. Eine mögliche Ursache könnte das Si-Substrat sein, welches auf der (111) Kristallorientierung mit einem spezifischen Widerstand von $10 \text{ } \Omega\text{cm} \leq \rho \leq 20 \text{ } \Omega\text{cm}$ deutlich höher dotiert ist, siehe Kapitel 3.1.

Aus der temperaturabhängigen Dämpfung kann die effektive Masse von $m^* = (0,084 \pm 0,001) \cdot m_0$, die Quantenstreuzeit von $\tau_q = (0,453 \pm 0,007) \text{ ps}$ und schließlich das Dingle-Verhältnis von $\alpha = 3,19 \pm 0,01$ extrahiert werden. Das im Vergleich zu den Referenzproben auf der (100) Kristallorientierung reduzierte Dingle-Verhältnis deutet an, dass die Beiträge der Großwinkel-Streuung zunehmen. In Übereinstimmung mit der strukturellen Analyse (TEM und AFM) der Probe *Sample_111* in Kapitel 4.1.2 ist davon auszugehen, dass die Hall-Beweglichkeit neben der Hintergrunddotierung durch die Streuung an Defekten limitiert wird.

Auf Basis der Quantenstreuzeit kann die minimale Spin-Flip-Länge von mindestens $l_{sf} = (133,84 \pm 0,03) \text{ nm}$ abgeschätzt werden. Neben der Spin-Flip-Länge wird für diese Probe die ballistische Länge zu $l_b = \hbar/q \cdot \sqrt{2\pi p_s} \cdot \mu_{\text{Hall}} = (338,12 \pm 1,04) \text{ nm}$ berechnet. Die ballistische Länge gibt die mittlere freie Weglänge basierend auf der Transportstreuzeit an, d. h. wenn nur die Beiträge der Großwinkel-Streuung berücksichtigt werden. Sie kann als Analogon zur Spin-Flip-

Länge l_{sf} angesehen werden, bei der als Zeitkonstante die Quantenlebensdauer benutzt wird. Tab. 5.2 fasst die extrahierten (Spin-)Transporteigenschaften der Probe *Sample_111* nochmals final zusammen.

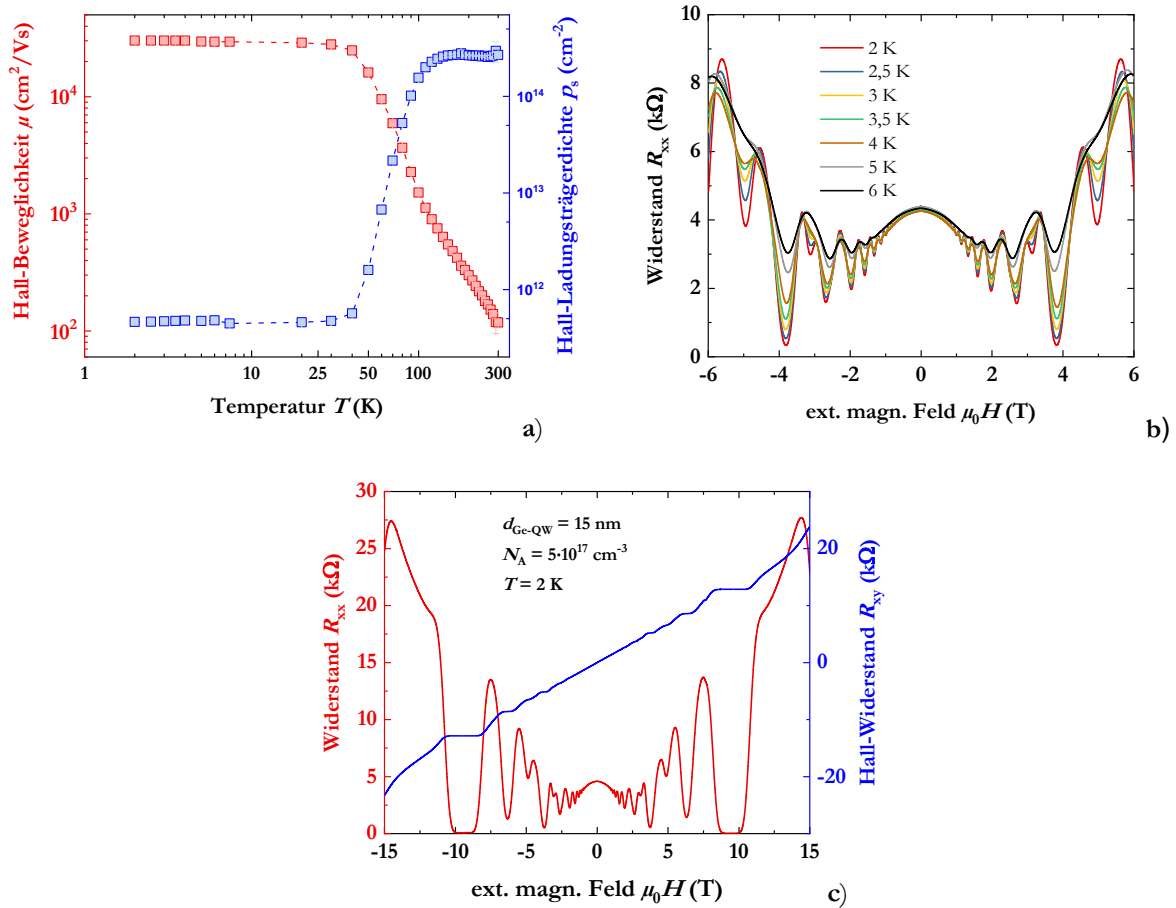


Abb. 5.4: (Spin-)Transportuntersuchungen auf der (111) Kristallorientierung (*Sample_111*): temperaturabhängige Hall-Beweglichkeit und Hall-Ladungsträgerdichte a), temperaturabhängige Magnetwiderstandsmessung b) und Magnetwiderstandsmessung bis zu einem maximalen externen magnetischen Feld von $B = 15$ T, gemessen bei einer Temperatur von $T = 2$ K c).

Tab. 5.2: (Spin-)Transporteigenschaften der Probe *Sample_111* für eine Temperatur von $T = 2$ K. Die effektive Masse sowie die Quantenstreuzeit wurde aus den Magnetwiderstandsmessungen extrahiert. Der Diffusionskoeffizient, die Spin-Flip-Länge sowie die ballistische Länge wurden berechnet. Der Fehlerbalken des Diffusionskoeffizienten ist vernachlässigbar.

m^* ($1/m_0$)	τ_q (ps)	D (cm ² /s)	l_{sf} (nm)	l_b (nm)
$0,084 \pm 0,001$	$0,453 \pm 0,007$	395,2	$133,84 \pm 0,03$	$338,12 \pm 1,04$

5.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der Einfluss der Modulationsdotierung und der Ge-QW Dicke auf die Tieftemperaturtransporteigenschaften von Ge 2DHGs untersucht. Mit Ausnahme der Probe *Mod_2_17*, mit einer Modulationsdotierung von $N_A = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, bestätigen die Messungen die Existenz eines hochwertigen 2DHGs im Ge-QW. Bei einer Temperatur von $T = 2 \text{ K}$ konnten Hall-Beweglichkeiten von bis zu $\mu = (9,65 \pm 0,03) \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ gezeigt werden. Auch wenn in der Literatur bereits maximale Hall-Beweglichkeiten von bis zu $\mu = 1,5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ demonstriert wurden, entspricht die hier gemessene Hall-Beweglichkeit, zum heutigen Stand und nach besten Wissen des Autors, der höchsten, berichteten Hall-Beweglichkeit von mittels MBE gewachsener Ge 2DHG Proben, siehe Abb. 1.2. Die Hall-Beweglichkeit wird dabei vermutlich durch die Hintergrunddotierung limitiert.

Anhand der Probenserie mit unterschiedlicher Modulationsdotierung konnte mit steigender Modulationsdotierung eine Änderung des Magnetwiderstands zu einem klassischen Drude-Hintergrund beobachtet werden. Durch den Vergleich der Hall-Ladungsträgerdichte mit der Dichte, die durch die Analyse der SdH-Oszillationen extrahiert wurde, erfolgte die Quantifizierung einer parasitären Ladungsträgerdichte in der modulationsdotierten $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht. Mit steigender Modulationsdotierung und somit in Korrelation zu dem qualitativen Verlauf des Magnetwiderstands entwickelt sich eine parallele Ladungsträgerdichte. Bei einer Modulationsdotierung in Höhe von $N_A = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dominiert bereits der parabolische Hintergrund den Magnetwiderstand.

Aus der temperaturabhängigen Dämpfung der SdH-Oszillationen konnte die effektive Masse und Quantenstreuzeit extrahiert werden. Mit zunehmender Modulationsdotierung nimmt die Quantenstreuzeit ab, während sie annähernd unabhängig von der Ge-QW Dicke ist. Aufgrund der relativ niedrigen Dingle-Verhältnisse sind die hier untersuchten Quantenstreuzeiten vergleichbar zu Ge 2DHG Proben aus der Literatur, die erheblich höhere Hall-Beweglichkeiten aufweisen. Die effektive Masse ist mit Ausnahme der Proben *THK_3* und *THK_5*, die höhere effektive Massen zeigen, nahezu konstant.

Zusätzlich konnte eine „Worst-Case“ Abschätzung für die zu erwartende Spin-Flip-Länge gegeben werden. Dazu wurde angenommen, dass die Quantenstreuzeit der Spin-Relaxationszeit entspricht. Die daraus resultierenden Spin-Flip-Länge von bis zu $l_{sf} = (282,45 \pm 0,11) \text{ nm}$ setzen neue

Maßstäbe und demonstrieren das enorme Potential für eine zukünftige potenzielle Nutzung dieses Materials für spintronische Anwendungen.

Auf Basis der so erzielten Ergebnisse ergibt sich ein zu bevorzugendes Design mit einer Modulationsdotierung in Höhe von $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und einer Ge-QW Dicke von $d = 15 \text{ nm}$. Wahlweise kann die Modulationsdotierung auf $N_A = 1,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ erhöht werden, wobei sich dann bereits eine parallele Ladungsträgerdichte entwickelt. Bei dieser Optimierung ist zu beachten, dass der Rashba-Koeffizient, der als Maß für die Effizienz einer möglichen Spin-Manipulation angesehen werden kann, nicht berücksichtigt wird. Die Optimierung des Designs basiert somit nur auf den (Spin-)Transporteigenschaften.

Final wurde dieses Design von der (100) auf die (111) Kristallorientierung übertragen. Auch wenn sich dadurch die für die Spintronik entscheidende Quantenlebensdauer auf $\tau_q = (0,453 \pm 0,007) \text{ ps}$ reduziert, errechnet sich eine minimale Spin-Flip-Länge von $l_{sf} = (133,84 \pm 0,03) \text{ nm}$. Damit bietet diese Ge 2DHG Probe auf der (111) Kristallorientierung eine vielversprechende Plattform für weitergehende Versuche zur elektrischen Spin-Injektion.

5 Kapitel

(Spin-)Transportuntersuchungen von Ge 2DHGs bei tiefen Temperaturen



6 Ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Kontakte auf rückgeätzten Ge 2DHGs

Dieses Kapitel befasst sich mit den magnetischen Eigenschaften von dünnen Mn_5Ge_3 -Schichten, die direkt in den Ge-QW gewachsen werden. Der zugrundeliegende Prozess ist in Kapitel 3.2.2 beschrieben. Die hier vorgestellten Wachstumsversuche wurden auf den Proben *Mod_5_17* und *Sample_111* durchgeführt, siehe Kapitel 4.1 ff. Die Details der SQUID-Magnetometermessung zur Bestimmung der magnetischen Eigenschaften befinden sich in Kapitel 4.2.3. Die gezeigte Hall-Messung an der vdP-Geometrie folgt dem in Kapitel 4.2.1 beschriebenen Ablauf.

6.1 Einleitung und Motivation

Wie bereits in Kapitel 5 ausführlich diskutiert, besitzt das Ge 2DHG sehr gute (Spin-)Transporteigenschaften und eignet sich daher auch für potentielle, spintronische Anwendungen. Obwohl das Ge 2DHG in diesem Zusammenhang in der Literatur viel diskutiert wird, konnte bis heute keine elektrische Spin-Injektion gezeigt werden. Ein Grund dafür ist die Schwierigkeit ferromagnetische Kontakte zu dem vergrabenen Ge-Kanal zu bringen, ohne dass das 2DHG verarmt bzw. zerstört wird.

Am IHT wird seit mehreren Jahren an ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakten geforscht, die mittels Interdiffusion epitaktisch auf einer Ge-Oberfläche gewachsen werden [69,72]. Weiterführende Untersuchungen von Mn basierten Kontakten auf der $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_y$ Plattform wurden ebenfalls durchgeführt [70,71]. Schwerpunkt aktueller Untersuchungen ist die Optimierung des Wachstumes von dünnen Mn_5Ge_3 -Schichten, u. a. auch motiviert durch die Anforderungen an den magnetischen Kontakt im Rahmen dieser Arbeit.

Da Mn_5Ge_3 bereits erfolgreich als ferromagnetisches Kontaktmaterial für die Spin-Injektion in Ge-Oberflächenkanäle [64,65] verwendet wurde, bietet es sich auch für die elektrische Spin-Injektion in ein Ge 2DHG an. Des Weiteren konnte mithilfe von ferromagnetischen $\text{Mn}_5(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_3$ -Kontakten eine elektrische Spin-Injektion in ein Si 2DEG demonstriert werden [35]. Mn_5Ge_3 hat eine Curie-Temperatur von ca. $T_C \approx 300 \text{ K}$ ²⁴ und einen Spin-Polarisationsgrad von bis zu $P = 42 \%$ [121]. Aufgrund dieser Eigenschaften eignet sich die Verbindung als ferromagnetisches Kontaktmaterial und ermöglicht tendenziell auch Raumtemperaturanwendungen. Darüber hinaus ist die Leitfähigkeit

²⁴ Durch den Einbau von C zu $\text{Mn}_5\text{Ge}_3\text{C}_x$ kann die Curie-Temperatur auf bis zu $T_C = 442 \text{ K}$ erhöht werden [120].

6 Kapitel

Ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Kontakte auf rückgeätzten Ge 2DHGs

von Mn_5Ge_3 mit der von hochdotierten Ge-Oberflächenkanälen oder einem Ge 2DHG vergleichbar, so dass keine Notwendigkeit besteht, eine Tunnel- oder Schottky-Barriere einzuführen, um eine Fehlanpassung der Leitfähigkeit zu verhindern [73,93]. Durch den Interdiffusionsprozess wächst der ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Kontakt direkt in den Ge-QW hinein und schließt das 2DHG elektrisch an. Demgegenüber stehen ferromagnetische Kontaktmaterialien wie z. B. Fe, die für eine Spin-Injektion in ein Halbleiter auf eine Tunneloxid abgeschieden werden müssen, z. B. MgO. Schließlich bleibt festzuhalten, dass die Herstellung der Mn_5Ge_3 -Kontakte mittels Interdiffusion potentiell CMOS-kompatibel ist.

Aus magnetischer Sicht ergeben sich allerdings einige Anforderungen an die gewachsene Mn_5Ge_3 -Schicht. Um eine hohe Spin-Polarisation bei hohen Temperaturen zu erreichen, sollte die Mn_5Ge_3 -Schicht kein Si enthalten und dünner als $d \leq 20$ nm sein: In der Literatur konnte gezeigt werden, dass oberhalb einer kritischen Dicke von ca. $d \approx 20$ nm die magnetische Domänenstruktur der Mn_5Ge_3 -Schichten von Streifen, mit abwechselnd nach oben und unten zeigender Magnetisierung außerhalb der Ebene, dominiert wird [122]. Durch den Einbau von Si reduziert sich die Curie-Temperatur und das mittlere ferromagnetische Moment pro Mn-Atom, bis die Verbindung bei einer Si-Konzentration größer $x_{Si} \geq 80$ % antiferromagnetisch wird [123]. Um diesen Anforderungen auch für die Halbleiter-Heterostruktur des Ge 2DHGs gerecht zu werden, muss vor der Bildung der Mn_5Ge_3 -Kontakte die gesamte $Si_{1-x}Ge_x$ -Deckschicht oberhalb des Ge-QWs mithilfe eines Trocken-Ätzprozesses entfernt werden. Das Wachstum des dünnen Mn_5Ge_3 -Kontakts erfolgt dann analog zu den Kontakten auf den Ge-Oberflächenkanälen, siehe Kapitel 3.2.2.

In den nachfolgenden Kapiteln werden nun die magnetischen Eigenschaften der so hergestellten, dünnen Mn_5Ge_3 -Schichten auf einem Ge-QW analysiert. Entscheidend für das Wachstum von Mn_5Ge_3 ist die zugrunde liegende Kristallorientierung der Ge-Oberfläche. Aufgrund der Ähnlichkeit der Kristallsymmetrie von Mn_5Ge_3 (0001) (hexagonal) mit Ge (111) (kubisch) ist für das Wachstum eine Ge (111) Oberfläche die bevorzugte Kristallorientierung [123,124]. Allerdings konnte in der Zwischenzeit auch ein erfolgreiches Wachstum auf der (100) Kristallorientierung vermeldet werden [74]. Die Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der Kristallorientierung des Substrats werden in Kapitel 6.2 diskutiert. Auf Basis einer temperaturabhängigen Hall-Messung kann gezeigt werden, dass das Ge 2DHG elektrisch kontaktiert und durch den Trocken-Ätzprozess, zur Entfernung der $Si_{1-x}Ge_x$ -Deckschicht, nicht verarmt wird. Daran anschließend präsentiert Kapitel 6.3 den Einfluss der Formanisotropie auf die magnetischen Eigenschaften, insbesondere dessen Einfluss auf die Koerzitivfeldstärke. Da bei der Spin-Ventil-Messung das externe magnetische Feld

in der Ebene liegt, sind alle nachfolgenden SQUID-Magnetometermessungen in dieser Konfiguration durchgeführt worden.

6.2 Einfluss der Kristallorientierung auf die magnetischen Eigenschaften von Mn_5Ge_3

Für die Diskussion der magnetischen Eigenschaften wurde eine zusätzliche Referenzprobe auf der (111) Kristallorientierung hinzugezogen. Die Referenzprobe wurde auf einem B-dotierten Si-Substrat aufgewachsen. Nach Bildung eines Ge-VS wurde ein intrinsischer Ge-Oberflächenkanal mit einer Dicke von $d = 300$ nm gezüchtet. Die Dicke der Mn_5Ge_3 -Schicht beträgt $d \approx 8,8$ nm und ist damit vergleichbar zu der Mn_5Ge_3 -Schicht auf der Ge 2DHG Probe *Sample_111*, siehe Kapitel 3.2.2 ff. ($d \approx 10$ nm).

Abb. 6.1 a) zeigt die temperaturabhängige Magnetisierung der Mn_5Ge_3 -Schicht auf dem Ge-QW mit einer (111) Kristallorientierung, sowie die der zugehörigen Referenzprobe. Für die Messung wurde ein externes magnetisches Feld (in der Ebene) von $B = 50$ mT eingestellt. Für einen einfacheren Vergleich sind beide Magnetisierungskurven bezüglich ihres magnetischen Moments bei einer Temperatur von $T = 5$ K normiert. Die temperaturabhängige Magnetisierung bestätigt die Bildung einer ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Schicht auf dem Ge-QW. Die Curie-Temperatur beträgt für beide Proben ungefähr $T_C \approx 300$ K und stimmt somit mit den bisher berichteten experimentellen Ergebnissen, für die Curie-Temperatur von Mn_5Ge_3 , überein [125]. Für eine exakte Bestimmung der Curie-Temperatur müsste jedoch die Messung für Temperaturen $T > 300$ K fortgesetzt werden. Von den möglichen Verbindungen zwischen Mn und Ge, die gebildet werden können, ist nur die Phase Mn_5Ge_3 mit einer Curie-Temperatur von etwa $T_C \approx 300$ K ferromagnetisch und weist keinen anderen magnetischen Phasenübergang auf [126,127].

Abb. 6.1 b) zeigt die bei einer Temperatur von $T = 5$ K gemessenen Magnetisierungskurven. Die Kurven wurden um ein diamagnetisches Hintergrundsignal korrigiert, das von dem Halbleitersubstrat und dem Probenhalter herrührt. (Der vollständige Scan der Mn_5Ge_3 -Schicht auf der Probe *Sample_111*, mit einem maximalen externen Feld von $B = 3$ T, ist in Abb. 6.1 d) zu sehen.) Zum Vergleich sind wiederum beide Magnetisierungskurven bezüglich ihres magnetischen Moments in Sättigung normiert. Die Koerzitivfeldstärke beider Mn_5Ge_3 -Schichten ist mit

6 Kapitel

Ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Kontakte auf rückgeätzten Ge 2DHGs

$H_C = (73 \pm 10)$ mT für Probe *Sample_111* und $H_C = (20 \pm 20)$ mT für die Referenzprobe, vergleichbar.²⁵ Allerdings deuten beide Magnetisierungskurven eine Überlagerung von zwei Hysteresen mit unterschiedlicher Koerzitivfeldstärke an, wodurch die Bestimmung der Koerzitivfeldstärke schwierig wird. Im Falle der Referenzprobe könnten die unterschiedlichen Koerzitivfeldstärken auf unterschiedliche Verspannungsgrade innerhalb der gewachsenen Schicht hinweisen [128]. Für die Probe *Sample_111* könnte diese Überlagerung allerdings auch auf eine parasitäre $\text{Mn}_5(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_3$ -Schicht, für die eine Verbreiterung der Hysterese typisch ist, zurückzuführen sein [70]. Diese Schicht kann entweder entstehen, wenn die $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Deckschicht während des Trocken-Ätzprozesses nicht vollständig entfernt oder aber wenn zu tief in den Ge-QW geätzt wurde. In beiden Fällen reagiert das Mn während des Temperns mit einer $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht, wodurch eine zusätzliche, ferromagnetische $\text{Mn}_5(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_3$ -Schicht gebildet wird. Aus der TEM- und EDX-Analyse aus Kapitel 3.2.3 kann das ausgeschlossen werden, allerdings ist zu erkennen, dass entlang der Ätz-Flanke eine parasitäre $\text{Mn}_5(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_3$ -Schicht existiert. Für darauf aufbauende Experimente zur elektrischen Spin-Injektion ist dies aus elektrischer Sicht nicht weiter relevant, da für tiefe Temperaturen nur das Ge 2DHG leitfähig ist und somit der elektrische Anschluss über den Mn_5Ge_3 -Kontakt im Ge-QW erfolgt.

Als Maß für die Domänenstruktur wird das Verhältnis zwischen der Remanenz- und Sättigungsmagnetisierung berechnet. Ein ideales Schaltverhalten einer einzelnen Domäne würde einem Verhältnis von $m_{\text{Rem}}/m_{\text{Sat}} = 1$ entsprechen. Aus der Literatur ist bekannt, dass dieses Verhältnis von der Dicke der Mn_5Ge_3 -Schicht abhängt und mit zunehmender Schichtdicke monoton abnimmt [122]. Daher ist es schwierig, die beiden Proben anhand dieses Verhältnisses zu vergleichen, da sich die tatsächlichen Dicken der aufgewachsenen Mn_5Ge_3 -Schichten leicht unterscheiden. Nichtsdestotrotz sind die Werte sehr ähnlich, was für ein vergleichbares Wachstum der beiden Mn_5Ge_3 -Schichten spricht. Tab. 6.1 fasst die extrahierten magnetischen Eigenschaften für beide Proben zusammen.

²⁵ Als Fehler der Koerzitivfeldstärke wird die Hälfte der für die Messung verwendete Schrittweite definiert.

Tab. 6.1: Zusammenfassung der extrahierten magnetischen Eigenschaften der in diesem Kapitel untersuchten Mn_5Ge_3 -Schichten. Die Koerzitivfeldstärke und das Verhältnis aus Remanenz- und Sättigungsmagnetisierung wurden bei einer Temperatur von $T = 5$ K extrahiert.

Probe	T_C /(K)	H_C /(mT)	$m_{\text{Rem}}/m_{\text{Sat}}$
<i>Sample_111</i>	≈ 300	73 ± 10	$0,69 \pm 0,01$
<i>Ge Ref.</i>	≈ 300	20 ± 20	0,67

Abb. 6.1 c) und d) vergleicht nun die Abkühlkurve sowie die Magnetisierungskurve der gewachsenen Mn_5Ge_3 -Schicht auf der (100) Kristallorientierung (Probe *Mod_5_17*) mit den zuvor diskutierten Daten auf der (111) Kristallorientierung (Probe *Sample_111*). Da die Signalintensität der entscheidende Unterschied zwischen den beiden Kristallorientierungen darstellt, werden die Kurven hier nicht auf die Sättigungsmagnetisierung normiert. Folglich zeigen sich jetzt deutliche Unterschiede in den magnetischen Eigenschaften:

Obwohl das Volumen der Mn_5Ge_3 -Schicht beider Proben ungefähr vergleichbar sein sollte, konnte für die Mn_5Ge_3 -Schicht auf der (100) Kristallorientierung lediglich für tiefe Temperaturen eine minimale Magnetisierung gemessen werden. Dabei ist die Signalintensität so gering, dass ein ferromagnetisches Verhalten einer Mn-basierten Schicht kategorisch ausgeschlossen werden kann. Dementsprechend ist auch die Signalintensität der zugehörigen Magnetisierungskurve sehr gering, siehe Abb. 6.1 d). Unter Berücksichtigung der Fehlerbalken konnte keine Magnetisierungskurve gemessen werden. Grund dafür könnte ein amorphes Wachstum der Mn_5Ge_3 -Schicht sein. Diese Annahme könnte mit weiterführenden Analysen zur Kristallstruktur, z. B. XRD- und HR-TEM, überprüft werden. Da aus der Literatur bekannt ist, dass das Wachstum der ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Phase auf der (100) Kristallorientierung prinzipiell möglich ist, sollte das Wachstum einer Mn_5Ge_3 -Schicht auf einem Ge-QW, mit einem angepassten Wachstumsrezept, ebenfalls realisierbar sein. Weiterführende Experimente sind zur Überprüfung dieser Annahme notwendig.

6 Kapitel

Ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Kontakte auf rückgeätzten Ge 2DHGs

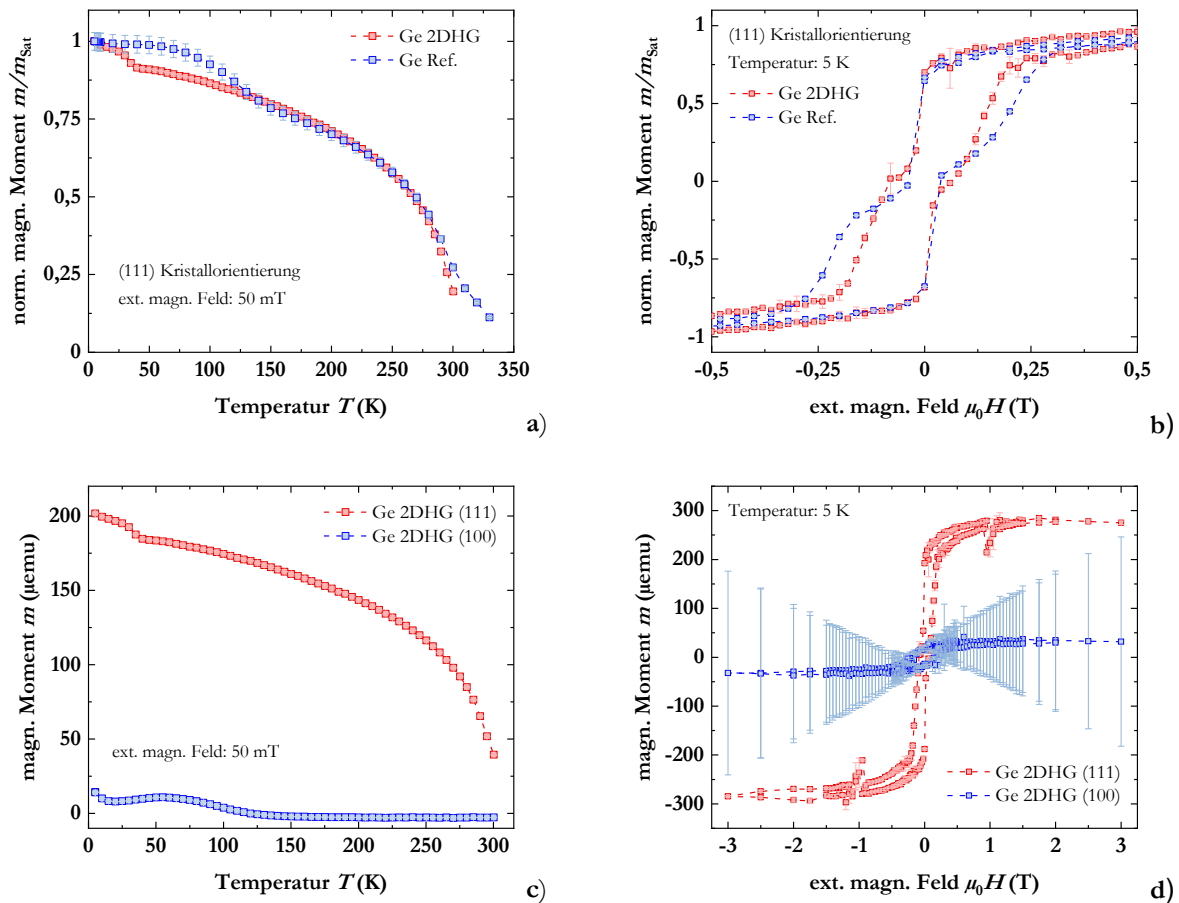


Abb. 6.1: Magnetische Eigenschaften von Mn_5Ge_3 -Schichten auf rückgeätzten Ge-QW Proben: Vergleich der temperaturabhängigen Magnetisierung a) und zugehörigen Magnetisierungskurve b) der Mn_5Ge_3 -Schicht, gewachsen auf einer (111) Kristallorientierung, mit einer Referenzprobe. Vergleich der temperaturabhängigen Magnetisierung c) und Magnetisierungskurve d) für die verschiedenen Kristallorientierungen.

6.2.1 Elektrische Charakterisierung

Bisher konnte die erfolgreiche Bildung einer ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Schicht auf einer rückgeätzten Ge-QW Probe, mit einer (111) Kristallorientierung, demonstriert werden. Da die Quanten-Beschränkung im Ge-QW allerdings empfindlich auf das Oberflächenpotential der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Deckschicht reagiert, besteht die Gefahr, dass das 2DHG nach dem Trocken-Ätzprozess verarmt [35]. Zur Überprüfung soll an dieser Stelle eine Hall-Messung an einer vdP-Geometrie, durchgeführt nach Kapitel 4.2.1, herangezogen werden. Der Prozess zur Herstellung der vdP-Geometrie folgt jetzt dem in Kapitel 3.2.3 beschriebenen Ablauf. Die Größe der Mesa der vdP-

Geometrie sowie die Größe der Kontaktflächen bleibt identisch zu den vdP-Geometrien mit Al-Kontakten, siehe Kapitel 3.2.1.

Abb. 6.2 a) zeigt die temperaturabhängige Hall-Beweglichkeit und Hall-Ladungsträgerdichte der Probe *Sample_111*, gemessen mit Al- (offene Symbole) bzw. ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakte (geschlossene Symbole). Für die ausführliche Diskussion der Transporteigenschaften der Probe *Sample_111* (Messung mit Al-Kontakten) wird auf Kapitel 5.5 verwiesen. Unabhängig von dem Kontaktmaterial bleibt die Hall-Ladungsträgerdichte bei niedrigen Temperaturen konstant, was auf das Vorhandensein eines 2DHGs im Ge-QW hinweist und somit beweist, dass der Trocken-Ätzprozess das 2DHG nicht zerstört.

Allerdings zeigen sich im qualitativen Verlauf auch Unterschiede zwischen den beiden Messungen. Da bei dem Herstellungsprozess die vdP-Geometrie mit Mn_5Ge_3 -Kontakten ebenfalls mit einer Al-Metallisierung kontaktiert wird, entspricht diese Messung einer Überlagerung der Mn_5Ge_3 -Schicht mit dem Ge 2DHG. Insbesondere die Hall-Beweglichkeit wird dadurch maßgeblich beeinflusst. Für tiefe Temperaturen $T < 40$ K reduziert sich die Hall-Beweglichkeit im Vergleich zur Referenzmessung mit Al-Kontakten. Da die Hall-Ladungsträgerdichte in diesem Temperaturbereich vergleichbar ist, muss dieser Unterschied im Schichtwiderstand, der für die Berechnung der Hall-Beweglichkeit benötigt wird, ebenfalls messbar sein. Zu diesem Zweck zeigt Abb. 6.2 b) den temperaturabhängigen Verlauf der jeweiligen spezifischen Schichtwiderstände. Zusätzlich ist der spezifische Schichtwiderstand der gewachsenen Mn_5Ge_3 -Schicht gezeigt.²⁶ Es ist zu erkennen, dass der spezifische Schichtwiderstand der reinen Mn_5Ge_3 -Schicht für tiefe Temperaturen stark erhöht ist. Für dünne Schichten ist dieses Verhalten in der Literatur bereits bekannt und konnte auf einen zunehmenden Einfluss der Grenz- bzw. Oberfläche zurückgeführt werden [129]. Mit einer Schichtdicke von ungefähr $d = 10$ nm könnte das somit den hohen Schichtwiderstand der Mn_5Ge_3 -Schicht erklären. Die gezeigte, integrale Hall-Beweglichkeit wird daher rechnerisch aufgrund der hochohmigen Mn_5Ge_3 -Schicht negativ beeinflusst. Da die Ladungsträgerdichte von Metallen generell sehr hoch und damit die Hall-Spannung gering ist, zeigt die Hall-Ladungsträgerdichte nur einen kleinen Einfluss der zusätzlich gemessenen Mn_5Ge_3 -Schicht.

²⁶ Zu diesem Zweck wurde die Mn_5Ge_3 -Schicht auf einer Fläche von $A = (3,5 \times 3,5)$ mm² gewachsen. Die einzelnen Prozessschritte verlaufen wieder analog zu Kapitel 3.2.3. Das Design dieses Bauelements entspricht somit der vdP-Geometrie, nur ist hier das Oxidfenster über die gesamte Mesa ausgedehnt.

6 Kapitel

Ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Kontakte auf rückgeätzten Ge 2DHGs

Final soll anhand der gemessenen spezifischen Schichtwiderstände auf das Anschlussproblem der Spintronik, siehe Kapitel 2.3.1, eingegangen werden [93]. Da der Widerstand der ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Schicht größer als der des Ge 2DHGs ist, d. h. $\rho_{\text{FM}}/\rho_{\text{HL}} > 1$ bzw. $R_{\text{FM}}/R_{\text{HL}} > 1$, sollte das Anschlussproblem der Spintronik für das hier untersuchte Materialsystem keine Relevanz haben.

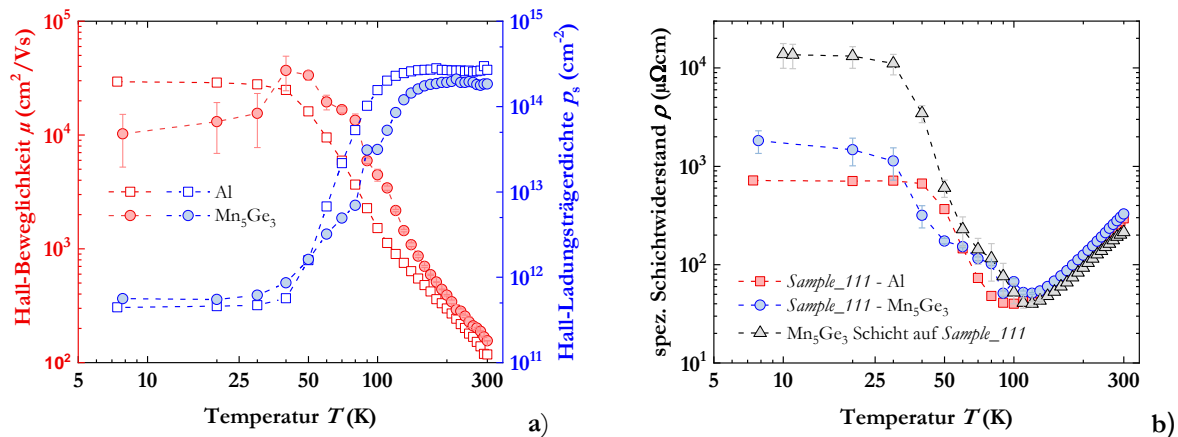


Abb. 6.2: a) Temperaturabhängige Hall-Beweglichkeit und Hall-Ladungsträgerdichte der Probe *Sample_111* mit Al- bzw. Mn_5Ge_3 -Kontakten. b) zeigt die zugehörigen spezifischen Schichtwiderstände sowie den spezifischen Schichtwiderstand der Mn_5Ge_3 -Schicht.

6.3 Formanisotropie: Strukturierte Mn_5Ge_3 -Mikromagnete auf der (111) Kristallorientierung

Zur Messung von Spin-Ventil-Signalen können zwei ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Kontakte mit unterschiedlicher Koerzitivfeldstärke benutzt werden. Da die Koerzitivfeldstärke über die Formanisotropie beeinflusst werden kann, sollen strukturierte Mn_5Ge_3 -Kontakte, mit Geometrien von $5 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$, mit der unstrukturierten Referenz aus Kapitel 6.1 verglichen werden. Die Details zu den Geometrien und der Herstellungsprozess befinden sich wieder in Kapitel 3.2.2. Alle nachfolgenden Messungen wurden auf der Probe *Sample_111* durchgeführt.

Abb. 6.3 a) zeigt die temperaturabhängige Magnetisierung für die verschiedenen Geometrien an Mn_5Ge_3 -Schichten auf dem Ge-QW *Sample_111*. Auch hier wurde für die Messung ein externes magnetisches Feld (in der Ebene) von $B = 50 \text{ mT}$ eingestellt. Zum Vergleich sind alle Magnetisierungskurven auf ihr magnetisches Moment bei einer Temperatur von $T = 5 \text{ K}$ normiert. Unabhängig von der Geometrie bestätigt die temperaturabhängige Magnetisierung die Bildung einer ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Schicht auf dem Ge-QW. Die Curie-Temperatur beträgt für alle

Geometrien ungefähr $T_C \approx 300$ K. Bei einer Temperatur von etwa $T \approx 40$ K kann jedoch ein Sprung in der Magnetisierung beobachtet werden, der für die strukturierten Kontakte deutlich ausgeprägter ist. Diese relative Sprunghöhe Δ lässt sich in erster Näherung über den kumulativen Umfang Ω linearisieren, was darauf hindeutet, dass es sich um einen Randeffect handelt, siehe Abb. 6.3 b). Wie bereits in Kapitel 6.2 für die Magnetisierungskurven diskutiert, ist auch dieser Sprung durch eine parasitäre $\text{Mn}_5(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_3$ -Schicht zu erklären. Diese zusätzliche Phase entsteht durch den Einbau von Si in die ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Schicht [70]. Da von einem Randeffect auszugehen ist, entspricht dieses Verhalten der parasitären $\text{Mn}_5(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_3$ -Schicht, die entlang der Ätz-Flanke entsteht, siehe TEM- und EDX-Analyse aus Kapitel 3.2.2.

Abb. 6.3 c) zeigt nun die entsprechenden Magnetisierungskurven, gemessen bei einer Temperatur von $T = 5$ K. Es ergeben sich Koerzitivfeldstärken von $H_C = (116 \pm 10)$ mT, $H_C = (46 \pm 10)$ mT und $H_C = (73 \pm 10)$ mT für die strukturierten Geometrien von $5 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ sowie die unstrukturierte Referenzprobe. Die Formanisotropie zeigt somit den gewünschten Einfluss auf die Koerzitivfeldstärke, d. h. eine magnetische Härtung bei Erhöhung der Formanisotropie. Die Mn_5Ge_3 -Kontakte mit diesen Geometrien eignen sich somit aus magnetischer Sicht für eine Spin-Ventil-Messung zum Nachweis einer elektrischen Spin-Injektion.

Da bei der Temperatur von $T = 5$ K von einer Überlagerung der Mn_5Ge_3 -Schicht mit der parasitären $\text{Mn}_5(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_3$ -Schicht auszugehen ist, zeigt Abb. 6.3 d) die Magnetisierungskurven, gemessen bei einer Temperatur von $T = 200$ K. Bei dieser Temperatur ist der Einfluss der parasitären $\text{Mn}_5(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_3$ -Schicht gering, sodass hier die Koerzitivfeldstärke des Mn_5Ge_3 -Kontakts direkt extrahiert werden kann. Für die strukturierten Geometrien von $5 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ sowie die unstrukturierte Referenzprobe ergeben sich nun Koerzitivfeldstärken von $H_C = (29 \pm 10)$ mT, $H_C = (22 \pm 10)$ mT und $H_C = (21 \pm 10)$ mT. Auch hier zeigt sich die Tendenz, dass durch die Formanisotropie unterschiedliche Schaltpunkte der Mn_5Ge_3 -Schicht erreicht werden können. Unter Berücksichtigung der Fehlerbalken unterscheiden sich die Koerzitivfeldstärken allerdings nicht. Da die Koerzitivfeldstärke aber von der Temperatur abhängig ist, kann hier kein Rückschluss auf Werte für deutlich tiefere Temperaturen erfolgen.

Final wird auch für die verschiedenen Geometrien das Verhältnis zwischen der Remanenz- und Sättigungsmagnetisierung, zur Charakterisierung des Schaltverhaltens, berechnet. Es ergeben sich Verhältnisse von $m_{\text{Rem}}/m_{\text{Sat}} = 0,67 \pm 0,05$ und $m_{\text{Rem}}/m_{\text{Sat}} = 0,36 \pm 0,04$ für die strukturierten Geometrien von $5 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$. Der Wert der unstrukturierten Referenzprobe

6 Kapitel

Ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Kontakte auf rückgeätzten Ge 2DHGs

beträgt $m_{Rem}/m_{Sat} = 0,69 \pm 0,01$. Da bei den strukturierten Geometrien mehrere einzelne Mikromagnete vermessen werden und somit nur ein integraler Wert ermittelt werden kann, ist der Vergleich mit der unstrukturierten Referenzprobe schwierig. Nichtsdestotrotz ist das Verhältnis der $10 \mu m \times 20 \mu m$ Geometrie im Vergleich zur $5 \mu m \times 20 \mu m$ Geometrie deutlich reduziert. Das reduzierte Verhältnis deutet an, dass vergleichsweise mehr Domänen am Schaltverhalten beteiligt sind. Für eine potentielle Spin-Ventil-Messung bedeutet das ebenfalls ein „Verschmieren“ des Signals. Die Interpretation eines möglichen Signals wird dadurch aber nicht beeinflusst.

Tab. 6.2 fasst die extrahierten magnetischen Eigenschaften für die verschiedenen Geometrien zusammen. Die Verhältnisse der Remanenz- und Sättigungsmagnetisierung bei einer Temperatur von $T = 200$ K werden dort ebenfalls gelistet.

Final bleibt festzuhalten, dass die Magnetisierungskurven unabhängig von der Geometrie auf der x-Achse in Richtung negativer externer Felder verschoben sind. Eine solche Verschiebung wird typischerweise durch eine Kopplung des Ferromagnets mit einem antiferromagnetischen Dünnschicht verursacht, was in der Literatur als „Exchange-Bias-Effekt“ bekannt ist [130,131]. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist die Einführung lokaler Änderungen in der Legierungszusammensetzung während des Temperns zur Bildung der ferromagnetischen Kontakte auf Mn-Basis [70]. Die genauen Werte der jeweiligen Verschiebung können der Tabelle 6.3 entnommen werden.

Tab. 6.2: Zusammenfassung der extrahierten magnetischen Eigenschaften für die verschiedenen Geometrien an Mn_5Ge_3 -Kontakten. Die Koerzitivfeldstärke und das Verhältnis aus Remanenz- und Sättigungsmagnetisierung sind für die Temperaturen von $T = 5$ K und $T = 200$ K angegeben.

Geometrie	$T_C/(K)$	$H_C/(mT)$		m_{Rem}/m_{Sat}	
		5 K	200 K	5 K	200 K
5 $\mu m \times 20 \mu m$	≈ 300	116 ± 10	29 ± 10	$0,67 \pm 0,05$	$0,56 \pm 0,05$
10 $\mu m \times 20 \mu m$	≈ 300	46 ± 10	22 ± 10	$0,36 \pm 0,04$	$0,30 \pm 0,04$
Unstrukturierte Ref.	≈ 300	73 ± 10	21 ± 10	$0,69 \pm 0,01$	$0,57 \pm 0,01$

Tab. 6.3: Verschiebung der Magnetisierungskurven aufgrund des „Exchange-Bias-Effektes“.

Geometrie	Verschiebung auf der x-Achse / (mT)
5 μm x 20 μm	-5
10 μm x 20 μm	-13
Unstrukturierte Ref.	-19

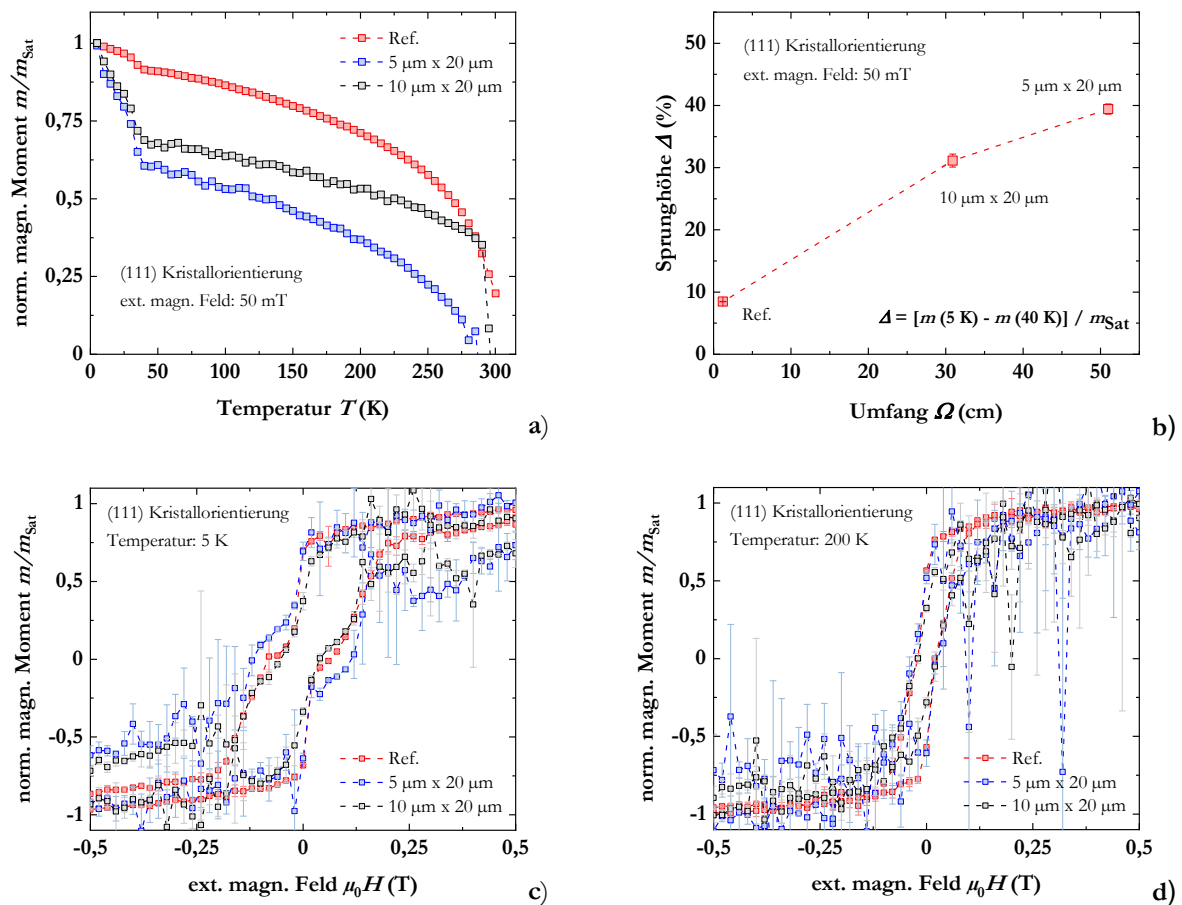


Abb. 6.3: Formanisotropie von Mn_5Ge_3 -Schichten auf einem rückgeätzten Ge-QW mit einer (111) Kristallorientierung: Temperaturabhängige Magnetisierung a) und zugehörige Sprunghöhe b) in Abhängigkeit des Umfangs der Kontaktfläche. Zugehörige Magnetisierungskurven bei einer Temperatur von $T = 5\text{ K}$ c) und $T = 200\text{ K}$ d).

6 Kapitel

Ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Kontakte auf rückgeätzten Ge 2DHGs

6.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die magnetischen Eigenschaften von dünnen Mn_5Ge_3 -Schichten, die mittels Interdiffusion auf einer rückgeätzten Ge-QW Struktur gewachsen wurden, untersucht. Im Falle einer (111) Kristallorientierung demonstrieren die experimentellen Ergebnisse für die Magnetisierung die ferromagnetische Natur der gewachsenen Mn_5Ge_3 -Schicht. Darüber hinaus bestätigen temperaturabhängige Hall-Messungen, unter Verwendung der Mn_5Ge_3 -Kontakte, den elektrischen Kontakt zum hochmobilen Ge 2DHG.

Unterschiedliche Koerzitivfeldstärken konnten durch die Variation der Formanisotropie erzielt werden. Im Vergleich der beiden Geometrien $5\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ und $10\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ zeigt sich eine magnetische Härtung durch die Erhöhung der Formanisotropie. Aus magnetischer Sicht sind die so hergestellten ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakte für eine Spin-Ventil-Messung zum Nachweis einer elektrischen Spin-Injektion geeignet.

Sowohl die Messung der temperaturabhängigen Magnetisierung als auch die Magnetisierungskurven zeigen eine Überlagerung mit einer weiteren ferromagnetischen Schicht. Insbesondere die strukturierten Mikromagnete zeigen hier eine große Abhängigkeit. Dieser zusätzliche Beitrag ist auf eine parasitäre $\text{Mn}_5(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_3$ -Schicht, die entlang der geätzten Flanke entsteht, zurückzuführen. Aus elektrischer Sicht ist diese parasitäre Schicht nicht relevant, da für tiefe Temperaturen nur das Ge 2DHG leitfähig ist und somit der elektrische Anschluss über den Mn_5Ge_3 -Kontakt im Ge-QW erfolgt.

Das Experiment zum Wachstum einer ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Schichten auf einer Ge-QW Struktur mit einer (100) Kristallorientierung ist gescheitert. Eine einfache Übertragung des Wachstumsrezeptes von der (111) auf die (100) Kristallorientierung ist demnach für das Wachstum der ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Phase auf einer Ge-QW Struktur nicht möglich. Weiterführende Experimente würden sich anbieten, da zum Einen die Transporteigenschaften der hier vorgestellten Ge 2DHG Proben auf der (100) Kristallorientierung besser sind und zum Anderen die (100) Kristallorientierung hinsichtlich der CMOS-Kompatibilität vorzuziehen ist.

7 Elektrische Spin-Injektion in ein Ge (111) 2DHG unter Verwendung von ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakten

Dieses Kapitel befasst sich mit dem Nachweis der elektrischen Spin-Injektion in ein Ge 2DHG. Als ferromagnetische Kontakte werden die in Kapitel 6.3 diskutierten, strukturierten Mn_5Ge_3 -Kontakte verwendet (Geometrien $5\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ und $10\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$). Da das ferromagnetische Verhalten nur auf der (111) Kristallorientierung nachgewiesen werden konnte, beschränken sich die hier gezeigten Experimente auf die Probe *Sample_111*. Für die Kristallanalyse dieser Probe wird auf Kapitel 4.1.2 verwiesen. Die zugehörige Diskussion der (Spin-)Transporteigenschaften befindet sich in Kapitel 5.5. Aus der Quantenstreuzeit von $\tau_{\text{Quanten}} = (0,453 \pm 0,007)$ ps konnte dort eine Spin-Flip-Länge in Höhe von mindestens $l_{\text{sf}} = (133,84 \pm 0,03)$ nm abgeschätzt werden. Die ballistische Länge auf Basis der klassischen Transportuntersuchung beträgt $l_{\text{b}} = (338,12 \pm 1,04)$ nm.

Das für den Nachweis der elektrischen Spin-Injektion verwendete Spin-Ventil Bauelement wurde nach Kapitel 3.2.3 hergestellt. Die dort gezeigten REM-Aufnahmen (Abb. 3.8 g)) gehören zu der hier vermessenen Probe, d. h. die Abstände der beiden inneren Kontakte betragen $l \approx 130$ nm bzw. $l \approx 350$ nm und entsprechen damit der Größenordnung der aus den (Spin-)Transporteigenschaften abgeschätzten minimalen Spin-Flip-Länge. Die Konfiguration mit dem Abstand von $l \approx 130$ nm arbeitet somit im ballistischen Regime. Die finale Messung folgt dem in Kapitel 4.2.4 beschriebenen Ablauf. Wie außerdem in Kapitel 2.3.2 (und Kapitel 4.2.4) dargelegt, wird anstelle der üblichen Spin-Diffusions-Messung eine Spin-Drift-Messung durchgeführt. Dieser Ansatz zum Nachweis der elektrischen Spin-Injektion ist notwendig, da der mittels Interdiffusion gewachsene Mn_5Ge_3 -Kontakt in den Ge-QW hineinwächst und somit eine Diffusion der Spin-Akkumulation erschwert bzw. unterdrückt [35,98].

7.1 Einleitung und Motivation

Die elektrische Spin-Injektion sowie die zugehörige elektrische Spin-Detektion ist eine Grundvoraussetzung für zukünftige spintronische Bauelemente. Auch wenn das Ge 2DHG aufgrund seiner (Spin-)Transporteigenschaften und der Möglichkeit einer effizienten Spin-Manipulation mittels elektrischer Felder (Rashba-Effekt) als geeignetes Halbleitermaterial angesehen wird, konnte bis heute keine elektrische Spin-Injektion demonstriert werden. Primärer Grund dafür

7 Kapitel

Elektrische Spin-Injektion in ein Ge (111) 2DHG

ist die Schwierigkeit der elektrischen Kontaktierung des vergrabenen Ge-QWs mit einem geeignetem, ferromagnetischen Material.

An dieser Stelle wurden im Rahmen der vorangegangenen Untersuchungen bzw. Kapitel alle notwendigen Voraussetzungen für eine elektrische Spin-Injektion erfüllt, d. h. insbesondere ein ferromagnetisches Kontaktmaterial (Mn_5Ge_3) konnte am Ge 2DHG etabliert werden, ohne dabei das 2DHG zu zerstören. Mithilfe der Formanisotropie konnten darüber hinaus unterschiedliche Koerzitivfeldstärken erzielt werden, siehe Kapitel 6.3. Die Leitfähigkeit des Ge 2DHGs ist dabei höher als die der dünnen Mn_5Ge_3 -Schicht, sodass das Anschlussproblem der Spintronik nicht relevant ist.

Die Messung zum Nachweis der elektrischen Spin-Injektion wird wie bereits diskutiert, als eine Spin-Drift-Messung durchgeführt. Ziel ist die Aufnahme eines Spin-Ventil-Signals anhand des lateralen $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ 2DHG/ Mn_5Ge_3 Aufbaus, bei der das externe magnetische Feld in der Ebene liegt.²⁷ Bei der Spin-Ventil-Messung wird durch das externe magnetische Feld zwischen der antiparallelen ($\uparrow\downarrow$) und parallelen ($\uparrow\uparrow$) Ausrichtung der beiden Mn_5Ge_3 -Kontakte geschaltet, so dass eine Widerstandsänderung elektrische detektiert werden kann, siehe Kapitel 2.3.2. Für große externe magnetische Felder folgt die Magnetisierung der beiden Mn_5Ge_3 -Kontakte der Richtung des äußeren Feldes, d. h. die Ausrichtung ist parallel ($\uparrow\uparrow$). Beim Vorzeichenwechsel des externen magnetischen Feldes bewirken die unterschiedlichen Koerzitivfeldstärken, dass die Magnetisierung in den Kontakten bei unterschiedlichen absoluten Feldstärken schaltet. Folglich ist die Ausrichtung der Magnetisierung der beiden Mn_5Ge_3 -Kontakte antiparallel ($\uparrow\downarrow$). Erreicht das externe magnetische Feld schließlich die Koerzitivfeldstärke des magnetischen härteren Kontakts so wird wieder die parallele ($\downarrow\downarrow$) Ausrichtung erreicht.

Im nachfolgenden Kapitel 7.2 wird daher die Spin-Drift-Messung systematisch aufgearbeitet. Dazu wird zunächst der temperaturabhängige Widerstand der Gesamtstruktur in Kapitel 7.2.1 diskutiert. Kapitel 7.2.2 präsentiert die Ergebnisse der Magnetwiderstandsmessung mit unterschiedlichem Arbeitspunkt I_{DC} . Es zeigt sich, dass anstelle eines Spin-Ventil-Signals ein GMR-Signal beobachtet werden kann. Im sich anschließenden Kapitel 7.2.3 wird die Temperaturabhängigkeit dieses GMR-

²⁷ Die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften in Kapitel 6 ff. wurden aus diesem Grund im externen magnetischen Feld in der Ebene durchgeführt. Dabei wurde das externe magnetische Feld entlang der langen Achse des Mn_5Ge_3 -Kontakts von $l = 20 \mu\text{m}$ orientiert.

Signals diskutiert. Die Qualität des GMR-Signals ist dabei stark von der Feldänderungsrate des externen magnetischen Feldes abhängig, womit sich Kapitel 7.2.4 auseinandersetzt. Final wird auf die Wiederholbarkeit der Messung anhand eines Beispiels in Kapitel 7.2.5 eingegangen.

7.2 Elektrische Charakterisierung

7.2.1 Abkühlverhalten der Spin-Ventil Struktur

Abb. 7.1 a) zeigt den temperaturabhängigen Widerstand des Spin-Ventil Bauelements mit einem Abstand bzw. einer Kanallänge von $l \approx 130$ nm gemessen ohne externes magnetisches Feld. Die Messkonfiguration ist dabei identisch zur späteren Magnetwiderstandsmessung, d. h. aufgetragen ist der differentielle Widerstand $dR = U_{AC} / I_{AC}$, siehe Kapitel 4.2.4. Die Messung unterteilt sich in die drei farblich markierten Bereiche, da die Sensitivität der Lock-In Verstärker während der Messung angepasst werden musste. Die AC-Anregung wurde so gewählt, dass der resultierende Strom ungefähr $dI = I_{AC} \approx 0,1 \cdot I_{DC}$ beträgt. Die DC-Anregung (nachfolgend Arbeitspunkt I_{DC} bezeichnet) der einzelnen Bereiche kann der Abb. 7.1 a) entnommen werden. Mit sinkender Temperatur dominiert die Schottky-Barriere die I(U)-Charakteristik des Bauelements, d. h. die Kennlinie wird nicht-linear und der differentielle Widerstand hängt stark vom gewählten Arbeitspunkt ab. Zur Veranschaulichung zeigt Abb. 7.2 b) den sich einstellenden Arbeitspunkt in Abhängigkeit der angelegten DC-Spannung für die Temperaturen von $T = 2$ K und $T = 10$ K. Für höhere Temperaturen $T > 30$ K zeigt das Bauelement wiederum ohmsches Verhalten. Das ist unter anderem daran zu erkennen, dass etwaige Abweichungen zwischen den Bereichen in Abb. 7.1 a) minimal sind und der differentielle Widerstand somit unabhängig vom gewählten Arbeitspunkt ist.

Der temperaturabhängige differentielle Widerstand folgt dem aus Kapitel 6.2.1 bekannten Verlauf des spezifischen Schichtwiderstands der dünnen Mn_5Ge_3 -Schicht auf dem rückgeätzten Ge-QW. Dieser für tiefe Temperaturen stark ansteigende Widerstand ist somit auf die gewachsene Mn_5Ge_3 -Schicht zurückzuführen. Die Messung bestätigt daher den elektrischen Kontakt über die Mn_5Ge_3 -Schicht und darüber hinaus auch aus elektrischer Sicht den erfolgreichen Herstellungsprozess des Spin-Ventil Bauelements. Würde der Widerstand mit sinkender Temperatur diesem Verlauf nicht folgen, würde das bedeuten, dass die Mn_5Ge_3 -Schicht elektrisch nicht aktiv wäre. Beispielsweise wäre das der Fall, wenn der Mn_5Ge_3 -Kontakt unterhalb des Ge-QWs liegen und der elektrische Anschluss des 2DHGs somit über die äußere Al-Metallisierung erfolgen würde.

7 Kapitel

Elektrische Spin-Injektion in ein Ge (111) 2DHG

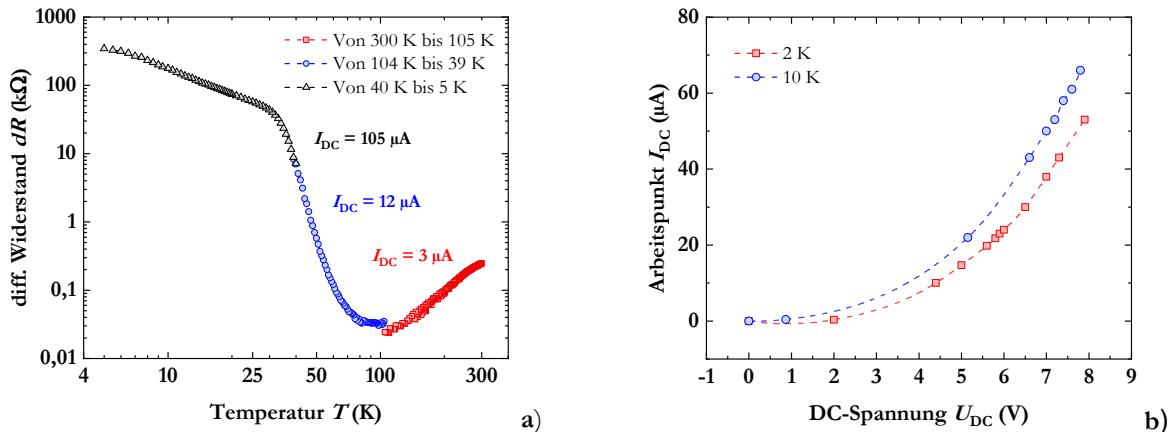


Abb. 7.1: a) temperaturabhängiger differentieller Widerstand der Spin-Ventil Struktur der Probe *Sample_111*. Die Messung wurde ohne externes magnetisches Feld durchgeführt. b) zugehöriger Arbeitspunkt I_{DC} in Abhängigkeit der angelegten DC Spannung U_{DC} für ausgewählte Temperaturen.

7.2.2 GMR-Messung und Abhängigkeit der elektrischen Spin-Injektion vom gewählten Arbeitspunkt I_{DC}

Abb. 7.2 a) zeigt die Magnetwiderstandsmessung des lateralen Mn_5Ge_3/Ge 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelements der Probe *Sample_111*. Dabei wurde zunächst die Konfiguration mit einem Abstand bzw. einer Kanallänge von $l \approx 130$ nm, bei einer Temperatur von $T = 2$ K, vermessen. Der gewählte Arbeitspunkt dieser Messung beträgt $I_{DC} = 20 \mu A$. Zur besseren Übersichtlichkeit wurde ein konstanter Magnetwiderstand abgezogen.

Entgegen der Erwartungshaltung wird anstelle des in Kapitel 7.1 beschriebenen Spin-Ventil-Signals ein GMR-Signal beobachtet. Allerdings wird auch dieses GMR-Signal als ein experimenteller Nachweis einer elektrischen Spin-Injektion in das Ge 2DHG gewertet. Nach erfolgreicher Spin-Injektion über den ersten ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakt wird die Spin-Information im Ge 2DHG in Richtung des zweiten ferromagnetischen Kontakts transportiert, wobei die Spin-Polarisation aufgrund von (Kleinwinkel)-Streuung abklingen kann.²⁸ Die relative Ausrichtung der Spins im Ge 2DHG zur Magnetisierung des zweiten Mn_5Ge_3 -Kontakts definiert dann den

²⁸ Auch wenn sich das Spin-Ventil Bauelement mit einer Kanallänge von $l = 130$ nm im ballistischen Regime befindet können Streuevents nicht kategorisch ausgeschlossen werden. Eine Reduktion der Spin-Polarisation im Ge 2DHG kann daher durchaus auftreten. Kleinwinkel-Streuung ist dabei deutlich wahrscheinlicher als Großwinkel-Streuung, siehe Dingle-Verhältnis der Probe *Sample_111*, Kapitel 5.5.

Gesamtwiderstand und somit die Signalstruktur: Das externe magnetische Feld schaltet nun zwischen der antiparallelen ($\uparrow\downarrow$) und parallelen ($\uparrow\uparrow$) Konfiguration der beiden ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakte. Für große externe magnetische Felder folgt die Magnetisierung der beiden Mn_5Ge_3 -Kontakte der Richtung des externen Feldes, d. h. die Ausrichtung ist parallel ($\uparrow\uparrow$) (bzw. ($\downarrow\downarrow$)). Für kleine externe Felder kann aufgrund der geringen räumlichen Trennung zwischen den mittleren ferromagnetischen Kontakten eine anti-ferromagnetische Kopplung aufgrund einer Dipol-Dipol-Wechselwirkung erwartet werden, d. h. die Ausrichtung der Magnetisierung der beiden ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakte ist antiparallel ($\uparrow\downarrow$). Der Magnetwiderstand zeigt daher eine andere Abhängigkeit vom externen Magnetfeld als für 4-Terminal-Hanle-Strukturen mit größerem Kontaktabstand, die normalerweise ein GMR-Signal mit getrennter Hysterese aufweisen. Die Ausrichtung der beiden Mn_5Ge_3 -Kontakte in den jeweiligen Bereichen ist in Abb. 7.2 a) schematisch dargestellt. In Übereinstimmung mit den Magnetisierungskurven aus Kapitel 6.3 ist das GMR-Signal auf der x-Achse um ca. $H \approx 20$ mT in Richtung negativer Felder verschoben. Neben dem dort diskutierten „Exchange-Bias-Effekt“ ist hier jedoch wahrscheinlicher, dass die stark verstärkten Demagnetisierungsfelder in mikrostrukturierten Proben zu einer anti-ferromagnetischen Kopplung und damit zu einem stark feldverschobenen GMR-Signal führen [132]. Ein ähnliches GMR-Verhalten konnte bereits auch für laterale 2-Terminal-Strukturen auf der $\text{Si}_{0,1}\text{Ge}_{0,9}$ -Plattform beobachtet werden [133]. Unabhängig vom Ursprung der Verschiebung ist das GMR-Signal ein starker Beweis für eine erfolgreiche Spin-Injektion, den Spin-Transport und die Spin-Detektion.

Abb. 7.2 b) zeigt die Abhängigkeit des GMR-Signals vom Arbeitspunkt I_{DC} . Zur besseren Übersichtlichkeit wurden die verschiedenen Messungen auf der y-Achse zueinander verschoben. Während für kleine Arbeitspunkte (hier $I_{\text{DC}} = 13$ μA) kein Signal gemessen werden kann, entwickelt sich mit steigendem Arbeitspunkt das GMR-Signal. Von dieser Abhängigkeit der elektrischen Spin-Injektion vom gewählten Arbeitspunkt wurde bereits in der Literatur auf der $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ [98] und $\text{Mn}_5(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_3/\text{Si}$ [35] Materialplattform berichtet.²⁹ Demnach bildet der Mn_5Ge_3 -Kontakt auf der Ge-Oberfläche eine Schottky-Barriere mit einer energetischen Höhe von $\Phi_{\text{SB}} = 0,25$ eV, die eine elektrische Spin-Injektion blockiert [134]. Durch eine ausreichend hohe Vorspannung des Schottky-Kontakts können spin-polarisierte Löcher die schärfer werdende Schottky-Barriere schließlich

²⁹ Genau genommen wurde dieses Verhalten bei der Spin-Injektion in Ge Nanodrähte unter der Verwendung von Mn_5Ge_3 -Kontakten sowie bei der Spin-Injektion in ein Si 2DEG unter der Verwendung von $\text{Mn}_5(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_3$ -Kontakten beobachtet. Die Messkonfiguration war dabei identisch zum im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Aufbau.

7 Kapitel

Elektrische Spin-Injektion in ein Ge (111) 2DHG

durchtunneln und somit eine Spin-Polarisation im Ge 2DHG erzeugen. Abb. 7.2 c) und d) zeigen die entsprechenden schematische Banddiagramme jeweils ohne bzw. mit einer für die Spin-Injektion ausreichend hohen Vorspannung. Die Banddiagramme sind in Anlehnung der Quellen [35,98,134] nachgezeichnet.

Allerdings kann der maximale Signalhub, also das GMR-Verhältnis $\Delta R = R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}$, durch Erhöhung des Arbeitspunktes nicht beliebig angehoben werden. Übersteigt der Arbeitspunkt einen bestimmten Wert, reduziert sich das GMR-Verhältnis, siehe Abb. 7.2 e). Bereits ein Arbeitspunkt von $I_{DC} = 25 \mu\text{A}$ reicht aus, um das GMR-Verhältnis wieder deutlich zu senken, wogegen das maximale GMR-Verhältnis bei einem Arbeitspunkt von $I_{DC} = 24 \mu\text{A}$ erreicht wird. Diese Reduktion des GMR-Verhältnisses mit steigendem Arbeitspunkt kann nicht eindeutig erklärt werden. Eine mögliche Erklärung könnte in der Vorspannung des Schottky-Kontakts am Detektor liegen. R. Jansen et al. konnten in Ihrer Arbeit zeigen, dass die elektrische Spin-Detektion eines vorgespannten ferromagnetischen Tunnelkontakts hochgradig nicht-linear ist und folglich die Spin-Detektionseffizienz nicht der Spin-Polarisation entspricht. Demnach kann die Spin-Detektionseffizienz je nach anliegender Spannung erhöht oder auf nahezu null reduziert werden [135]. Auch wenn diese Ergebnisse auf Basis von Si-Oberflächenkanälen generiert wurden, heben die Autoren hervor, dass dieser Effekt für jede Art von Kanal, unter anderem auch von zweidimensionalen Materialien, vorhanden und damit für die Spin-Detektion wichtig ist. Da in der vorliegenden Arbeit aufgrund der durchgeführten Spin-Drift-Messung eine Vorspannung am Schottky-Kontakt des Detektors anliegt, muss diese Möglichkeit in Betracht gezogen werden.

Darüber hinaus ist die Leistungsaufnahme des Spin-Ventil Bauelements aufgrund der hochohmigen Mn_5Ge_3 -Kontakte sehr hoch, sodass auch thermische Effekte berücksichtigt werden müssen. Ein lokales Aufheizen der Struktur könnte unter anderem die (Spin-)Transporteigenschaften maßgeblich beeinflussen, wodurch die Spin-Polarisation im Ge 2DHG aufgrund von höheren Streuraten stärker abklingen würde. Für eine Temperatur von $T = 2 \text{ K}$ und einen Arbeitspunkt von $I_{DC} = 24 \mu\text{A}$ kann die Leistungsaufnahme zu ungefähr $P = R \cdot I^2 \approx 143 \mu\text{W}$ abgeschätzt werden. Unter Berücksichtigung der Geometrie des Spin-Ventil Bauelements errechnet sich eine Leistungsdichte von $P_{\blacksquare} = P/(d \cdot b) \approx 43 \text{ mW/cm}^2$, wobei die Dicke des Ge-QWs $d = 15 \text{ nm}$ und die Mesabreite $b = 22 \mu\text{m}$ beträgt.

Insgesamt konnte das GMR-Signal nur für einen Abstand bzw. bei einer Kanallänge von $l \approx 130 \text{ nm}$, d. h. im ballistischen Regime, beobachtet werden. Die Konfiguration mit einer

Kanallänge von $l \approx 350$ nm zeigt unabhängig vom Arbeitspunkt und der Temperatur keinen Hinweis auf eine erfolgreiche Spin-Injektion. Eine anti-ferromagnetische Kopplung der beiden Mn_5Ge_3 -Kontakte über einen Abstand von $l \approx 350$ nm ist zudem als unwahrscheinlich anzusehen. Auch wenn diese Kopplung nicht vorhanden ist, müsste allerdings aufgrund der unterschiedlichen Koerzitivfeldstärken ein Spin-Ventil-Signal messbar sein. Da jedoch überhaupt keine Signalstruktur detektiert wird, ist davon auszugehen, dass die Spin-Flip-Länge im Ge 2DHG kleiner als die Kanallänge von $l \approx 350$ nm ist. Obwohl aus den GMR-Signalen keine finale Spin-Flip-Länge extrahiert werden kann, so ist es dennoch möglich, den Bereich für die zu erwartende Spin-Flip-Länge im Ge 2DHG auf $130 \text{ nm} \leq l_{\text{sf}} < 350 \text{ nm}$ einzugrenzen. Dieser Bereich ist in sehr guter Übereinstimmung mit der aus den (Spin-)Transporteigenschaften abgeschätzten Spin-Flip-Länge von mindestens $l_{\text{sf}} = (133,84 \pm 0,03) \text{ nm}$.

Ob die Spin-Polarisation der Löcher nun direkt mit der Impulsrelaxation zerstört wird, kann weder bestätigt noch widerlegt werden, da hierfür eine genauere Angabe der Spin-Flip-Länge erforderlich wäre. Für die Bestimmung der Spin-Flip-Länge wären wiederum weitere Messungen (bei gleichem Arbeitspunkt und gleicher Temperatur) an Spin-Ventil Bauelementen mit verschiedenen Kanallängen notwendig. Aus der Auftragung des GMR-Verhältnisses über der Kanallänge könnte dann die Spin-Flip-Länge extrahiert werden [35].

Allerdings ist die Herstellung dieser Spin-Ventil Bauelemente auf Basis des vorgestellten Prozesses und in Kombination mit der am IHT verfügbaren Technologie nicht möglich. Erfahrungsgemäß beträgt die mittels optischer Kontaktbelichtung (i-Linie: $\lambda = 365$ nm, Lack: AZ MIR 701) erreichbare Auflösung am IHT ca. $d \geq 300$ nm. Die hier vermessenen Kanallängen von $l \approx 130$ nm bzw. $l \approx 350$ nm wurden durch das isotrope Ätzverhalten der nass-chemischen Strukturierung der Hartmaske erreicht, siehe Kapitel 3.2.3. Für die Herstellung definierter Kanallängen im *Sub-100 nm* Bereich ist dieser Prozessschritt zu unkontrollierbar und daher nicht geeignet. Die hierfür erforderlichen Auflösungen können am IHT nur mittels Elektronenstrahlithographie (engl. „electron beam lithography“, EBL) erreicht werden. Allerdings müsste hierfür ein neuer Prozess entwickelt werden, da u. a. der am IHT für die EBL verwendete Lack (PMMA) mit der nass-chemischen Strukturierung der Hartmaske nicht kompatibel ist.

Unter Verwendung des Diffusionskoeffizienten von $D = 395 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ kann die Spin-Flip-Länge in eine zugehörige Zeitkonstante umgerechnet werden. Somit ergibt sich ein Zeit-Bereich von

7 Kapitel

Elektrische Spin-Injektion in ein Ge (111) 2DHG

$0,43 \text{ ps} \leq \tau_{\text{sf}} < 3,10 \text{ ps}$, wobei der untere Wert in erster Näherung der extrahierten Quantenlebensdauer entspricht.

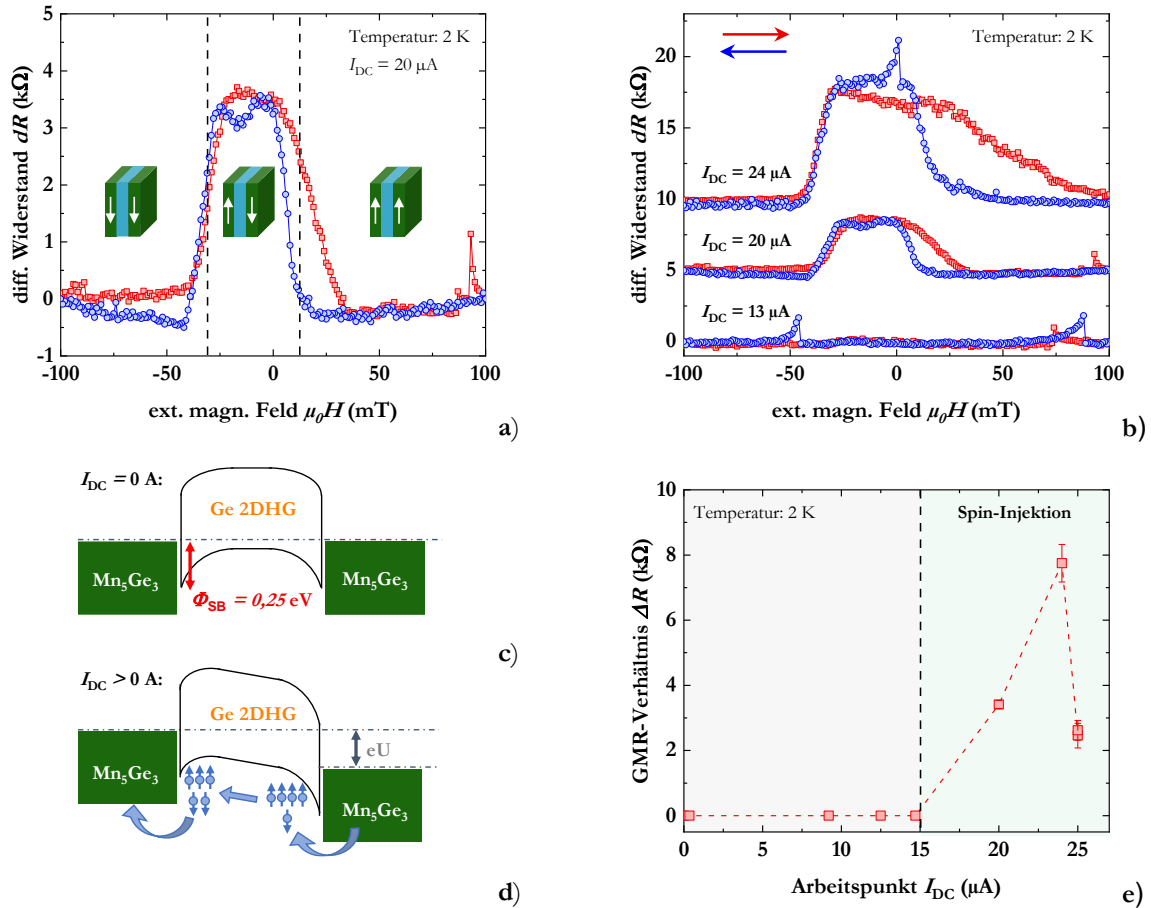


Abb. 7.2: a) GMR-Signal des lateralen $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge 2DHG}/\text{Mn}_5\text{Ge}_3$ Spin-Ventil Bauelements mit einer Kanallänge von $l = 130 \text{ nm}$, für eine Temperatur von $T = 2 \text{ K}$ und einem Arbeitspunkt von $I_{\text{DC}} = 20 \mu\text{A}$. b) Entwicklung des GMR-Signals in Abhängigkeit des gewählten Arbeitspunktes. Schematische Banddiagramme ohne c) und mit d) einer für die elektrische Spin-Injektion ausreichend hohen Vorspannung des $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ -Schottky-Kontakts. e) extrahiertes GMR-Verhältnis für die verschiedenen Arbeitspunkte bei einer Temperatur von $T = 2 \text{ K}$.

7.2.3 Temperaturabhängigkeit der elektrischen Spin-Injektion

Abb. 7.3 a) zeigt das GMR-Signal des lateralen $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge 2DHG}/\text{Mn}_5\text{Ge}_3$ Spin-Ventil Bauelements mit einer Kanallänge von $l = 130 \text{ nm}$ für verschiedene Temperaturen. Zur Übersichtlichkeit wurden die Messungen wieder um einen festen Wert auf der y-Achse zueinander verschoben. Für die einzelnen Messungen wurde der Arbeitspunkt I_{DC} so gewählt, dass der relative Signalhub für die jeweilige Temperatur maximal ist. Abb. 7.3 b) zeigt das extrahierte GMR-

Verhältnis in Abhängigkeit der Temperatur. Insgesamt konnte das GMR-Signal bis zu einer maximalen Temperatur von $T = 13$ K beobachtet werden, wobei das GMR-Signal mit steigender Temperatur gedämpft wird. Diese Dämpfung ist in Einklang mit den in Kapitel 5.5 diskutierten (Spin-)Transporteigenschaften der Probe *Sample_111*, bei der die SdH-Oszillation mit steigender Temperatur ebenfalls stark gedämpft werden. Folglich kann die Dämpfung des GMR-Signals durch die Degradation des Spin-Transports im Ge 2DHG erklärt werden.

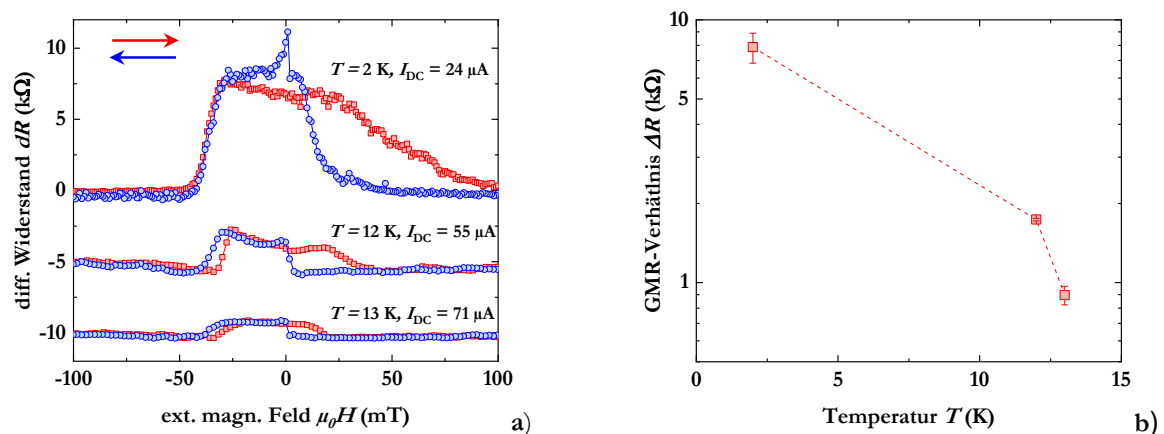


Abb. 7.3: a) GMR-Signal des lateralen Mn_5Ge_3/Ge 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelements mit einer Kanallänge von $l = 130$ nm für verschiedene Temperaturen. Der Arbeitspunkt wurde für einen maximalen Signalhub angepasst. b) extrahiertes GMR-Verhältnis für die verschiedenen Temperaturen.

7.2.4 Einfluss der Feldänderungsrate des externen magnetischen Feldes auf die Signalstruktur

Alle bisher gezeigten Messungen wurden bei einer festen Feldänderungsrate von $R = 0,2$ mT/s durchgeführt. Vorangegangene Experimente haben jedoch gezeigt, dass die Feldänderungsrate einen entscheidenden Einfluss auf die Signalstruktur hat. Daher vergleicht Abb. 7.4 das gemessene Signal für verschiedene Feldänderungsraten. Die gezeigten Messungen wurden jeweils bei einer Temperatur von $T = 2$ K und einem Arbeitspunkt von $I_{DC} = 25$ μ A durchgeführt. Für die Übersichtlichkeit der Abbildung wurden die Messungen wieder um einen festen Wert auf der y-Achse zueinander verschoben.

Für hohe Feldänderungsraten $R \geq 5,0$ mT/s ist keine Signalstruktur zu beobachten, wogegen das GMR-Signal nur für Feldänderungsraten $R \leq 1,0$ mT/s erkennbar ist. Feldänderungsraten im Bereich von $1,0$ mT/s $< R < 5,0$ mT/s zeigen eine Signalstruktur, die einem Spin-Ventil-Signal

7 Kapitel

Elektrische Spin-Injektion in ein Ge (111) 2DHG

ähneln. Dieses von der Feldänderungsrate abhängige Verhalten resultiert aus dem zeitlichen Schaltverhalten der ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakte. Die Ausrichtung der Magnetisierung bzw. der einzelnen Domänen im externen magnetischen Feld erfolgt nicht instantan, sondern ist ebenfalls mit einer Zeitkonstanten behaftet. Zu schnelle Feldänderungsraten führen nun zu einer Verfälschung des GMR-Signals, da die einzelnen Domänen dem sich schnell ändernden externen magnetischen Feld nicht folgen können. Das Spin-Ventil ähnliche Signal entspricht daher einem auf der x-Achse verschobenen GMR-Signal. Weitere Reduktion der Feldänderungsrate „schiebt“ dieses GMR-Signal entlang der x-Achse, sodass beide Messungen (Hin- und Rücksweep) übereinstimmen. Für Feldänderungsraten $R \geq 5,0 \text{ mT/s}$ ist kein definiertes magnetisches Schaltverhalten mehr vorhanden, weswegen auch elektrisch keine Widerstandsänderung detektiert werden kann.

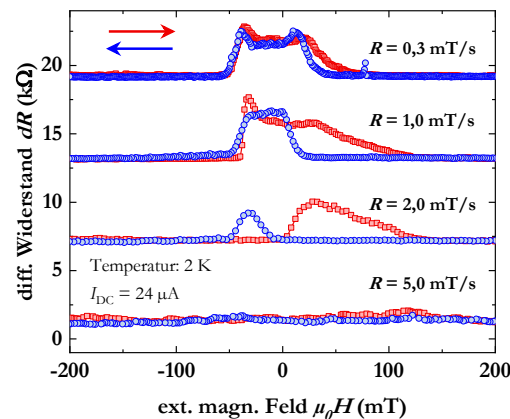


Abb. 7.4: Abhängigkeit des GMR-Signals des Spin-Ventil Bauelements mit einer Kanallänge von $l = 130 \text{ nm}$ von der Feldänderungsrate R . Für alle Messungen beträgt die Temperatur $T = 2 \text{ K}$ und der Arbeitspunkt $I_{\text{DC}} = 24 \mu\text{A}$.

7.2.5 Wiederholbarkeit der GMR-Messung

Um die Wiederholbarkeit der Messung und somit auch des GMR-Signals zu überprüfen wurden Messung mit identischen Parametern mehrfach durchgeführt. Exemplarisch vergleicht hier Abb. 7.5 zwei unabhängige Messungen, die bei einer Temperatur von $T = 2 \text{ K}$ und einem Arbeitspunkt von $I_{\text{DC}} = 25 \mu\text{A}$ aufgenommen wurden.³⁰ Dabei wurde nach der ersten Messung die Probe auf eine Temperatur von $T = 50 \text{ K}$ aufgeheizt und am Folgetag für die zweite Messung wieder auf $T = 2 \text{ K}$

³⁰ Die Messungen wurden bei einer Feldänderungsrate von $R = 0,2 \text{ mT}$ durchgeführt.

abgekühlt. Beide Messungen zeigen ein identisches Verhalten und demonstrieren somit die Wiederholbarkeit der Messung.

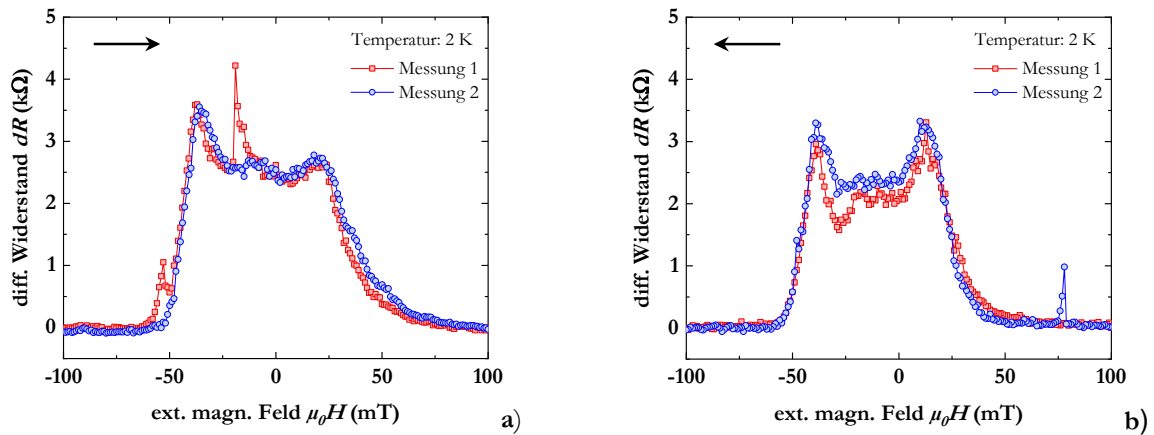


Abb. 7.5: Vergleich zweier unabhängig voneinander durchgeführter Messungen anhand des Spin-Ventil Bauelements mit einer Kanallänge von $l = 130$ nm. Für alle Messungen beträgt die Temperatur $T = 2$ K und der Arbeitspunkt $I_{DC} = 25 \mu\text{A}$. a) und b) zeigen den jeweiligen Hin- bzw. Rücksweep der jeweiligen Messung.

7.3 Zusammenfassung

Zusammenfassend konnte in diesem Kapitel zum ersten Mal eine elektrische Spin-Injektion in ein Ge 2DHG demonstriert werden. Zu diesem Zweck wurden die in Kapitel 6.3 diskutierten, strukturierten ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Kontakte, die mittels Interdiffusion direkt in den Ge-QW hineingewachsen werden, verwendet.

Die Magnetwiderstandsmessungen des lateralen $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelements zeigen GMR-Signale als Beweis für eine erfolgreiche elektrische Spin-Injektion. Neben der elektrischen Spin-Injektion beinhaltet das auch den Spin-Transport im Ge 2DHG sowie die finale Spin-Detektion am zweiten ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakt. Je nach Arbeitspunkt konnten GMR-Signale bis zu einer maximalen Temperatur von $T = 13$ K beobachtet werden. In Korrelation zu den Ergebnissen der (Spin-)Transportuntersuchungen aus Kapitel 5.5 zeigt das GMR-Signal eine starke Abhängigkeit von der Temperatur. Für die tiefste Temperatur von $T = 2$ K konnte bei einem Arbeitspunkt von $I_{DC} = 24 \mu\text{A}$ ein maximales GMR-Verhältnis von $\Delta R = (7,75 \pm 0,58) \text{ k}\Omega$ erreicht werden. Des Weiteren hat die Feldänderungsrate der Messung einen entscheidenden Einfluss auf die Signalstruktur, da die Ausrichtung der Magnetisierung der Mn_5Ge_3 -Kontakte nicht instantan dem äußeren externen magnetischen Feld folgen kann. Zu hohe

7 Kapitel

Elektrische Spin-Injektion in ein Ge (111) 2DHG

Feldänderungsraten führen zunächst zu einer Verschiebung des GMR-Signals auf der x-Achse, bis schließlich keine Widerstandsänderung mehr gemessen werden kann. Unabhängig voneinander durchgeführte Messungen verifizieren die Echtheit und Wiederholbarkeit des GMR-Signals.

Insgesamt konnte das GMR-Signal nur am Spin-Ventil Bauelement mit einer Kanallänge von $l = 130$ nm, also im ballistischen Regime, nachgewiesen werden. Messungen der Kanallänge von $l = 350$ nm zeigen keinen Hinweis auf eine erfolgreiche Spin-Injektion. Daraus konnte die Spin-Flip-Länge im Ge 2DHG auf einen Bereich von $130 \text{ nm} \leq l_{\text{sf}} < 350 \text{ nm}$ eingeschränkt werden. Dieser Bereich ist in sehr guter Übereinstimmung mit der Abschätzung der zu erwartenden minimalen Spin-Flip-Länge des Ge 2DHGs aus den (Spin-)Transporteigenschaften in Höhe von $l_{\text{sf}} = (133,84 \pm 0,03) \text{ nm}$.

Die Demonstration einer elektrischen Spin-Injektion in ein Ge 2DHG stellt einen wichtigen Meilenstein in der Entwicklung von zukünftigen, CMOS-kompatiblen, spintronischen Bauelementen dar. Insbesondere für die Realisierung des Spin-FETs nach Datta und Das auf Basis des Ge 2DHGs konnte damit ein entscheidender Beitrag geleistet werden. Auch wenn die hier gezeigten Ergebnisse in die Kategorie der Grundlagenforschung eingeordnet werden müssen, könnte dieses Spin-Ventil Bauelement bereits als einfacher Magnetfeldsensor bei kryogenen Temperaturen Anwendung finden.

8 Ge 2DHG basierte MODFETs

In diesem Kapitel wird die Idee eines klassischen Transistors auf Basis eines Ge 2DHGs, also eines MODFETs, verfolgt. Da das Design des Datta und Das Spin-FETs dem eines klassischen MODFETs gleicht, gilt der MODFET als eine technologische Voraussetzung für die Realisierung des Spin-FETs. Einziger Unterschied liegt in der Wahl des Source/Drain-Kontaktmaterials: Während der Spin-FET ferromagnetische Kontakte benötigt, können beim MODFET beliebige Metalle zum Einsatz kommen.³¹ Zu diesem Zweck soll in diesem Kapitel zunächst das Schaltverhalten und somit die Funktionalität eines klassischen MODFETs demonstriert werden. Dazu präsentiert Kapitel 8.2 die temperaturabhängige DC-Charakteristik eines selbstleitenden, Ge 2DHG basierten MODFETs. Das sich anschließende Kapitel 8.3 diskutiert die Abhängigkeit der DC-Charakteristik von der Höhe der Modulationsdotierung. Dazu wird die Steilheit (nachfolgend Sub-Threshold-Swing SS bezeichnet) sowie das An-Aus-Verhältnis I_{ON}/I_{OFF} aus der Übertragungskennlinie für verschiedene Temperaturen extrahiert. Zusätzlich wird die Hall-Beweglichkeit mit der aus der Transferkennlinie erhaltenen effektiven Beweglichkeit verglichen.

Der zugehörige Prozess zur Herstellung der Ge 2DHG basierten MODFETs mit Ti-Kontakten ist in Kapitel 3.2.4 beschrieben. Die verwendeten Proben entsprechen der ersten Serie an Ge 2DHG Proben mit einer (100) Kristallorientierung, d. h. der Serie mit Variation der Modulationsdotierung, siehe Kapitel 4.1 ff. Der in Kapitel 8.2 diskutierte MODFET entspricht der Probe *Mod_5_17*. Die Messungen zur DC-Charakterisierung wurden wie in Kapitel 4.2.5 beschrieben durchgeführt.

8.1 Einleitung und Motivation

Wie bereits erwähnt, dient der MODFET im Rahmen dieser Arbeit als eine technologische Voraussetzung für die Realisierung eines Spin-FETs. Allerdings ist der MODFET aufgrund seiner extrem hohen Ladungsträgermobilität auch als eigenständiges Bauelement für klassische Transistoranwendungen hoch interessant. Im Gegensatz zu klassischen CMOS-Transistoren verbessert sich die Leistung von MODFETs mit abnehmender Temperatur, was diesen Transistortyp vor allem für Niedertemperaturanwendungen äußerst attraktiv macht [136].

³¹ Allerdings werden die Kontaktmaterialien so gewählt, dass der Kontaktwiderstand möglichst klein wird.

8 Kapitel

Ge 2DHG basierte MODFETs

Unter anderem getrieben durch die Entwicklung von Quantencomputern hat sich in den letzten Jahren ein kontinuierlich steigendes Interesse an kryogenen, rauscharmen Verstärkern (engl. „low-noise amplifiers“ LNAs) entwickelt. Die Verwendung von LNAs, die im mK-Regime arbeiten, sind ein vielversprechender Ansatz, da auch für die Quantencomputer immer noch klassische Auslese- und Steuerschaltungen benötigt werden [137–139]. Durch die Verwendung von LNA basierten Schaltkreisen können diese möglichst nahe an den Qubits platziert werden, wodurch bessere Quantencomputer hergestellt werden können. Vorzugsweise werden für diese LNAs Transistoren mit hoher Elektronenmobilität (engl. „high electron mobility transistor“, HEMT) verwendet, die entweder auf InP-Substraten [140,141] hergestellt oder auf der Si-Plattform integriert werden [142]. Der HEMT entspricht dabei dem Gruppe III-V Verbindungshalbleiter Analogon zum Gruppe IV Halbleiter basierten MODFET. Aufgrund der CMOS-Kompatibilität des MODFETs wäre er bei gleicher Performance dem HEMT vorzuziehen. Darüber hinaus entspricht der Ge 2DHG MODFET einem p-Kanal Bauelement. In Kombination mit einem Si 2DEG basierten MODFET als n-Kanal Bauelement könnte so ein komplementärer Schaltkreis entwickelt werden.

Historisch gesehen wurde der Ge MODFET als alternatives Bauelement zum klassischen p-Kanal MOSFET diskutiert, jedoch konnte er den herkömmlichen MOSFET, aufgrund des hohen epitaktischen Aufwands und der damit verbundenen Kosten, nie ersetzen. Obwohl mittlerweile Ge 2DHGs mit hoher Beweglichkeit auf dünnen $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffern verfügbar sind, wurde bisher kein Ge 2DHG basierter MODFET, der bei kryogenen Temperaturen arbeitet, demonstriert. Die einzigen durchgeführten Tieftemperaturuntersuchungen beschränken sich auf minimale Betriebstemperaturen von $T = 77$ K [143,144].

Die nachfolgenden Untersuchungen können daher auch als eigenständiger Transistor-Forschungsschwerpunkt für zukünftige Tieftemperaturanwendungen verstanden werden. Die Intension der gezeigten Ergebnisse ist unter anderem das Vorantreiben der Ge 2DHG basierten MODFETs neben ihrem etablierten Feld im Bereich der Halbleiter-Spintronik.

8.2 Temperaturabhängige DC-Charakterisierung

Abb. 8.1 a) zeigt die temperaturabhängige Transfercharakteristik des Ge 2DHG MODFETs der Probe *Mod_5_17* mit einer Modulationsdotierung in Höhe von $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Zum Vergleich sind alle Kurven bezüglich ihres An-Stromes I_{ON} bei einer Gate-Spannung von $U_G = -4$ V normiert. Für die Messung wurde eine Source-Drain-Spannung von $U_{\text{DS}} = 200$ mV angelegt. Der

Einschub zeigt die gleichen Daten in einem Gate-Spannungsbereich von $0 \text{ V} \leq U_G \leq 8 \text{ V}$, wobei der y-Achsenbereich angepasst wurde, um die Transfercharakteristik für höhere Temperaturen hervorzuheben.

Die temperaturabhängige Transfercharakteristik demonstriert das Schaltverhalten und somit die grundlegende Funktionalität des Ge 2DHG basierten MODFETs. Übereinstimmend mit den (Spin-)Transporteigenschaften des Ge 2DHGs, siehe Kapitel 5, zeigt auch der MODFET eine starke Temperaturabhängigkeit. Dabei verschlechtert bei höheren Temperaturen die parallele Leitfähigkeit durch das Substrat und die modulationsdotierte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht die Performance des MODFETs. Mit abnehmender Temperatur friert die parallele Leitfähigkeit durch das Substrat aus, während die Hall-Beweglichkeit des Ge 2DHGs zunimmt, was zu einer Erhöhung des An-Aus-Verhältnisses um mehrere Größenordnungen führt. Für die niedrigste Temperatur von $T = 7,5 \text{ K}$ weist der MODFET ein An-Aus-Verhältnis von $I_{\text{ON}}/I_{\text{OFF}} = 3,2 \cdot 10^6$ und einen Sub-Threshold-Swing von $SS = 64 \text{ mV/dec}$ auf. Da die Hall-Beweglichkeit des Ge 2DHGs bei annähernd konstanter Ladungsträgerdichte kontinuierlich zunimmt, ist anzunehmen, dass sich die Performance des MODFETs bei noch niedrigeren Temperaturen weiter verbessert. Unabhängig von der Temperatur ist die Schwellwertspannung U_T im Bereich von mehreren Volt relativ hoch.³² Es ist davon auszugehen, dass der Ursprung dieses Verhaltens in der Halbleiter-Heterostruktur selbst liegt, da der verwendete ALD-Prozess die Abscheidung Hysteresefreier GOX ermöglicht, die keine signifikante Verschiebung der Schwellwertspannung aufweisen [145]. Ein Rückätzen durch die modulationsdotierte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht unterhalb des Gate-Metalls zusammen mit einer weiteren Reduktion der GOX Dicke könnte eine Strategie zur Verringerung der Schwellwertspannung sein.

Abb. 8.1 b) zeigt das entsprechende Ausgangskennlinienfeld des Ge 2DHG MODFETs der Probe *Mod_5_17*, gemessen bei einer Temperatur von $T = 7,5 \text{ K}$. Da der MODFET kein Sättigungsverhalten zeigt, d. h. der Strom I_{DS} steigt mit zunehmender Source-Drain-Spannung U_{DS} stetig an, besitzt er Kurzkanal-Verhalten. In der Literatur konnte das bereits auf eine parasitäre Leitfähigkeit durch das Substrat zurückgeführt werden, auch wenn die Transport-Messungen darauf hindeuten, dass der Stromfluss von den Ladungsträgern innerhalb des Ge 2DHGs dominiert wird. Demnach wird durch das Ultraschallbonden bei der AVT, siehe Kapitel 3.3, das Passivierungsoxid lokal zerstört, was dazu führt, dass Ströme direkt in das Substrat injiziert werden [144]. Für

³² Für potenzielle Anwendungen wäre eine Schwellwertspannung im Bereich von $U_T < 1 \text{ V}$ notwendig.

8 Kapitel

Ge 2DHG basierte MODFETs

zukünftige Bauelemente, die am IHT mit dem vorgestellten Prozess hergestellt werden, sollte daher ein dickeres Passivierungsoxid von $d \geq 300$ nm verwendet werden.

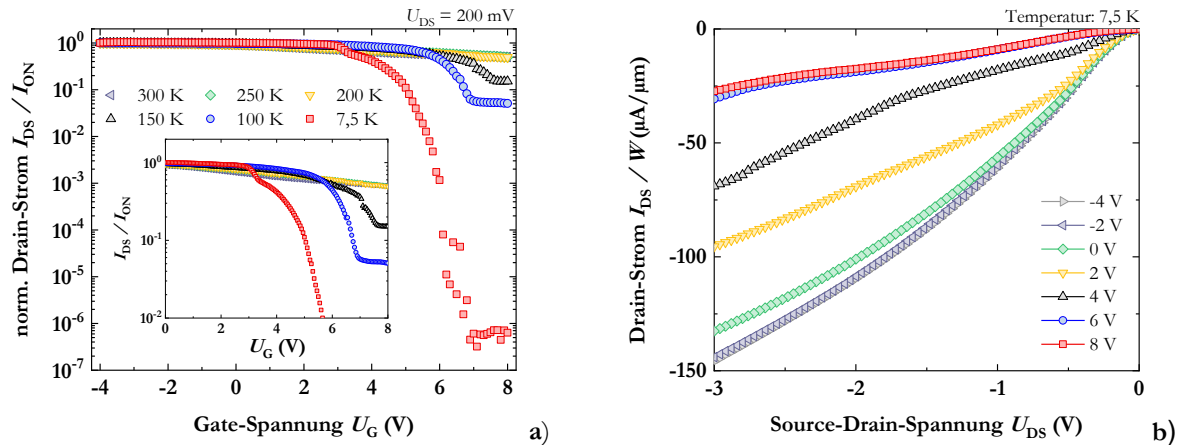


Abb. 8.1: DC-Charakterisierung des Ge 2DHG MODFETs der Probe *Mod_5_17*: a) temperaturabhängige Transferkennlinie und b) Ausgangskennlinienfeld, aufgenommen bei einer Temperatur von $T = 7,5$ K.

8.3 Variation der Modulationsdotierung

Anhand der in Kapitel 5 diskutierten Transportmessungen konnte gezeigt werden, dass die Modulationsdotierung einen entscheidenden Beitrag auf die parallele Leitfähigkeit innerhalb der Halbleiter-Heterostruktur hat. Daher ist auch hier anzunehmen, dass die DC-Charakteristik der MODFETs signifikant von der Höhe der Modulationsdotierung abhängt. Zu diesem Zweck wird nachfolgend der Einfluss unterschiedlich hoher Modulationsdotierungen untersucht. Der Vergleich erfolgt dann anhand des aus der temperaturabhängigen Transferkennlinie extrahierten An-Aus-Verhältnisses und Sub-Threshold-Swings.

Abb. 8.2 a) und b) zeigen das extrahierte An-Aus-Verhältnis und den Sub-Threshold-Swing für die Proben mit unterschiedlicher Modulationsdotierung. Es zeigt sich eine starke Abhängigkeit der DC-Charakteristik von der Modulationsdotierung, während die Variation der Hall-Beweglichkeit vergleichsweise gering ist, siehe Kapitel 5.2. Sowohl das höchste An-Aus-Verhältnis als auch der niedrigste Sub-Threshold-Swing ergibt sich für eine Modulationsdotierung von $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, d. h. für die Probe *Mod_5_17*. Erhöhung oder Reduktion der Modulationsdotierung verschlechtert die Performance des MODFETs. Erreicht die Modulationsdotierung ein bestimmtes Niveau, hier $N_A = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, d. h. für die Probe *Mod_2_18*, sinkt das An-Aus-Verhältnis auf $I_{ON}/I_{OFF} = 1,1$

während der Sub-Threshold-Swing $SS = 7,5 \cdot 10^4$ mV/dec beträgt. Die Modulationsdotierung ist daher ein äußerst kritischer Parameter für das Design von MODFETs.

Als weiteren Leistungsindikator für Transistoren wird die effektive Beweglichkeit μ_{effektiv} herangezogen. Da das Ge 2DHG hohe Hall-Beweglichkeiten zeigt, stellt sich die Frage, inwiefern diese extrem guten Transporteigenschaften im finalen Transistor genutzt werden können. Die effektive Beweglichkeit kann aus der Übertragungskennlinie in Kombination mit den Ergebnissen aus den Hall-Messungen nach Gleichung (8.1) berechnet werden [146].

$$\mu_{\text{effektiv}} = \frac{1}{q p_s(U_G)} \cdot \frac{I_{DS}(U_G)}{U_{DS}} \cdot \frac{L}{W} \quad (8.1)$$

Dabei wird für die Ladungsträgerdichte $p_s(V_G)$ die gemessene Hall-Ladungsträgerdichte benutzt, d. h. die Berechnung erfolgt bei einer Gate-Spannung von $U_G = 0$ V. L und W entsprechen der Gate-Länge bzw. -Breite des MODFETs.

Abb. 8.2 c) vergleicht nun die extrahierte effektive Beweglichkeit mit der gemessenen Hall-Beweglichkeit aus Kapitel 5.2 für die Temperaturen von $T = 300$ K und $T = 7,5$ K. Für beide Temperaturen resultiert die höchste effektive Beweglichkeit bei einer Modulationsdotierung von $N_A = 1,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, Probe *Mod_1,1_18*. Für eine Temperatur von $T = 7,5$ K ergibt sich eine maximale effektive Beweglichkeit von $\mu_{\text{effektiv}} = 864 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Das steht im Gegensatz zu den Ergebnissen der Transferkennlinie, bei der die beste Performance bei dem MODFET mit einer Modulationsdotierung in Höhe von $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ erzielt wurde. Möglicherweise ist das auf eine höhere Hall-Beweglichkeit der Probe *Mod_1,1_18* zurückzuführen. Eine Erhöhung oder Reduktion der Modulationsdotierung verringert die effektive Beweglichkeit, wobei dieses Verhalten bei niedrigeren Temperaturen ausgeprägter ist.

Im Vergleich zu bestehender Literatur, in der effektive Beweglichkeiten von bis zu $\mu_{\text{effektiv}} = 2700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei einer Temperatur von $T = 300$ K berichtet wurden [143], sind die hier diskutierten effektiven Beweglichkeiten geringer. Allerdings ist die dort diskutierte effektive Beweglichkeit stark von der Gate-Spannung abhängig, d. h. der Wert wird bei einer Spannung von $U_{GS} = -12$ V extrahiert. Zusätzlich spielt die Bauteilgeometrie (Gate-Länge und -Breite) des MODFETs eine wichtige Rolle, was einen direkten Vergleich zusätzlich erschwert. Die genauen

8 Kapitel

Ge 2DHG basierte MODFETs

Werte der effektiven Beweglichkeit sowie der Hall-Beweglichkeit aus Kapitel 5 können der Tab. 8.1 entnommen werden.

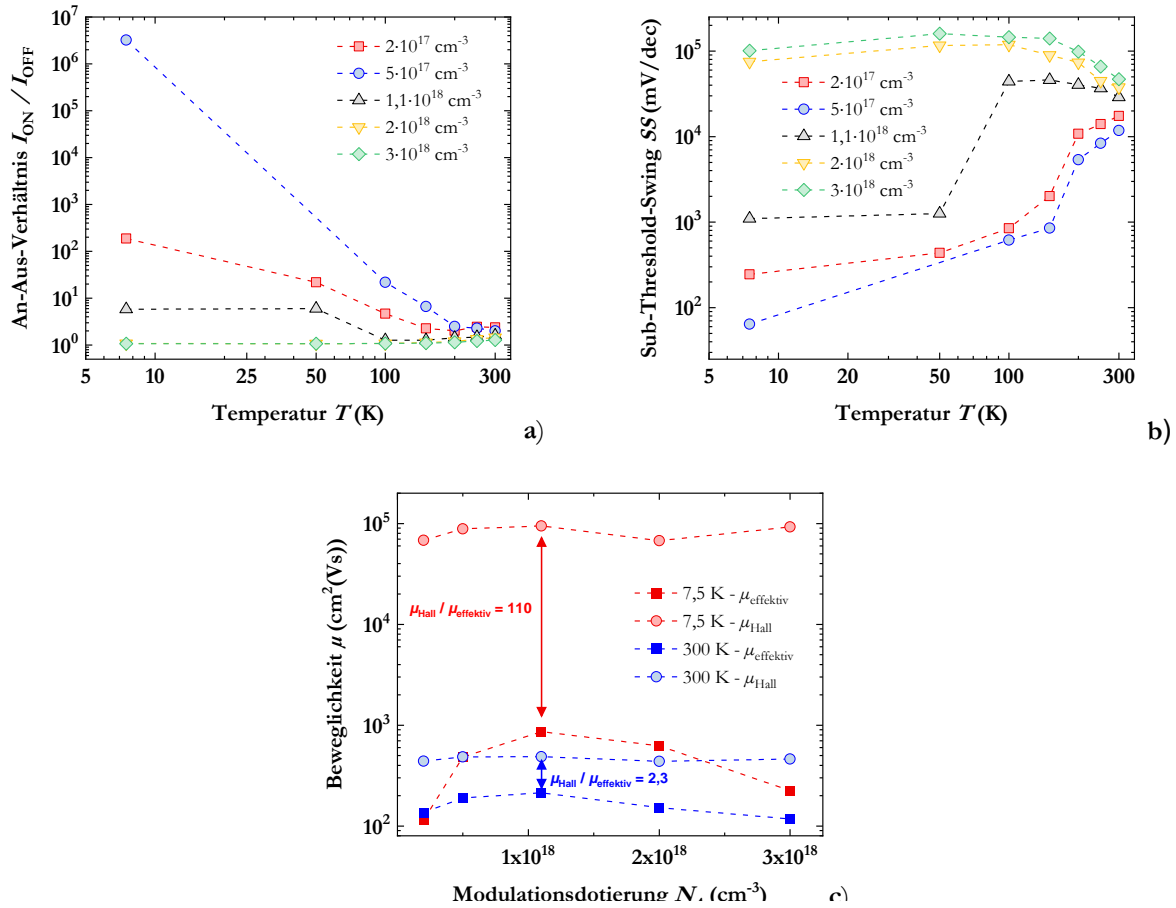


Abb. 8.2: Abhängigkeit der DC-Charakteristik der Ge 2DHG MODFETs von der Modulationsdotierung: a) temperaturabhängiges An-Aus-Verhältnis und b) temperaturabhängiger Sub-Threshold-Swing der Transferkennlinie. Vergleich der Hall-Beweglichkeit mit der effektiven Beweglichkeit für die Temperaturen von $T = 300 \text{ K}$ und $T = 7,5 \text{ K}$.

Tab. 8.1: Vergleich der Hall-Beweglichkeit mit der effektiven Beweglichkeit der Proben mit verschiedener Modulationsdotierung für die Temperaturen von $T = 300$ K und $T = 7,5$ K.

Modulationsdotierung $N_A / (\text{cm}^{-3})$	Hall-Beweglichkeit $\mu_{\text{Hall}} / (\text{cm}^2/\text{Vs})$		effektive Beweglichkeit $\mu_{\text{effektiv}} / (\text{cm}^2/\text{Vs})$	
	7,5 K	300 K	7,5 K	300 K
$2 \cdot 10^{17}$	$6,8 \cdot 10^4$	$4,4 \cdot 10^2$	$1,1 \cdot 10^2$	$1,4 \cdot 10^2$
$5 \cdot 10^{17}$	$8,9 \cdot 10^4$	$4,9 \cdot 10^2$	$4,8 \cdot 10^2$	$1,9 \cdot 10^2$
$1,1 \cdot 10^{18}$	$9,5 \cdot 10^4$	$4,9 \cdot 10^2$	$8,6 \cdot 10^2$	$2,1 \cdot 10^2$
$2 \cdot 10^{18}$	$6,7 \cdot 10^4$	$4,4 \cdot 10^2$	$6,2 \cdot 10^2$	$1,5 \cdot 10^2$
$3 \cdot 10^{18}$	$9,2 \cdot 10^4$	$4,6 \cdot 10^2$	$2,2 \cdot 10^2$	$1,2 \cdot 10^2$

8.4 Zusammenfassung

Zusammenfassend konnte in diesem Kapitel die Funktionalität von Ge 2DHG basierten MODFETs erfolgreich demonstriert werden. In Korrelation zu den Ergebnissen der (Spin-)Transportuntersuchungen aus Kapitel 5 zeigt die DC-Charakteristik eine starke Abhängigkeit von der Temperatur. Für die tiefste Temperatur von $T = 7,5$ K wurde ein maximales An-Aus-Verhältnis von $I_{\text{ON}}/I_{\text{OFF}} = 3,2 \cdot 10^6$ bei einem Sub-Threshold-Swing von $SS = 64$ mV/dec erreicht. Mit steigenden Temperaturen degradiert die DC-Charakteristik aufgrund der vom Substrat und der modulationsdotierten $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht ausgehenden parallelen Leitfähigkeit. In Kombination mit der effektive Beweglichkeit von bis zu $\mu_{\text{effektiv}} = 864$ cm^2/Vs könnte der Ge 2DHG MODFET ein vielversprechendes, CMOS-kompatibles Gegenstück zum HEMT für zukünftige LNA-Anwendungen werden.

Verschiedene Modulationsdotierungen und deren Einfluss auf die DC-Charakteristik der Ge 2DHG MODFETs wurden untersucht. Dabei zeigen die experimentellen Ergebnisse eine starke Abhängigkeit mit einer optimierten Modulationsdotierung in Höhe von $N_A = 5 \cdot 10^{17}$ cm^{-3} . Damit konnte gezeigt werden, dass das Design der Halbleiter-Heterostruktur für den MODFET nochmals deutlich wichtiger als aus den (Spin-)Transportuntersuchungen in Kapitel 5 hervorgegangen ist.

Hinsichtlich der Realisierung eines Spin-FETs nach Datta und Das auf Basis eines Ge 2DHGs konnte somit die technologische Voraussetzung gezeigt werden. Das Austauschen des Source- und

8 Kapitel

Ge 2DHG basierte MODFETs

Drain-Kontaktmaterials in ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Kontakte ist mit dem verwendeten Prozess durchführbar, siehe Anhang C.

9 Diskussion über die Realisierbarkeit eines Datta und Das Spin-Transistors auf Basis eines Ge 2DHGs

Dieses Kapitel umfasst eine theoretische Diskussion über die Realisierbarkeit eines Datta und Das Spin-FETs auf Basis eines Ge 2DHGs und unter Verwendung der in Kapitel 6 vorgestellten ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakte. Als Grundlage für diese Diskussion dienen sowohl die Ergebnisse der vorangegangenen Kapitel als auch verfügbare Literatur. Es ist vorwegzunehmen, dass im Rahmen dieser Arbeit der Spin-FET technologiebedingt nicht realisiert werden konnte, d. h. die nachfolgend geführte Diskussion ist theoretischer Natur.

Wie bereits in Kapitel 1 diskutiert, muss für die Realisierung des Spin-FETs neben der elektrischen Spin-Injektion, Spin-Detektion und dem Spin-Transport auch die Spin-Manipulation beherrscht werden. Während das GMR-Signal aus Kapitel 7 ff. die Komponenten Spin-Injektion, Spin-Detektion und Spin-Transport erfolgreich demonstriert, konnte die Spin-Manipulation noch nicht gezeigt werden. Die Spin-Manipulation mittels elektrischer Felder, d. h. einer Gate-Struktur, setzt dabei eine funktionierende Gate-Technologie voraus. Anhand der Ge 2DHG basierten MODFETs aus Kapitel 8 konnte diese technologische Voraussetzung erfolgreich demonstriert werden.

Bedingt durch die Auflösung der optischen Kontaktlithografie als auch der Justage-Toleranz der am IHT verfügbaren Technologie, ist der minimale Source-Drain Abstand der (Spin-)MODFETs jedoch auf eine Länge von $l = 1 \mu\text{m}$ beschränkt.³³ Dementsprechend wäre hier für die Realisierung des Datta und Das Spin-FETs (unabhängig von der Effizienz der Spin-Manipulation) eine Spin-Flip Länge von mindestens $l_{\text{sf}} > 1 \mu\text{m}$ erforderlich. Demgegenüber stehen allerdings die Ergebnisse der elektrischen Spin-Injektion aus Kapitel 7, in dem die Spin-Flip Länge auf einem Bereich von $130 \text{ nm} \leq l_{\text{sf}} < 350 \text{ nm}$ eingegrenzt werden konnte. Damit ist die Realisierung des Datta und Das Spin-FETs im Rahmen dieser Arbeit technologisch nicht möglich.

Daran anschließend stellt sich nun die Frage, inwieweit die (Spin-)Transporteigenschaften des Ge 2DHGs verbessert werden müssten, um die am IHT für einen Spin-FET erforderliche Spin-Flip Länge von mindestens $l_{\text{sf}} > 1 \mu\text{m}$ erreichen zu können. Zur Beantwortung dieser Frage soll wiederum die in Kapitel 5 bereits verwendete „Worst-Case“ Abschätzung, in der die Spin-

³³ Diese Aussage bezieht sich auf den in Kapitel 3.2.4 entwickelte Prozess.

9 Kapitel

Diskussion über die Realisierbarkeit eines Datta und Das Spin-Transistors

Relaxationszeit der Quantenstreuzeit gleich gesetzt wird, herangezogen werden. Unter der Annahme einer Diffusionskonstanten von $D = 395,2 \text{ cm}^2/\text{s}$ ³⁴ ergibt sich eine Quantenstreuzeit von ungefähr $\tau_q = \ell_{sf}^2/D \approx 25,3 \text{ ps}$.³⁵ Damit ist die erforderliche Quantenstreuzeit um ca. zwei Größenordnungen größer als die extrahierte Quantenstreuzeit der Probe *Sample_111* von $\tau_q = (0,453 \pm 0,007) \text{ ps}$, siehe Kapitel 5.5. Auch in der Literatur verfügbare Quantenstreuzeiten von Proben mit deutlich höheren Tieftemperatur-Hall-Beweglichkeiten erreichen nicht diesen geforderten Wert [61]. Unter dieser Annahme wäre damit eine weitere Optimierung des Wachstumsrezeptes der Ge 2DHG Proben zur Verbesserung der (Spin-)Transporteigenschaften für die Realisierung eines Datta und Das Spin-FETs nicht zielführend. Vielmehr müsste wie bereits erwähnt die Geometrie des Spin-FETs angepasst werden, d. h. der Abstand der Source-Drain-Kontakte darf maximal der Spin-Flip-Länge entsprechen.

Daher soll nachfolgend davon ausgegangen werden, dass eine *Sub-100 nm* Technologie verfügbar ist. Trotzdem könnte auch dann der Spin-FET nicht beliebig skaliert werden, da für die Spin-Manipulation eine minimale Gate-Länge erforderlich ist. Diese ergibt sich aus der Notwendigkeit die Spin-Orientierung um mindestens $\theta = \pi$ rad drehen zu können, so dass zwischen der parallelen ($\uparrow\uparrow$) und antiparallelen ($\uparrow\downarrow$) Ausrichtung geschaltet werden kann. Die Ausrichtung der Spins im Halbleiter erfolgt dabei über die Gate gesteuerte Rashba Spin-Orbit Interaktion, welche stark vom verwendeten Materialsystem abhängt. Damit stellt sich nun die Frage, ob die Realisierung eines Datta und Das Spin-FETs auf Basis eines Ge 2DHGs generell möglich ist.

Die Angabe einer genauen Gate-Länge ist jedoch schwierig, da die Spin-Aufspaltung infolge des Rashba-Effektes zusätzlich vom elektrische Feld, also der angelegten Gate-Spannung, abhängt. *D. M. Gvozdić* et al. diskutieren in ihrer Arbeit die Stärke des Rashba-Effektes für verschieden QW Materialien und damit verbunden die generelle Eignung als Kanalmaterial für den Datta und Das Spin-FET [15]. Am konkreten Beispiel eines $\text{In}_{0,74}\text{Ga}_{0,26}\text{Sb}$ -QWs konnten die Autoren für eine vorgegebene zwei-dimensionale Geometrie und bei einer Gate-Spannung von $U_G = 1 \text{ V}$ eine notwendige Gate-Länge von $l_G = 105 \text{ nm}$ errechnen. Des Weiteren führten die Autoren auf, dass

³⁴ Dieser Wert entspricht der Diffusionskonstanten der Probe *Sample_111*.

³⁵ Wird die Diffusionskonstante der Probe *Mod_1,1_18* von $D = 1323,8 \text{ cm}^2/\text{s}$ verwendet ergibt sich eine Quantenstreuzeit von ca. $\tau_q \approx 7,6 \text{ ps}$. Damit übersteigt auch dieser Wert die experimentell bestimmte Quantenstreuzeit der Probe *Mod_1,1_18* von $\tau_q = (0,603 \pm 0,005) \text{ ps}$ um mehr als eine Größenordnung.

durch die Verwendung von Löchern anstelle von Elektronen als Ladungsträger die Stärke des Rashba-Effektes um bis zu zwei Größenordnungen sowie durch geeignete Verspannung um eine weitere Größenordnung erhöht werden kann. Folglich resultiert für ein 2DHG in einem $\text{In}_{0,74}\text{Ga}_{0,26}\text{Sb}$ -QW bei einer Gate-Spannung von nur $U_G = 16$ mV eine erforderliche Gate-Länge von $l_G = 28$ nm. Als Maß für die Stärke des Rashba-Effektes definieren die Autoren die Ableitung der Spin-Aufspaltung Δk nach dem elektrischen Feld E zu $G = \partial(\Delta k)/\partial E$. Der dort errechnete Wert für Löcher in einem $\text{Si}_{0,5}\text{Ge}_{0,5}$ -QW von $G = 48$ V^{-1} ordnet sich zwischen den jeweiligen Werten für Elektronen $G = 1,2$ V^{-1} und Löcher $G = 1080$ V^{-1} in einem $\text{In}_{0,74}\text{Ga}_{0,26}\text{Sb}$ -QW ein. Da die Spin-Orbit Interaktion in Ge größer als in Si ist, ist davon auszugehen, dass der zugehörig G Wert in einem Ge-QW größer als in dem $\text{Si}_{0,5}\text{Ge}_{0,5}$ -QW sein sollte ($G_{\text{Ge-QW}} > G_{\text{SiGe-QW}} = 48$ V^{-1}). Auch wenn die Autoren betonen, dass für zukünftige p-Typ Transistoren weitere experimentelle und theoretische Untersuchungen notwendig sind, sollte eine Realisierung des Datta und Das Spin-FETs auf Basis eines Ge 2DHGs und unter Verwendung einer geeigneten *Sub-100 nm* Technologie prinzipiell möglich sein.

Zum Schluss wird nochmals auf die magnetischen Eigenschaften der Mn_5Ge_3 -Kontakte hinsichtlich ihrer Eignung für einen Spin-FET eingegangen. Dabei ist wichtig, dass die Ausrichtung der Magnetisierung senkrecht zum externen Feld der Gate-Struktur E_z und parallel zur Richtung des Spin-Transports v_x ist, siehe Abb. 1.1. Für den experimentellen Nachweis könnte die Ausrichtung der Magnetisierung über ein moderates externes magnetisches Feld erfolgen [29]. Darüber hinaus wäre für zukünftige Anwendungen ein magnetisches Pinnen mithilfe einer zusätzlichen ferromagnetischen Schicht denkbar.

9 Kapitel

Diskussion über die Realisierbarkeit eines Datta und Das Spin-Transistors



10 Zusammenfassung und Ausblick

Abschließend sollen in diesem Kapitel die eingangs formulierten Ziele der Arbeit nochmals rekapituliert und die erreichten Ergebnisse zusammengefasst werden. Primäres Ziel der vorliegenden Arbeit war es, einen Beitrag zur Entwicklung und Realisierung von Ge 2DHG basierten Spin-FETs zu leisten. Dazu wurden verschiedene Untersuchungsschwerpunkte identifiziert, die in den einzelnen Hauptkapiteln systematisch bearbeitet wurden. Für jeden dieser Untersuchungsschwerpunkte musste ein Prozess für das zugehörige Bauelement entwickelt werden. Grundlage bildet dabei das Ge 2DHG, welches im Rahmen dieser Arbeit mittels MBE epitaktisch auf einem Si-Substrat gezüchtet wurde.

Dazu wurden zunächst die Tieftemperatur(spin-)transporteigenschaften von Ge 2DHGs und deren Abhängigkeit vom gewählten Design der gewachsenen Halbleiter-Heterostruktur untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass eine zu hohe Modulationsdotierung zu einer parasitären Leitfähigkeit innerhalb der Halbleiter-Heterostruktur führt, die selbst für tiefe Temperaturen nicht ausfriert. Auf Basis der aus den Magnetwiderstandsmessungen extrahierten Quantenstreuzeit konnte eine „Worst-Case“ Abschätzung für die zu erwartende Spin-Flip Länge durchgeführt werden. Für das optimierte Design mit einer Modulationsdotierung in Höhe von $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und einer Ge-QW Dicke von $d = 15 \text{ nm}$ ergibt sich eine Spin-Flip Länge von mindestens $l_{sf} = (267,24 \pm 0,20) \text{ nm}$. Die höchste Hall-Beweglichkeit von $\mu = (9,65 \pm 0,03) \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ entspricht dabei einem neuen Höchstwert für mittels MBE gewachsener Ge 2DHG Proben. Limitiert wird die Hall-Beweglichkeit vermutlich durch die Hintergrunddotierung, bedingt durch die Wachstumskammer der MBE. Diesem optimierten Design folgend wurde eine zusätzliche Ge 2DHG Probe auf der (111) Kristallorientierung gewachsen.

In einem nächsten Schritt wurden die magnetischen Eigenschaften von dünnen Mn_5Ge_3 -Schichten, die mittels Interdiffusion direkt in den Ge-QW wachsen, untersucht. Zu diesem Zweck musste vor der Kontaktformierung die komplette $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Deckschicht oberhalb des Ge-QWs mit einem Trocken-Ätzprozess entfernt werden. Für die Ge 2DHG Probe mit einer (111) Kristallorientierung bestätigen die experimentellen Daten die ferromagnetische Natur der gewachsenen Mn_5Ge_3 -Schicht. Darüber hinaus konnten unterschiedliche Koerzitivfeldstärken durch die Variation der Formanisotropie erzielt werden. Die elektrische Charakterisierung bestätigt den elektrischen Kontakt

10 Kapitel

Zusammenfassung und Ausblick

zum vergrabenen, hochmobilen Ge 2DHG. Im Gegensatz dazu konnte auf der (100) Kristallorientierung keine ferromagnetische Schicht nachgewiesen werden.

Daran anschließend wurden die Versuche zur elektrische Spin-Injektion auf der (111) Kristallorientierung durchgeführt, d. h. die zuvor diskutierten ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakte wurden als Spin-Injektor und Spin-Detektor verwendet. Mithilfe eines nass-chemischen, isotropen Ätzangriffs konnten Spin-Ventil Bauelemente mit einer minimalen Kanallänge (Abstand zwischen den beiden ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakten) von ungefähr $l \approx 135$ nm hergestellt werden. Die an diesem Bauelement durchgeführten Magnetwiderstandsmessungen zeigen GMR-Signale als Nachweis einer erfolgreichen Spin-Injektion sowie damit verbunden des Spin-Transports im Ge 2DHG und der finalen elektrischen Spin-Detektion. In Korrelation zu den Ergebnissen der (Spin-)Transportuntersuchungen wird das GMR-Signal mit steigender Temperatur gedämpft. Je nach Arbeitspunkt konnte die elektrische Spin-Injektion bis zu einer maximalen Temperatur von $T = 13$ K demonstriert werden. Im Gegensatz dazu scheitert der experimentelle Nachweis der elektrischen Spin-Injektion an Spin-Ventil Bauelementen mit einer Kanallänge von ca. $l \approx 350$ nm. Damit stimmt diese Beobachtung mit der auf Basis der Quantenstreuzeit errechnete „Worst-Case“ Abschätzung für die Spin-Flip Länge überein. Für eine genaue Bestimmung der Spin-Flip Länge im Ge 2DHG wären allerdings weitere Experimente notwendig. Der hier erbrachte experimentelle Nachweis der elektrischen Spin-Injektion in ein Ge 2DHG stellt das zentrale Ergebnis der vorliegenden Arbeit dar. Dabei handelt es sich um die erste Demonstration einer elektrischen Spin-Injektion in ein vergrabenes Ge 2DHG überhaupt.

Für die potentielle Realisierung eines Datta und Das Spin-FETs stellt der klassische MODFET eine wichtige technologische Grundlage dar. Um diese technologische Grundlage zu erfüllen, wurden zunächst klassische Ge 2DHG basierte MODFETs mit Ti-Kontakten hergestellt. Anhand der elektrischen Charakterisierung konnte dann das Schaltverhalten und damit die Funktionalität der MODFETs demonstriert werden. In Übereinstimmung mit den (Spin-)Transportuntersuchungen ist auch die DC-Charakteristik stark von der Temperatur und dem Design der Halbleiter-Heterostruktur abhängig. Für das optimierte Design, mit einer Modulationsdotierung in Höhe von $N_A = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und einer Ge-QW Dicke von $d = 15$ nm, ergibt sich für die tiefste Temperatur von $T = 7,5$ K ein maximales An-Aus-Verhältnis von $I_{\text{ON}}/I_{\text{OFF}} = 3,2 \cdot 10^6$ bei einem Sub-Threshold-Swing von $SS = 64$ mV/dec. Unabhängig vom Datta und Das Spin-FET könnten diese MODFETs auch für zukünftige LNA-Anwendung eine wichtige Rolle spielen.

Die finale Realisierung des Datta und Das Spin-FETs konnte im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht gezeigt werden. Grund dafür ist eine fehlende Prozess-Technologie, die die Durchführung des entwickelten Spin-MODFET Prozesses mit kritischen Abständen im *Sub-100 nm* Bereich erlaubt. Allerdings ist davon auszugehen, dass die Realisierung des Datta und Das Spin-FETs auf Basis des Ge 2DHGs generell möglich ist. Die dafür erforderlichen Voraussetzungen, insbesondere die elektrische Spin-Injektion und Spin-Detektion, konnten im Rahmen dieser Arbeit erarbeitet werden.

Zusammenfassend konnte somit ein entscheidender Beitrag zur Ge 2DHG basierten Halbleiter-Spintronik geleistet werden. Offen bleibt allerdings die Fragestellung nach der elektrische Spin-Manipulation unter Verwendung des Rashba-Effektes als auch die genaue Angabe der Spin-Flip Länge im Ge 2DHG. Neben dem Bau eines Ge 2DHG basierten Datta und Das Spin-FETs bieten sich daher auch weitere Magnetwiderstandsmessungen von Spin-Ventil Bauelementen mit verschiedenen Kanallängen an. Damit könnte die Spin-Manipulation mittels elektrischer Felder grundlegend erforscht, aber auch das Verständnis über den Spin-Transport im Ge 2DHG weiter verbessert werden. Wie bereits erwähnt, erfordern jedoch beide Punkte eine geeignete *Sub-100 nm* Technologie zur Herstellung der Bauelemente. Darüber hinaus ergäbe sich mit dieser Technologie die Möglichkeit, den Einfluss des Verspannungsgrads des Ge-QWs auf den Spin-Transport grundlegend zu untersuchen. Der Verspannungsgrad kann dabei durch die Ge-Konzentration im $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Puffer während der Epitaxie eingestellt werden.

Unabhängig von diesen offenen Fragestellungen könnte das laterale $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Ge}$ 2DHG/ Mn_5Ge_3 Spin-Ventil Bauelement auch für das elektrische Auslesen von molekularen QuBit-Spin-Zuständen geeignet sein. *M. Kern* sowie *S. Bechler* verfolgen in ihrer Arbeit die Idee, dafür eine CMOS-kompatible Spintronik-Plattform zu nutzen [72,97]. Neben den dort vorgeschlagenen Ge-Oberflächenkanälen wäre hier auch der Einsatz eines vergrabenen Ge 2DHGs denkbar. Für das Experiment müssten dazu die molekularen QuBits auf das Spin-Ventil Bauelement aufgebracht werden, beispielsweise mittels Rotationsbeschichtung (engl. „Spin-Coating“). Die magnetischen Momente der Ladungsträger könnten dann mit den molekularen QuBits wechselwirken, wodurch ihre Spin-Polarisierung beeinflusst werden könnte. Die finale Änderung der Spin-Polarisierung der Ladungsträger könnte anhand der Magnetwiderstandsmessungen, also des GMR-Effektes, detektiert werden. Dies setzt allerdings voraus, dass die Wechselwirkung der QuBits auch mit den Ladungsträgern im vergrabenen Ge-QW funktioniert.

10 Kapitel

Zusammenfassung und Ausblick



A. Literaturverzeichnis

- [1] P. A. Tipler, G. Mosca, and J. Wagner, *Physik*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2015.
- [2] E. Kasper, *Silicon quantum integrated circuits: Silicon -germanium heterostructure devices*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2010.
- [3] G. E. Moore, *Cramming More Components onto Integrated Circuits*. *Electronics Magazine*, 38, 114–117, 1965.
- [4] “Logic Technology - Taiwan Semiconductor Manufacturing Company Limited,” 5/10/2022, https://www.tsmc.com/english/dedicatedFoundry/technology/logic/l_3nm.
- [5] S. Sugahara and J. Nitta, “Spin-Transistor Electronics: An Overview and Outlook,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 98, no. 12, pp. 2124–2154, 2010.
- [6] R. Jansen, “Silicon spintronics,” *Nature Materials*, vol. 11, no. 5, pp. 400–408, 2012.
- [7] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, “Spintronics: Fundamentals and applications,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 76, no. 2, pp. 323–410, 2004.
- [8] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman et al., “Spintronics: a spin-based electronics vision for the future,” *Science (New York, N.Y.)*, vol. 294, no. 5546, pp. 1488–1495, 2001.
- [9] Baibich, Broto, Fert et al., “Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices,” *Physical Review Letters*, vol. 61, no. 21, pp. 2472–2475, 1988.
- [10] Binasch, Grünberg, Saurenbach et al., “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange,” *Physical Review. B, Condensed Matter*, vol. 39, no. 7, pp. 4828–4830, 1989.
- [11] S. M. Thompson, “The discovery, development and future of GMR: The Nobel Prize 2007,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 41, no. 9, p. 93001, 2008.
- [12] S. Datta and B. Das, “Electronic analog of the electro-optic modulator,” *Applied Physics Letters*, vol. 56, no. 7, pp. 665–667, 1990.

A Anhang

Literaturverzeichnis

- [13] S. Sugahara and M. Tanaka, "A spin metal–oxide–semiconductor field-effect transistor using half-metallic-ferromagnet contacts for the source and drain," *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 13, pp. 2307–2309, 2004.
- [14] J. Fabian, I. Žutić, and S. Das Sarma, "Magnetic bipolar transistor," *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 1, pp. 85–87, 2004.
- [15] D. M. Gvozdić, U. Ekenberg, and L. Thylén, "Comparison of Performance of n- and p-Type Spin Transistors With Conventional Transistors," *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, vol. 18, no. 3, pp. 349–356, 2006.
- [16] J. Schliemann, J. C. Egues, and D. Loss, "Nonballistic spin-field-effect transistor," *Physical Review Letters*, vol. 90, no. 14, p. 146801, 2003.
- [17] J. Wan, M. Cahay, and S. Bandyopadhyay, "Proposal for a dual-gate spin field effect transistor: A device with very small switching voltage and a large ON to OFF conductance ratio," *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, vol. 40, no. 8, pp. 2659–2663, 2008.
- [18] S. Sugahara, "Spin metal-oxide-semiconductor field-effect transistors (spin MOSFETs) for integrated spin electronics," *IEE Proceedings - Circuits, Devices and Systems*, vol. 152, no. 4, p. 355, 2005.
- [19] S. Sugahara, "Perspective on field-effect spin-transistors," *Physica Status Solidi c*, vol. 3, no. 12, pp. 4405–4413, 2006.
- [20] J. Fabian and I. Žutić, "Spin-polarized current amplification and spin injection in magnetic bipolar transistors," *Physical Review B*, vol. 69, no. 11, 2004.
- [21] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, "Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers," *Journal of Physics C: Solid State Physics*, vol. 17, no. 33, pp. 6039–6045, 1984.
- [22] Lommer, Malcher, and Rossler, "Spin splitting in semiconductor heterostructures for B–0," *Physical Review Letters*, vol. 60, no. 8, pp. 728–731, 1988.
- [23] Das, Miller, Datta et al., "Evidence for spin splitting in InxGa," *Physical Review B, Condensed Matter*, vol. 39, no. 2, pp. 1411–1414, 1989.

- [24] Luo, Munekata, Fang et al., “Effects of inversion asymmetry on electron energy band structures in GaSb/InAs/GaSb quantum wells,” *Physical Review. B, Condensed Matter*, vol. 41, no. 11, pp. 7685–7693, 1990.
- [25] S. Bandyopadhyay and M. Cahay, “Reexamination of some spintronic field-effect device concepts,” *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 8, pp. 1433–1435, 2004.
- [26] K. C. Hall and M. E. Flatté, “Performance of a spin-based insulated gate field effect transistor,” *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 16, p. 162503, 2006.
- [27] D. E. Nikonov, G. I. Bourianoff, and P. A. Gargini, “Power Dissipation in Spintronic Devices Out of Thermodynamic Equilibrium,” *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, vol. 19, no. 6, pp. 497–513, 2007.
- [28] D. D. Awschalom and M. E. Flatté, “Challenges for semiconductor spintronics,” *Nature Physics*, vol. 3, no. 3, pp. 153–159, 2007.
- [29] H. C. Koo, J. H. Kwon, J. Eom et al., “Control of spin precession in a spin-injected field effect transistor,” *Science (New York, N.Y.)*, vol. 325, no. 5947, pp. 1515–1518, 2009.
- [30] H. C. Koo, H. Yi, J.-B. Ko et al., “Electrical spin injection and detection in an InAs quantum well,” *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 2, p. 22101, 2007.
- [31] J. Chang, H. Cheol Koo, J. Eom et al., “Injection, detection and gate voltage control of spins in the spin field effect transistor,” *Journal of Applied Physics*, vol. 109, no. 10, p. 102405, 2011.
- [32] H. C. Koo, J. H. Kwon, J. Eom et al., “Gate modulation of spin precession in a semiconductor channel,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 44, no. 6, p. 64006, 2011.
- [33] M. Oltcher, M. Ciorga, M. Utz et al., “Electrical spin injection into high mobility 2D systems,” *Physical Review Letters*, vol. 113, no. 23, p. 236602, 2014.
- [34] M. Ciorga, “Electrical spin injection and detection in high mobility 2DEG systems,” *Journal of Physics. Condensed Matter: an Institute of Physics Journal*, vol. 28, no. 45, p. 453003, 2016.
- [35] L.-T. Chang, I. A. Fischer, J. Tang et al., “Electrical detection of spin transport in Si two-dimensional electron gas systems,” *Nanotechnology*, vol. 27, no. 36, p. 365701, 2016.

A Anhang

Literaturverzeichnis

- [36] C. Morrison and M. Myronov, “Strained germanium for applications in spintronics,” *Physica Status Solidi (a)*, vol. 213, no. 11, pp. 2809–2819, 2016.
- [37] G. Scappucci, C. Kloeffel, F. A. Zwanenburg et al., “The germanium quantum information route,” *Nature Reviews Materials*, vol. 6, no. 10, pp. 926–943, 2021.
- [38] M. Failla, J. Keller, G. Scalari et al., “Terahertz quantum Hall effect for spin-split heavy-hole gases in strained Ge quantum wells,” *New Journal of Physics*, vol. 18, no. 11, p. 113036, 2016.
- [39] M. Failla, M. Myronov, C. Morrison et al., “Narrow heavy-hole cyclotron resonances split by the cubic Rashba spin-orbit interaction in strained germanium quantum wells,” *Physical Review B*, vol. 92, no. 4, 2015.
- [40] C. Morrison, J. Foronda, P. Wiśniewski et al., “Evidence of strong spin–orbit interaction in strained epitaxial germanium,” *Thin Solid Films*, vol. 602, pp. 84–89, 2016.
- [41] C. Morrison, P. Wiśniewski, S. D. Rhead et al., “Observation of Rashba zero-field spin splitting in a strained germanium 2D hole gas,” *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 18, p. 182401, 2014.
- [42] J. Foronda, C. Morrison, J. E. Halpin et al., “Weak antilocalization of high mobility holes in a strained germanium quantum well heterostructure,” *Journal of Physics. Condensed Matter : an Institute of Physics Journal*, vol. 27, no. 2, p. 22201, 2015.
- [43] R. Moriya, K. Sawano, Y. Hoshi et al., “Cubic Rashba spin-orbit interaction of a two-dimensional hole gas in a strained-Ge/SiGe quantum well,” *Physical Review Letters*, vol. 113, no. 8, p. 86601, 2014.
- [44] C.-T. Chou, N. T. Jacobson, J. E. Moussa et al., “Weak anti-localization of two-dimensional holes in germanium beyond the diffusive regime,” *Nanoscale*, vol. 10, no. 44, pp. 20559–20564, 2018.
- [45] R. People, J. C. Bean, D. V. Lang et al., “Modulation doping in Ge_xSi_{1-x}/Si strained layer heterostructures,” *Applied Physics Letters*, vol. 45, no. 11, pp. 1231–1233, 1984.
- [46] E. Basaran, R. A. Kubiak, T. E. Whall et al., “Very high two-dimensional hole gas mobilities in strained silicon germanium,” *Applied Physics Letters*, vol. 64, no. 25, pp. 3470–3472, 1994.

- [47] D. J. Paul, N. Griffin, D. D. Arnone et al., “Low temperature characterization of modulation doped SiGe grown on bonded silicon-on-insulator,” *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 18, pp. 2704–2706, 1996.
- [48] Y. H. Xie, D. Monroe, E. A. Fitzgerald et al., “Very high mobility two-dimensional hole gas in Si/Ge_xSi_{1-x}/Ge structures grown by molecular beam epitaxy,” *Applied Physics Letters*, vol. 63, no. 16, pp. 2263–2264, 1993.
- [49] S. Madhavi, V. Venkataraman, and Y. H. Xie, “High room-temperature hole mobility in Ge_{0.7}Si_{0.3}/Ge/Ge_{0.7}Si_{0.3} modulation-doped heterostructures,” *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 4, pp. 2497–2499, 2001.
- [50] M. Myronov, T. Irisawa, O. A. Mironov et al., “Extremely high room-temperature two-dimensional hole gas mobility in Ge/Si_{0.33}Ge_{0.67}/Si(001) p-type modulation-doped heterostructures,” *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 17, pp. 3117–3119, 2002.
- [51] H. v. Känel, M. Kummer, G. Isella et al., “Very high hole mobilities in modulation-doped Ge quantum wells grown by low-energy plasma enhanced chemical vapor deposition,” *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 16, pp. 2922–2924, 2002.
- [52] B. Rössner, D. Chrastina, G. Isella et al., “Scattering mechanisms in high-mobility strained Ge channels,” *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 16, pp. 3058–3060, 2004.
- [53] A. Dobbie, M. Myronov, R. J. H. Morris et al., “Ultra-high hole mobility exceeding one million in a strained germanium quantum well,” *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 17, p. 172108, 2012.
- [54] Q. Shi, M. A. Zudov, C. Morrison et al., “Spinless composite fermions in an ultrahigh-quality strained Ge quantum well,” *Physical Review B*, vol. 91, no. 24, 2015.
- [55] M. Myronov, C. Morrison, J. Halpin et al., “Revealing high room and low temperatures mobilities of 2D holes in a strained Ge quantum well heterostructures grown on a standard Si(001) substrate,” *Solid-State Electronics*, vol. 110, pp. 35–39, 2015.
- [56] M. Failla, J. Keller, G. Scalari et al., “Terahertz quantum Hall effect for spin-split heavy-hole gases in strained Ge quantum wells,” *New Journal of Physics*, vol. 18, no. 11, p. 113036, 2016.
- [57] M. I. Dyakonov, *Spin Physics in Semiconductors*, Springer International Publishing, Cham, 2017.

A Anhang

Literaturverzeichnis

- [58] R. Winkler, *Spin orbit coupling effects in two-dimensional electron and hole systems: With 26 tables*, Springer, Berlin [u.a.], 2003.
- [59] Damen, Via, Cunningham et al., “Subpicosecond spin relaxation dynamics of excitons and free carriers in GaAs quantum wells,” *Physical Review Letters*, vol. 67, no. 24, pp. 3432–3435, 1991.
- [60] P. Roussignol, R. Ferreira, C. Delalande et al., “Hole spin relaxation in a n-doped quantum well structure,” *Surface Science*, vol. 305, 1-3, pp. 263–266, 1994.
- [61] C. Morrison and M. Myronov, “Electronic transport anisotropy of 2D carriers in biaxial compressive strained germanium,” *Applied Physics Letters*, vol. 111, no. 19, p. 192103, 2017.
- [62] K.-R. Jeon, B.-C. Min, Y.-H. Jo et al., “Electrical spin injection and accumulation in CoFe/MgO/Ge contacts at room temperature,” *Physical Review B*, vol. 84, no. 16, 2011.
- [63] A. T. Hanbicki, S.-F. Cheng, R. Goswami et al., “Electrical injection and detection of spin accumulation in Ge at room temperature,” *Solid State Communications*, vol. 152, no. 4, pp. 244–248, 2012.
- [64] A. Spiesser, H. Saito, R. Jansen et al., “Large spin accumulation voltages in epitaxial Mn₅Ge₃ contacts on Ge without an oxide tunnel barrier,” *Physical Review B*, vol. 90, no. 20, 2014.
- [65] I. A. Fischer, L.-T. Chang, C. Sürgers et al., “Hanle-effect measurements of spin injection from Mn₅Ge₃C_{0.8}/Al₂O₃-contacts into degenerately doped Ge channels on Si,” *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 22, p. 222408, 2014.
- [66] Y. Zhou, W. Han, L.-T. Chang et al., “Electrical spin injection and transport in germanium,” *Physical Review B*, vol. 84, no. 12, 2011.
- [67] K. Kasahara, Y. Fujita, S. Yamada et al., “Greatly enhanced generation efficiency of pure spin currents in Ge using Heusler compound Co₂FeSi electrodes,” *Applied Physics Express*, vol. 7, no. 3, p. 33002, 2014.
- [68] L.-T. Chang, W. Han, Y. Zhou et al., “Comparison of spin lifetimes in n-Ge characterized between three-terminal and four-terminal nonlocal Hanle measurements,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 28, no. 1, p. 15018, 2013.

- [69] S. Bechler, M. Kern, H. S. Funk et al., “Formation of Mn₅Ge₃ by thermal annealing of evaporated Mn on doped Ge on Si(111),” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 33, no. 9, p. 95008, 2018.
- [70] H. S. Funk, M. Kern, D. Weißhaupt et al., “Composition and magnetic properties of thin films grown by interdiffusion of Mn and Sn-Rich, Ge lattice matched Si_xGe_{1-x-y}Sn_y layers,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 546, p. 168731, 2022.
- [71] H. S. Funk, M. Kern, D. Weisshaupt et al., “Magnetic Characterization of a Mn Based Ferromagnet on Si_xGe_(1-x-y)Sn_y with High Sn Content,” *ECS Transactions*, vol. 93, no. 1, pp. 101–104, 2019.
- [72] S. Bechler, “Spininjektion und Spintransport in Germanium,” Universität Stuttgart, 2020.
- [73] I. A. Fischer, J. Gebauer, E. Rolseth et al., “Ferromagnetic Mn₅Ge₃C_{0.8} contacts on Ge: work function and specific contact resistivity,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 28, no. 12, p. 125002, 2013.
- [74] Y. Xie, Y. Yuan, M. Wang et al., “Epitaxial Mn₅Ge₃ (100) layer on Ge (100) substrates obtained by flash lamp annealing,” *Applied Physics Letters*, vol. 113, no. 22, p. 222401, 2018.
- [75] P. Drude, “Zur Elektronentheorie der Metalle,” *Annalen der Physik*, vol. 306, no. 3, pp. 566–613, 1900.
- [76] S. Hunklinger, *Festkörperphysik*, De Gruyter Oldenbourg, München, 2014.
- [77] H. Ibach and H. Lüth, *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen ; mit 18 Tafeln und 104 Übungen*, Springer, Berlin, Heidelberg, 2009.
- [78] L. J. van der PAUW, “A METHOD OF MEASURING SPECIFIC RESISTIVITY AND HALL EFFECT OF DISCS OF ARBITRARY SHAPE,” in *Semiconductor Devices: Pioneering Papers*, pp. 174–182, WORLD SCIENTIFIC, 1991.
- [79] A. A. Ramadan, R. D. Gould, and A. Ashour, “On the Van der Pauw method of resistivity measurements,” *Thin Solid Films*, vol. 239, no. 2, pp. 272–275, 1994.

A Anhang

Literaturverzeichnis

- [80] J. J. Harris, K. J. Lee, T. Wang et al., “Relationship between classical and quantum lifetimes in AlGa_N/Ga_N heterostructures,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 16, no. 5, pp. 402–405, 2001.
- [81] H. Linke, P. Omling, P. Ramvall et al., “Application of microwave detection of the Shubnikov–de Haas effect in two-dimensional systems,” *Journal of Applied Physics*, vol. 73, no. 11, pp. 7533–7542, 1993.
- [82] M. Virgilio and G. Grosso, “Type-I alignment and direct fundamental gap in SiGe based heterostructures,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 18, no. 3, pp. 1021–1031, 2006.
- [83] A. Sammak, D. Sabbagh, N. W. Hendrickx et al., “Shallow and Undoped Germanium Quantum Wells: A Playground for Spin and Hybrid Quantum Technology,” *Advanced Functional Materials*, vol. 29, no. 14, p. 1807613, 2019.
- [84] Rieger and Vogl, “Electronic-band parameters in strained Si_{1-x}Ge_x alloys on Si_{1-y}Ge_y substrates,” *Physical Review. B, Condensed Matter*, vol. 48, no. 19, pp. 14276–14287, 1993.
- [85] M. Oehme, E. Kasper, D. Weißhaupt et al., “Two-dimensional hole gases in SiGeSn alloys,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 37, no. 5, p. 55009, 2022.
- [86] J. Kouvetakis, J. Menendez, and A. Chizmeshya, “TIN-BASED GROUP IV SEMICONDUCTORS: New Platforms for Opto- and Microelectronics on Silicon,” *Annual Review of Materials Research*, vol. 36, no. 1, pp. 497–554, 2006.
- [87] F. Schäffler, “High-mobility Si and Ge structures,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 12, no. 12, pp. 1515–1549, 1997.
- [88] H. L. Störmer, R. Dingle, A. C. Gossard et al., “Two-dimensional electron gas at differentially doped GaAs–Al_xGa_{1-x}As heterojunction interface,” *Journal of Vacuum Science and Technology*, vol. 16, no. 5, pp. 1517–1519, 1979.
- [89] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard et al., “Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices,” *Applied Physics Letters*, vol. 33, no. 7, pp. 665–667, 1978.

- [90] K. Ploog, "Delta- (δ -) doping in MBE-grown GaAs: Concept and device application," *Journal of Crystal Growth*, vol. 81, 1-4, pp. 304–313, 1987.
- [91] T. Ihn, *Semiconductor Nanostructures: Quantum states and electronic transport*, Oxford University Press, Oxford, New York, 2010.
- [92] T. Schäpers, *Semiconductor Spintronics*, De Gruyter, Erscheinungsort nicht ermittelbar, 2016.
- [93] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp et al., "Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor," *Physical Review B*, vol. 62, no. 8, R4790-R4793, 2000.
- [94] Barnas, Fuss, Camley et al., "Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures: Theory and experiment," *Physical Review. B, Condensed Matter*, vol. 42, no. 13, pp. 8110–8120, 1990.
- [95] P. Grünberg, "Exchange anisotropy, interlayer exchange coupling and GMR in research and application," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 91, 1-2, pp. 153–160, 2001.
- [96] L.-T. Chang, "Electrical Detection of Spin Transport in Silicon Two-Dimensional Electron Gas Systems," 2015.
- [97] M. Kern, "Integration of molecular quantum bits with semiconductor spintronics," Universität Stuttgart, 2022.
- [98] J. Tang, C.-Y. Wang, L.-T. Chang et al., "Electrical spin injection and detection in Mn₅Ge₃/Ge/Mn₅Ge₃ nanowire transistors," *Nano Letters*, vol. 13, no. 9, pp. 4036–4043, 2013.
- [99] R. J. Elliott, "Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors," *Physical Review*, vol. 96, no. 2, pp. 266–279, 1954.
- [100] Y. Yafet, "g Factors and Spin-Lattice Relaxation of Conduction Electrons," *Solid State Physics*, vol. 14, pp. 1–98, 1963.
- [101] M. I. D'yakanov, V. A. Marushchak, V.I. Perel' et al., "The effect of strain on the spin relaxation of conduction electrons in III-V semiconductors," *Sov. Phys. JETP* 63 (3), 1986.

A Anhang

Literaturverzeichnis

- [102] G. L. Bir, A. G. Aronov, and G. E. Pikus, “Spin relaxation of electrons due to scattering by holes,” *Sov. Phys. JETP*, Vol. 42, No.4, 1975.
- [103] A. G. Aronov, G. E. Pikus, and A. N. Titkov, “Spin relaxation of conduction electrons in p-type III-V compounds,” *Sov. Phys. JETP* 57 (3), 1983.
- [104] D. C. Streit and F. G. Allen, “Thermal and Si-beam assisted desorption of SiO₂ from silicon in ultrahigh vacuum,” *Journal of Applied Physics*, vol. 61, no. 8, pp. 2894–2897, 1987.
- [105] E. Sigle, D. Weißhaupt, M. Oehme, H. S. Funk, D. Schwarz, F. Berkmann and J. Schulze, “Strained Ge Channels with High Hole Mobility Grown on Si Substrates by Molecular Beam Epitaxy,” *44th International Convention on Information, Communication and Electronic Technology (MIPRO)*, 2021.
- [106] G. Isella, D. Chrastina, B. Rössner et al., “Low-energy plasma-enhanced chemical vapor deposition for strained Si and Ge heterostructures and devices,” *Solid-State Electronics*, vol. 48, no. 8, pp. 1317–1323, 2004.
- [107] M. Myronov, D. R. Leadley, and Y. Shiraki, “High mobility holes in a strained Ge quantum well grown on a thin and relaxed Si_{0.4}Ge_{0.6}/LT-Si_{0.4}Ge_{0.6}/Si(001) virtual substrate,” *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 9, p. 92108, 2009.
- [108] M. Lodari, A. Tosato, D. Sabbagh et al., “Light effective hole mass in undoped Ge/SiGe quantum wells,” *Physical Review B*, vol. 100, no. 4, 2019.
- [109] H. von Känel, D. Chrastina, B. Rössner et al., “High mobility SiGe heterostructures fabricated by low-energy plasma-enhanced chemical vapor deposition,” *Microelectronic Engineering*, vol. 76, 1-4, pp. 279–284, 2004.
- [110] T. Irisawa, M. Myronov, O. A. Mironov et al., “Hole density dependence of effective mass, mobility and transport time in strained Ge channel modulation-doped heterostructures,” *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 9, pp. 1425–1427, 2003.
- [111] B. Rössner, H. v. Känel, D. Chrastina et al., “2-D hole gas with two-subband occupation in a strained Ge channel: Scattering mechanisms,” *Thin Solid Films*, vol. 508, 1-2, pp. 351–354, 2006.

- [112] L. A. Ponomarenko, D. de Lang, A. de Visser et al., “The effect of carrier density gradients on magnetotransport data measured in Hall bar geometry,” *Solid State Communications*, vol. 130, no. 10, pp. 705–710, 2004.
- [113] M. A. Khan, J. N. Kuznia, J. M. van Hove et al., “Observation of a two-dimensional electron gas in low pressure metalorganic chemical vapor deposited GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunctions,” *Applied Physics Letters*, vol. 60, no. 24, pp. 3027–3029, 1992.
- [114] F. Scholz, P. Wiedemann, U. Nerz et al., “InP, GaInAs and quantum well structures grown by adduct MOVPE,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 77, 1-3, pp. 564–570, 1986.
- [115] B. Rößner, G. Isella, and H. v. Känel, “Effective mass in remotely doped Ge quantum wells,” *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 5, pp. 754–756, 2003.
- [116] D. Weißhaupt, H. S. Funk, M. Kern et al., “Weak localization and weak antilocalization in doped Ge_{1-y}Sn_y layers with up to 8% Sn,” *Journal of physics. Condensed Matter : an Institute of Physics Journal*, vol. 33, no. 8, p. 85703, 2021.
- [117] P. J. Newton, R. Mansell, S. N. Holmes et al., “Weak localization and weak antilocalization in doped germanium epilayers,” *Applied Physics Letters*, vol. 110, no. 6, p. 62101, 2017.
- [118] F. Rortais, S. Oyarzún, F. Bottegoni et al., “Spin transport in p-type germanium,” *Journal of physics. Condensed Matter : an Institute of Physics Journal*, vol. 28, no. 16, p. 165801, 2016.
- [119] D. Monroe, “Comparison of mobility-limiting mechanisms in high-mobility Si_{1-x}Gex heterostructures,” *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 11, no. 4, p. 1731, 1993.
- [120] C. Sürgers, K. Potzger, T. Strache et al., “Magnetic order by C-ion implantation into Mn₅Si₃ and Mn₅Ge₃ and its lateral modification,” *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 6, p. 62503, 2008.
- [121] R. P. Panguluri, C. Zeng, H. H. Weitering et al., “Spin polarization and electronic structure of ferromagnetic Mn₅Ge₃ epilayers,” *Physica Status Solidi (b)*, vol. 242, no. 8, R67-R69, 2005.
- [122] L.-A. Michez, A. Spiesser, M. Petit et al., “Magnetic reversal in Mn₅Ge₃ thin films: an extensive study,” *Journal of physics. Condensed Matter : an Institute of Physics Journal*, vol. 27, no. 26, p. 266001, 2015.

A Anhang

Literaturverzeichnis

- [123] G. Kappel, G. Fischer, and A. Jaéglé, “Magnetic investigation of the system Mn_5Ge_3 – Mn_5Si_3 ,” *Physica Status Solidi (a)*, vol. 34, no. 2, pp. 691–696, 1976.
- [124] C. Zeng, S. C. Erwin, L. C. Feldman et al., “Epitaxial ferromagnetic Mn_5Ge_3 on Ge(111),” *Applied Physics Letters*, vol. 83, no. 24, pp. 5002–5004, 2003.
- [125] R. Ciszewski, “Magnetic Structure of the Mn_5Ge_3 Alloy,” *Physica Status Solidi (b)*, vol. 3, no. 11, pp. 1999–2004, 1963.
- [126] E. Arras, D. Caliste, T. Deutsch et al., “Phase diagram, structure, and magnetic properties of the Ge-Mn system: A first-principles study,” *Physical Review B*, vol. 83, no. 17, 2011.
- [127] N. Yamada, K. Maeda, Y. Usami et al., “Magnetic Properties of Intermetallic Compound $\text{Mn}_{11}\text{Ge}_8$,” *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 55, no. 11, pp. 3721–3724, 1986.
- [128] Y. Xie, M. Birowska, H. S. Funk et al., “Tuning of Curie temperature in Mn_5Ge_3 films,” *Journal of Applied Physics*, vol. 131, no. 10, p. 105102, 2022.
- [129] B. Gopalakrishnan, C. Sürgers, R. Montbrun et al., “Electronic transport in magnetically ordered $\text{Mn}_5\text{Si}_3\text{C}_x$ films,” *Physical Review B*, vol. 77, no. 10, 2008.
- [130] S. Sankar, R. S. Beach, and A. E. Berkowitz, “Exchange-biasing asymmetric spin valves using a pulsed current,” *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 2, pp. 250–252, 1999.
- [131] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, “New Magnetic Anisotropy,” *Physical Review*, vol. 102, no. 5, pp. 1413–1414, 1956.
- [132] R. W. Cross, Y. K. Kim, J. O. Oti et al., “Magnetostatic effects in giant magnetoresistive spin-valve devices,” *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 25, pp. 3935–3937, 1996.
- [133] M. Yamada, T. Naito, M. Tsukahara et al., “Observation of local magnetoresistance signals in a SiGe-based lateral spin-valve device,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 33, no. 11, p. 114009, 2018.
- [134] J. Tang, C.-Y. Wang, M.-H. Hung et al., “Ferromagnetic germanide in Ge nanowire transistors for spintronics application,” *ACS nano*, vol. 6, no. 6, pp. 5710–5717, 2012.

- [135] R. Jansen, A. Spiesser, H. Saito et al., “Nonlinear Electrical Spin Conversion in a Biased Ferromagnetic Tunnel Contact,” *Physical Review Applied*, vol. 10, no. 6, 2018.
- [136] E. Charbon, F. Sebastiano, A. Vladimirescu et al., “Cryo-CMOS for quantum computing,” in *2016 International Electron Devices Meeting: Technical digest*, 13.5.1-13.5.4, IEEE, Piscataway, NJ, 2016.
- [137] F. Arute, K. Arya, R. Babbush et al., “Quantum supremacy using a programmable superconducting processor,” *Nature*, vol. 574, no. 7779, pp. 505–510, 2019.
- [138] L. M. K. Vandersypen, H. Bluhm, J. S. Clarke et al., “Interfacing spin qubits in quantum dots and donors—hot, dense, and coherent,” *npj Quantum Information*, vol. 3, no. 1, 2017.
- [139] B. M. Terhal, “Quantum error correction for quantum memories,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 87, no. 2, pp. 307–346, 2015.
- [140] E. Cha, N. Wadefalk, G. Moschetti et al., “InP HEMT’s for Sub-mW Cryogenic Low-Noise Amplifiers,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 41, no. 7, pp. 1005–1008, 2020.
- [141] J. Grahn, E. Cha, A. Pourkabirian et al., “III-V HEMT’s for Cryogenic Low Noise Amplifiers,” in *2020 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, J. P. Strachan and K. Moselund, Eds., 25.6.1-25.6.4, IEEE, Piscataway, NJ, 2020.
- [142] C. B. Zota, T. Morf, P. Muller et al., “III-V-on-CMOS Devices and Circuits: Opportunities in Quantum Infrastructure,” in *2019 International Electron Devices Meeting: Technical digest*, 31.8.1-31.8.4, IEEE, Piscataway, NJ, 2019.
- [143] T. Irisawa, S. Tokumitsu, T. Hattori et al., “Ultrahigh room-temperature hole Hall and effective mobility in Si_{0.3}Ge_{0.7}/Ge/Si_{0.3}Ge_{0.7} heterostructures,” *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 5, pp. 847–849, 2002.
- [144] U. Konig and F. Schaffler, “p-type Ge-channel MODFET’s with high transconductance grown on Si substrates,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 14, no. 4, pp. 205–207, 1993.
- [145] R. Khosla, D. Schwarz, H. S. Funk et al., “High-quality remote plasma enhanced atomic layer deposition of aluminum oxide thin films for nanoelectronics applications,” *Solid-State Electronics*, vol. 185, p. 108027, 2021.

A Anhang

Literaturverzeichnis

- [146] R. Menozzi, G. A. Umana-Membreno, B. D. Nener et al., “Temperature-Dependent Characterization of AlGa_N/Ga_N HEMTs: Thermal and Source/Drain Resistances,” *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, vol. 8, no. 2, pp. 255–264, 2008.

B. Detaillierte Beschreibung der Prozesse zur Herstellung der Bauelemente

In den nachfolgenden Tabellen werden die detaillierten Abläufe zur Herstellung der Bauelemente aus Kapitel 3.2 ff. gegeben.

Tab. B.1: Detaillierte Auflistung des Prozesses zur Herstellung der Hall-Elemente nach Kapitel 3.2.1.

Aufgabe	Prozessschritt	Anlagen, Prozessparameter und Rezepte
<i>Kontaktierung des vergrabenen Ge 2DHGs</i>	Ge-Reinigung	<i>Reinigung</i> Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min <i>Spülen</i> Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min <i>Spülen</i> DI Wasser <i>Veraschung</i> Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
	HF-Dip	2,5-%-Lösung, Dauer: 10 s
	Lithografie (Umkehrlack)	<i>Passivierung</i> HCl-Dip, 12,5-%-Lösung, Dauer: 30 s <i>Haftvermittler</i> solarsemi QS V200 BM, HMDS-Monolage, Plattentemperatur: 110 °C <i>Lack</i> 5214 E, Rotation: 5000 U/min <i>Softbake</i> Temperatur: 118 °C, Dauer: 50 s <i>Belichtung</i> Süss Mask-Aligner MA6, Maske „Hallbar“, h-Linie, Dauer: 3,2 s <i>Reversal Bake</i> Temperatur: 128 °C, Dauer: 120 s <i>Flutbelichtung</i> Süss Mask-Aligner MA6, ohne Maske, h-Linie, Dauer: 23 s <i>Entwickler</i> AZ MIF 726, Dauer: 50 s
	Aufdampfen	<i>Reinigung</i> HCl-Dip, 12,5-%-Lösung, Dauer: 10 s <i>Aufdampfen</i> Elektronenstrahlverdampfer Balzers BA610, Rate: 2,5 nm/s, Druck: 10 ⁻⁶ mbar, mit Rotation, Al-Schichtdicke: 200 nm
	Lift-Off	<i>Strukturieren</i> Aceton im Ultraschallbad, Dauer: auf Sicht <i>Spülen</i> Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min <i>Spülen</i> DI Wasser

B Anhang

Detaillierte Beschreibung der Prozesse zur Herstellung der Bauelemente

	Kontaktformierung	Tempern Steag AST SHS 2000 RTP, N ₂ Gasfluss: 20 sccm, Temperatur: 250 °C, Dauer: 5 min
Strukturierung der Halbleiter- Heterostruktur	Ge-Reinigung	Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min Spülen DI Wasser Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
	Lithografie	Passivierung HCl-Dip, 12,5-%-Lösung, Dauer: 30 s Haftvermittler solarsemi QS V200 BM, HMDS-Monolage, Plattentemperatur: 110 °C Lack AZ MIR 701, Rotation: 6000 U/min Softbake Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s Belichtung Süss Mask-Aligner MA6, Maske „Hallbar“, i-Linie, Dauer: 5,2 s Post-Exposure Bake Temperatur: 128 °C, Dauer: 120 s Entwickler AZ MIF 726, Dauer: 65 s Oberflächenformierung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
	Trockenätzen	Ätzung Sentech SI591 RIE, Leistung: 60 W, DC-Bias: -90 V, Druck: 150 mTorr Gasfluss CF ₄ : 150 sccm, Ätztiefe: 200 nm
	Lackentfernung	Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 120 °C
	Ge-Reinigung	Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min Spülen DI Wasser Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s

Tab. B.2: Detaillierte Auflistung des Prozesses zur Herstellung der Mn₅Ge₃-Mikromagnete nach Kapitel 3.2.2.

Aufgabe	Prozessschritt	Anlagen, Prozessparameter und Rezepte
<i>Abscheidung</i> <i>Hartmaske</i>	Ge-Reinigung	Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min Spülen DI Wasser Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
	HF-Dip	2,5-%-Lösung, Dauer: 10 s
	SiO₂-Abscheidung	Abscheidung Oxford Instruments PE-CVD 100, Präkursor: TEOS, Abscheidetemperatur: 390 °C, Leistung: 55 W, Druck 265 mTorr, Schichtdicke 50 nm
<i>Strukturierung</i> <i>Hartmaske</i>	Ge-Reinigung	Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min Spülen DI Wasser Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
	Lithografie	Passivierung HCl-Dip, 12,5-%-Lösung, Dauer: 30 s Haftvermittler solarsemi QS V200 BM, HMDS-Monolage, Plattentemperatur: 110 °C Lack AZ MIR 701, Rotation: 6000 U/min Softbake Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s Belichtung Süss Mask-Aligner MA6, Maske „Mn ₅ Ge ₃ -Mikromagnete“, i-Linie, Dauer: 5,2 s Post-Exposure Bake Temperatur: 128 °C, Dauer: 120 s Entwickler AZ MIF 726, Dauer: 65 s Oberflächenformierung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
	Nass-chemisches Ätzen	BHF, Ätztiefe 50 nm (Dicke der Hartmaske)
	Lackentfernung	Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W,

B Anhang

Detaillierte Beschreibung der Prozesse zur Herstellung der Bauelemente

		Dauer: bis maximal 120 °C
<i>Rückätzen auf den Ge-QW</i>	Ge-Reinigung	<p>Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min</p> <p>Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min</p> <p>Spülen DI Wasser</p> <p>Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s</p>
	Trockenätzen	<p>Ätzung Sentech SI591 RIE, Leistung: 200 W, DC-Bias: -580 V, Druck: 10 mTorr Gasfluss Ar: 30 sccm, Ätztiefe: 72 nm</p> <p>Hinweis Kammer vor dem Prozess reinigen, dazu O₂-Plasma mit anschließendem Ar-Plasma zünden, für beide Prozesse gilt: Leistung: 600 W, Dauer: 30 min + 10 min, anschließend Kammer abkühlen lassen und oben genanntes Rezept konditionieren</p>
<i>Mn₅Ge₃-Kontakte</i>	HCl-Dip	<p>Reinigung und Passivierung HCl-Dip, 12,5%-Lösung, Dauer: 30 s</p>
	Wachstum Mn₅Ge₃	<p>Hinweis Alle nachfolgenden Schritte wurden in-situ in der folgenden Anlage durchgeführt: Elektronenstrahlverdampfer Balzers BA610</p> <p>Thermische Desorption Temperatur 100 °C, Dauer 30 min, anschließend abkühlen</p> <p>Aufdampfen Rate: 0,1 nm/s, Druck: <math>5 \cdot 10^{-7}</math> mbar, ohne Rotation, Mn-Schichtdicke: 8 nm</p> <p>Kontaktformierung Temperatur: 300 °C, Dauer: 10 min</p> <p>Verkapseln Rate: 1,0 nm/s, Druck: <math>5 \cdot 10^{-7}</math> mbar, ohne Rotation, Mn-Schichtdicke: 20 nm</p>

Tab. B.3: Detaillierte Auflistung des Prozesses zur Herstellung der Spin-Ventil Struktur nach Kapitel 3.2.3.

Aufgabe	Prozessschritt	Anlagen, Prozessparameter und Rezepte
<i>Strukturierung der Halbleiter-Heterostruktur</i>	Ge-Reinigung	Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min Spülen DI Wasser Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
	Lithografie	Passivierung HCl-Dip, 12,5%-Lösung, Dauer: 30 s Haftvermittler solarsemi QS V200 BM, HMDS-Monolage, Plattentemperatur: 110 °C Lack AZ MIR 701, Rotation: 6000 U/min Softbake Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s Belichtung Süss Mask-Aligner MA6, Maske „Spintronik 2.0 S0“, i-Linie, Dauer: 5,2 s Post-Exposure Bake Temperatur: 128 °C, Dauer: 120 s Entwickler AZ MIF 726, Dauer: 65 s Oberflächenformierung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
	Trockenätzen	Ätzung Sentech SI591 RIE, Leistung: 145 W, DC-Bias: -295 V, Druck: 38 mTorr Gasfluss CF ₄ : 30 sccm, Gasfluss Ar: 30 sccm, Ätztiefe: 200 nm
	Lackentfernung	Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 120 °C
	Ge-Reinigung	Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min Spülen DI Wasser Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
<i>Abscheidung Hartmaske</i>	HF-Dip	2,5%-Lösung, Dauer: 10 s

B Anhang

Detaillierte Beschreibung der Prozesse zur Herstellung der Bauelemente

	SiO₂-Abscheidung	Abscheidung Oxford Instruments PE-CVD 100, Präkursor: TEOS, Abscheidetemperatur: 390 °C, Leistung: 55 W, Druck 265 mTorr, Schichtdicke 50 nm
Strukturierung Hartmaske	Ge-Reinigung	Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min Spülen DI Wasser Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
	Lithografie	Passivierung HCl-Dip, 12,5-%-Lösung, Dauer: 30 s Haftvermittler solarsemi QS V200 BM, HMDS-Monolage, Plattentemperatur: 110 °C Lack AZ MIR 701, Rotation: 6000 U/min Softbake Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s Belichtung Süss Mask-Aligner MA6, Maske „Spintronik 2.0 S1“, i-Linie, Dauer: 5,2 s Post-Exposure Bake Temperatur: 128 °C, Dauer: 120 s Entwickler AZ MIF 726, Dauer: 65 s Oberflächenformierung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
	Nass-chemisches Ätzen	BHF, Ätztiefe 50 nm (Dicke der Hartmaske)
	Lackentfernung	Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 120 °C
	Ge-Reinigung	Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min Spülen DI Wasser Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
Rückätzen auf den Ge-QW	Trockenätzen	Ätzung Sentech SI591 RIE, Leistung: 200 W, DC-Bias: -580 V, Druck: 10 mTorr

		<p>Gasfluss Ar: 30 sccm, Ätztiefe: 72 nm</p> <p>Hinweis Kammer vor dem Prozess reinigen, dazu O₂-Plasma mit anschließendem Ar-Plasma zünden, für beide Prozesse gilt: Leistung: 600 W, Dauer: 30 min + 10 min, anschließend Kammer abkühlen lassen und oben genanntes Rezept konditionieren</p>
<i>Mn₅Ge₃-Kontakte</i>	HCl-Dip	<p>Reinigung und Passivierung HCl-Dip, 12,5%-Lösung, Dauer: 30 s</p>
	Wachstum Mn₅Ge₃	<p>Hinweis Alle nachfolgenden Schritte wurden in-situ in der folgenden Anlage durchgeführt: Elektronenstrahlverdampfer Balzers BA610</p> <p>Thermische Desorption Temperatur 100 °C, Dauer 30 min, anschließend abkühlen</p> <p>Aufdampfen Mn-Schichtdicke: 8 nm, Rate: 0,1 nm/s, Druck: <math>5 \cdot 10^{-7}</math> mbar, ohne Rotation</p> <p>Kontaktformierung Temperatur: 300 °C, Dauer: 10 min</p>
	Ge-Reinigung (ohne Veraschung)	<p>Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min</p> <p>Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min</p> <p>Spülen DI Wasser</p> <p>Hinweis Dieser Schritt entfernt das überschüssige Mn</p>
<i>Abscheidung und Strukturierung Metallisierung</i>	Lithografie (Umkehrlack, ohne HCl-Dip)	<p>Haftvermittler solarsemi QS V200 BM, HMDS-Monolage, Plattentemperatur: 110 °C</p> <p>Lack 5214 E, Rotation: 5000 U/min</p> <p>Softbake Temperatur: 118 °C, Dauer: 50 s</p> <p>Belichtung Süss Mask-Aligner MA6, Maske „Spintronik 2.0 S5“, h-Linie, Dauer: 3,2 s</p> <p>Reversal Bake Temperatur: 128 °C, Dauer: 120 s</p> <p>Flutbelichtung Süss Mask-Aligner MA6,</p>

B Anhang

Detaillierte Beschreibung der Prozesse zur Herstellung der Bauelemente

	ohne Maske, h-Linie, Dauer: 23 s <i>Entwickler</i> AZ MIF 726, Dauer: 50 s
Al-Abscheidung	<i>Aufdampfen</i> Elektronenstrahlverdampfer Balzers BA610, Rate: 2,5 nm/s, Druck: 10^{-6} mbar, ohne Rotation, Al-Schichtdicke: 200 nm <i>Drehen</i> der Probe um 180° <i>Aufdampfen</i> Elektronenstrahlverdampfer Balzers BA610, Rate: 2,5 nm/s, Druck: 10^{-6} mbar, ohne Rotation, Al-Schichtdicke: 200 nm
Lift-Off	<i>Strukturieren</i> Aceton im Ultraschallbad, Dauer: auf Sicht <i>Spülen</i> Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min <i>Spülen</i> DI Wasser
Ge-Reinigung (ohne Veraschung)	<i>Reinigung</i> Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min <i>Spülen</i> Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min <i>Spülen</i> DI Wasser

Tab. B.4: Detaillierte Auflistung des Prozesses zur Herstellung des Ge 2DHG basierten MODFETs mit Ti-Kontakten nach Kapitel 3.2.4.

Aufgabe	Prozessschritt	Anlagen, Prozessparameter und Rezepte
<i>Strukturierung der Halbleiter-Heterostruktur</i>	Ge-Reinigung	Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min Spülen DI Wasser Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
	Lithografie	Passivierung HCl-Dip, 12,5-%-Lösung, Dauer: 30 s Haftvermittler solarsemi QS V200 BM, HMDS-Monolage, Plattentemperatur: 110 °C Lack AZ MIR 701, Rotation: 6000 U/min Softbake Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s Belichtung Süss Mask-Aligner MA6, Maske „Spintronik 2.0 S0“, i-Linie, Dauer: 5,2 s Post-Exposure Bake Temperatur: 128 °C, Dauer: 120 s Entwickler AZ MIF 726, Dauer: 65 s Oberflächenformierung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
	Trockenätzen	Ätzung Sentech SI591 RIE, Leistung: 145 W, DC-Bias: -295 V, Druck: 38 mTorr Gasfluss CF ₄ : 30 sccm, Gasfluss Ar: 30 sccm, Ätztiefe: 200 nm
	Lackentfernung	Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 120 °C
	<i>Abscheidung Hartmaske</i>	Ge-Reinigung
HF-Dip		2,5-%-Lösung, Dauer: 10 s

B Anhang

Detaillierte Beschreibung der Prozesse zur Herstellung der Bauelemente

	Al₂O₃-Abscheidung	Abscheidung Plasma Electronic myplas ALD, Präkursor: TMA, Abscheidetemperatur: 250 °C, Schichtdicke 20 nm
	Ge-Reinigung (ohne Veraschung)	Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min Spülen DI Wasser
Strukturierung Hartmaske	Lithografie	Passivierung HCl-Dip, 12,5-%-Lösung, Dauer: 30 s Haftvermittler solarsemi QS V200 BM, HMDS-Monolage, Plattentemperatur: 110 °C Lack AZ MIR 701, Rotation: 6000 U/min Softbake Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s Belichtung Süss Mask-Aligner MA6, Maske „Spintronik 2.0 S1“, i-Linie, Dauer: 5,2 s Post-Exposure Bake Temperatur: 128 °C, Dauer: 120 s Entwickler AZ MIF 726, Dauer: 65 s Oberflächenformierung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
	Nass-chemisches Ätzen	85-%-Lösung H ₃ PO ₄ , Temperatur 40 °C, Ätztiefe 20 nm (Dicke der Hartmaske)
	Lackentfernung	Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 120 °C
		Ge-Reinigung Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min Spülen DI Wasser Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
Rückätzen auf den Ge-QW	Trockenätzen	Ätzung Sentech SI591 RIE, Leistung: 200 W, DC-Bias: -580 V, Druck: 10 mTorr Gasfluss Ar: 30 sccm, Ätztiefe: 72 nm

		<p>Hinweis Kammer vor dem Prozess reinigen, dazu O₂-Plasma mit anschließendem Ar-Plasma zünden, für beide Prozesse gilt: Leistung: 600 W, Dauer: 30 min + 10 min, anschließend Kammer abkühlen lassen und oben genanntes Rezept konditionieren</p>
	HCl-Dip	<p>Reinigung und Passivierung HCl-Dip, 12,5-%-Lösung, Dauer: 30 s</p>
	Ti-Abscheidung	<p>Aufdampfen Elektronenstrahlverdampfer Balzers BA610, Rate: 1,5 nm/s, Druck: 10⁻⁶ mbar, mit Rotation, Ti-Schichtdicke: 200 nm</p>
	Ge-Reinigung (ohne Veraschung)	<p>Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min Spülen DI Wasser</p>
Source-Drain-Kontakte	Lithografie	<p>Passivierung HCl-Dip, 12,5-%-Lösung, Dauer: 30 s Haftvermittler solarsemi QS V200 BM, HMDS-Monolage, Plattentemperatur: 110 °C Lack AZ MIR 701, Rotation: 6000 U/min Softbake Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s Belichtung Süss Mask-Aligner MA6, Maske „Spintronik 2.0 S2“, i-Linie, Dauer: 5,2 s Post-Exposure Bake Temperatur: 128 °C, Dauer: 120 s Entwickler AZ MIF 726, Dauer: 65 s Oberflächenformierung Plasma Electronic TePla 300, O₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s</p>
	Trockenätzen	<p>Ätzung STS Multiplex ICP-System Cl₂-Ätzschritt (Oxidentfernung) Dauer: 20 s, Kammerdruck: 2 mTorr, Gasfluss Cl₂: 20 sccm, Plattengeneratorleistung: 18 W, Spulengeneratorleistung: 600 W HBr-Ätzschritt (Ti-Ätzung) Ätztiefe: 200 nm, Kammerdruck: 10 mTorr, Gasfluss HBr: 20 sccm,</p>

B Anhang

Detaillierte Beschreibung der Prozesse zur Herstellung der Bauelemente

		Plattengeneratorleistung: 18 W, Spulengeneratorleistung: 800 W
Abscheidung Gate- Schichtstapel	Nass-chemisches Ätzen	85-%-Lösung H ₃ PO ₄ , Temperatur 40 °C, Ätztiefe 20 nm (Entfernung der Hartmaske)
	Lackentfernung	Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 120 °C
	Ge-Reinigung	Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min Spülen DI Wasser
		Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s
	HCl-Dip	Reinigung und Passivierung HCl-Dip, 12,5-%-Lösung, Dauer: 30 s
	Al₂O₃-Abscheidung	Abscheidung Plasma Electronic myplas ALD, Präkursor: TMA, Abscheidetemperatur: 250 °C, Schichtdicke 20 nm
Ti-Abscheidung	Sputtern Oxford System 400, Leistung: 1000 W, DC-Bias: -345 V, Druck: 10 mTorr Gasfluss Ar: 30 sccm, Ti-Schichtdicke: 400 nm	
Strukturierung Ti Gate	Lithografie	Passivierung HCl-Dip, 12,5-%-Lösung, Dauer: 30 s Haftvermittler solarsemi QS V200 BM, HMDS-Monolage, Plattentemperatur: 110 °C Lack AZ MIR 701, Rotation: 6000 U/min Softbake Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s Belichtung Süss Mask-Aligner MA6, Maske „Spintronik 2.0 S3“, i-Linie, Dauer: 5,2 s Post-Exposure Bake Temperatur: 128 °C, Dauer: 120 s Entwickler AZ MIF 726, Dauer: 65 s Oberflächenformierung Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s

	Trockenätzen	<p>Ätzung STS Multiplex ICP-System Cl₂-Ätzschritt (Oxidentfernung) Dauer: 20 s, Kammerdruck: 2 mTorr, Gasfluss Cl₂: 20 sccm, Plattengeneratorleistung: 18 W, Spulengeneratorleistung: 600 W HBr-Ätzschritt (Ti-Ätzung) Ätztiefe: 400 nm, Kammerdruck: 10 mTorr, Gasfluss HBr: 20 sccm, Plattengeneratorleistung: 18 W, Spulengeneratorleistung: 800 W</p>
	Lackentfernung	<p>Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 120 °C</p>
Abscheidung und Strukturierung Passivierung	Ge-Reinigung	<p>Reinigung Aceton im Ultraschallbad, Dauer: 8 min Spülen Isopropanol im Ultraschallbad, Dauer 3 min Spülen DI Wasser Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s</p>
	SiO₂-Abscheidung	<p>Abscheidung Oxford Instruments PE-CVD 100, Präkursor: TEOS, Abscheidetemperatur: 390 °C, Leistung: 55 W, Druck 265 mTorr, Schichtdicke 300 nm</p>
	Lithografie	<p>Passivierung HCl-Dip, 12,5%-Lösung, Dauer: 30 s Haftvermittler solarsemi QS V200 BM, HMDS-Monolage, Plattentemperatur: 110 °C Lack AZ MIR 701, Rotation: 6000 U/min Softbake Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s Belichtung Süss Mask-Aligner MA6, Maske „Spintronik 2.0 S4“, i-Linie, Dauer: 5,2 s Post-Exposure Bake Temperatur: 128 °C, Dauer: 120 s Entwickler AZ MIF 726, Dauer: 65 s Oberflächenformierung Plasma Electronic TePla 300, O₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s</p>

B Anhang

Detaillierte Beschreibung der Prozesse zur Herstellung der Bauelemente

	Trockenätzen	<p>Ätzung Sentech SI591 RIE, Leistung: 150 W, DC-Bias: -430 V, Druck: 38 mTorr Gasfluss CHF₃: 100 sccm, Ätztiefe: 300 nm</p> <p>Hinweis Die Al₂O₃ Schicht bzw. der Ti Gate-Finger dient als Ätzstopp</p>
	Lackentfernung	<p>Veraschung Plasma Electronic TePla 300, O₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 120 °C</p>
Abscheidung und Strukturierung Metallisierung	Nass-chemisches Ätzen	<p>85-%-Lösung H₃PO₄, Temperatur 40 °C, Ätztiefe 15 nm (Entfernung der Al₂O₃-Schicht)</p>
	Al-Abscheidung	<p>Sputtern Oxford System 400, Leistung: 4000 W, DC-Bias: -400 V, Druck: 10 mTorr Gasfluss Ar: 30 sccm, Al-Schichtdicke: 1200 nm</p>
	Lithografie (auf Al-Schicht)	<p>Lack AZ MIR 701, Rotation: 6000 U/min Softbake Temperatur: 90 °C, Dauer: 60 s Belichtung Süss Mask-Aligner MA6, Maske „Spintronik 2.0 S5“, i-Linie, Dauer: 5,2 s Post-Exposure Bake Temperatur: 128 °C, Dauer: 120 s Entwickler AZ MIF 726, Dauer: 65 s Oberflächenformierung Plasma Electronic TePla 300, O₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 300 W, Dauer: 20 s</p>
	Trockenätzen	<p>Ätzung STS Multiplex ICP-System Cl₂-Ätzschritt (Oxidentfernung) Dauer: 10 s, Kammerdruck: 2 mTorr, Gasfluss Cl₂: 20 sccm, Plattengeneratorleistung: 18 W, Spulengeneratorleistung: 600 W HBr-Ätzschritt (Al-Ätzung) Ätztiefe: 1200 nm, Kammerdruck: 10 mTorr, Gasfluss HBr: 20 sccm, Plattengeneratorleistung: 18 W, Spulengeneratorleistung: 800 W</p>

Lackentfernung	<i>Veraschung</i> Plasma Electronic TePla 300, O ₂ Gasfluss: 500 mL/min, Leistung: 1000 W, Dauer: bis maximal 120 °C
-----------------------	---

B Anhang

Detaillierte Beschreibung der Prozesse zur Herstellung der Bauelemente



C. Herstellung von Ge 2DHG basierten Spin-MODFETs mit ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakten

Der grundlegende Ablauf zur Herstellung der Ge 2DHG basierten Spin-MODFETs folgt der in Kapitel 3.2.4 beschriebenen Prozesssequenz zur Herstellung von klassischen MODFETs mit Ti Source-Drain-Kontakten. Der Spin-MODFET entsteht durch die Verwendung von ferromagnetischen Source-Drain-Kontakten, hier Mn_5Ge_3 , d. h. der Herstellungsprozess unterscheidet sich in den dazugehörigen Prozessschritten:

Nach dem Rückätzen auf den Ge-QW werden die ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakte, wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben, direkt in den Ge-QW gewachsen. Das überschüssige Mn wird wieder mit einer Ge-Reinigung entfernt. Die so gebildeten Mn_5Ge_3 -Kontakte werden in-situ in der Aufdampfanlage mit einer $d = 200$ nm dicken Ti-Schicht verkapselt. Anstelle der Ti-Schicht wird das Ge 2DHG durch die Mn_5Ge_3 -Schicht elektrisch kontaktiert. Die sich anschließenden Schritte erfolgen wieder analog zum klassischen MODFET. Abb. C.1 skizziert den schematischen Herstellungsprozess des Ge 2DHG basierten Spin-MODFETs mit Mn_5Ge_3 ferromagnetischen Kontakten.

C Anhang

Herstellung von Ge 2DHG basierten Spin-MODFET's mit Mn_5Ge_3 -Kontakten

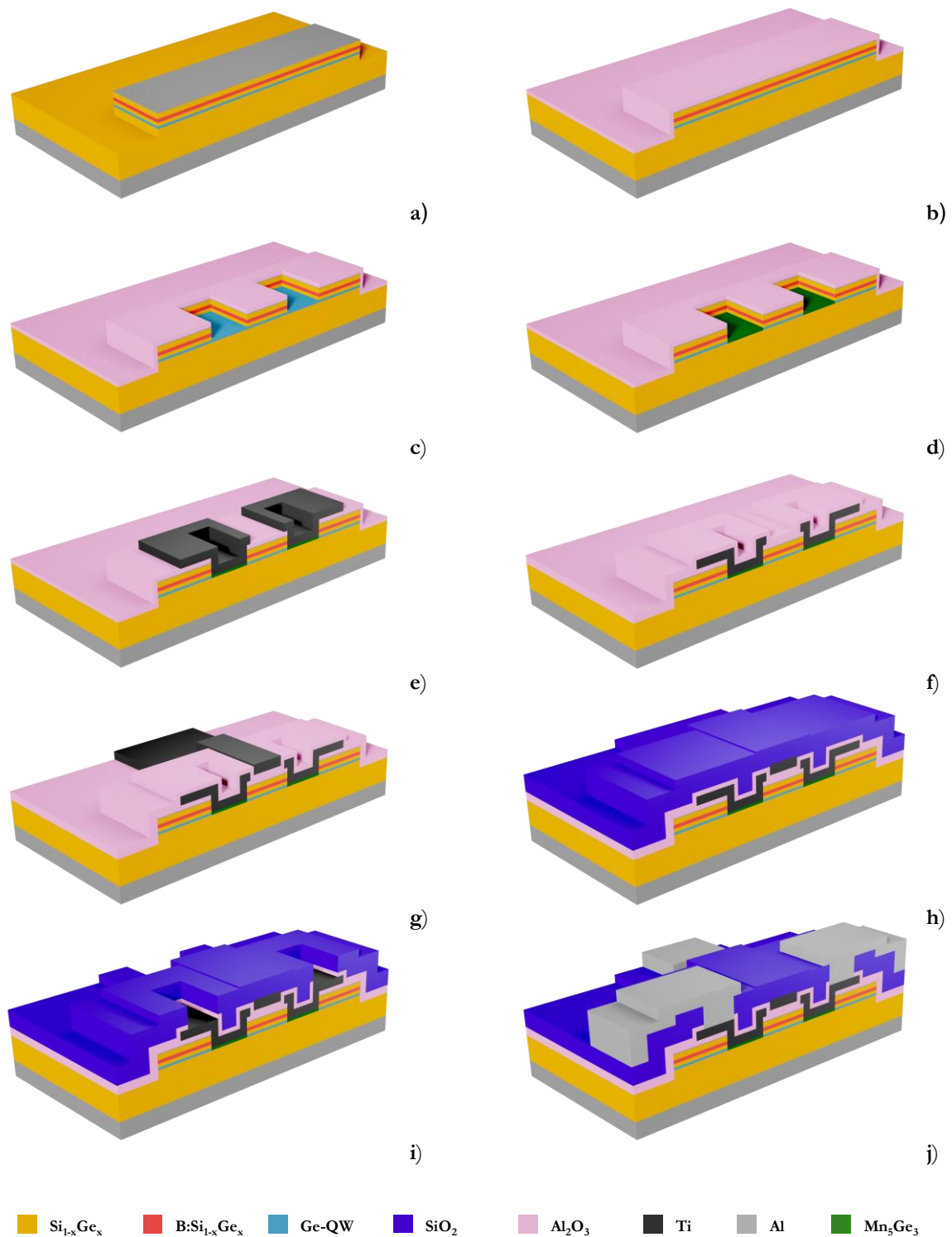


Abb. C.1: Schematischer Herstellungsprozess eines Spin-MODFETs: a) Strukturierung Mesa, b) Abscheidung Al_2O_3 -Hartmaske, c) Rückätzen auf den Ge-QW, d) Wachstum Mn_5Ge_3 -Kontakte, e) Ti Verkapelung, f) Abscheidung Al_2O_3 GOX, g) Strukturierung Ti Gate, h) Abscheidung SiO_2 Passivierung, i), Öffnen Oxid-Fenster und j) Al-Metallisierung.

D. XRD- und AFM-Analysen der untersuchten Proben

Abb. D.1 und Abb. D.2 zeigen die jeweiligen RSM-Messungen im $(-2-24)$ Bragg-Reflex der restlichen Proben der beiden Serien auf der (100) Kristallorientierung. Abb. D.3 zeigt das zugehörige XRD $\theta - 2\theta$ Diagramm der Probe *Sample_111* auf der (111) Kristallorientierung. Abb. D.4 und Abb. D.5 zeigen die jeweiligen AFM-Messungen der restlichen Proben der beiden Serien (Bildgröße $A = (20 \times 20) \mu\text{m}^2$).

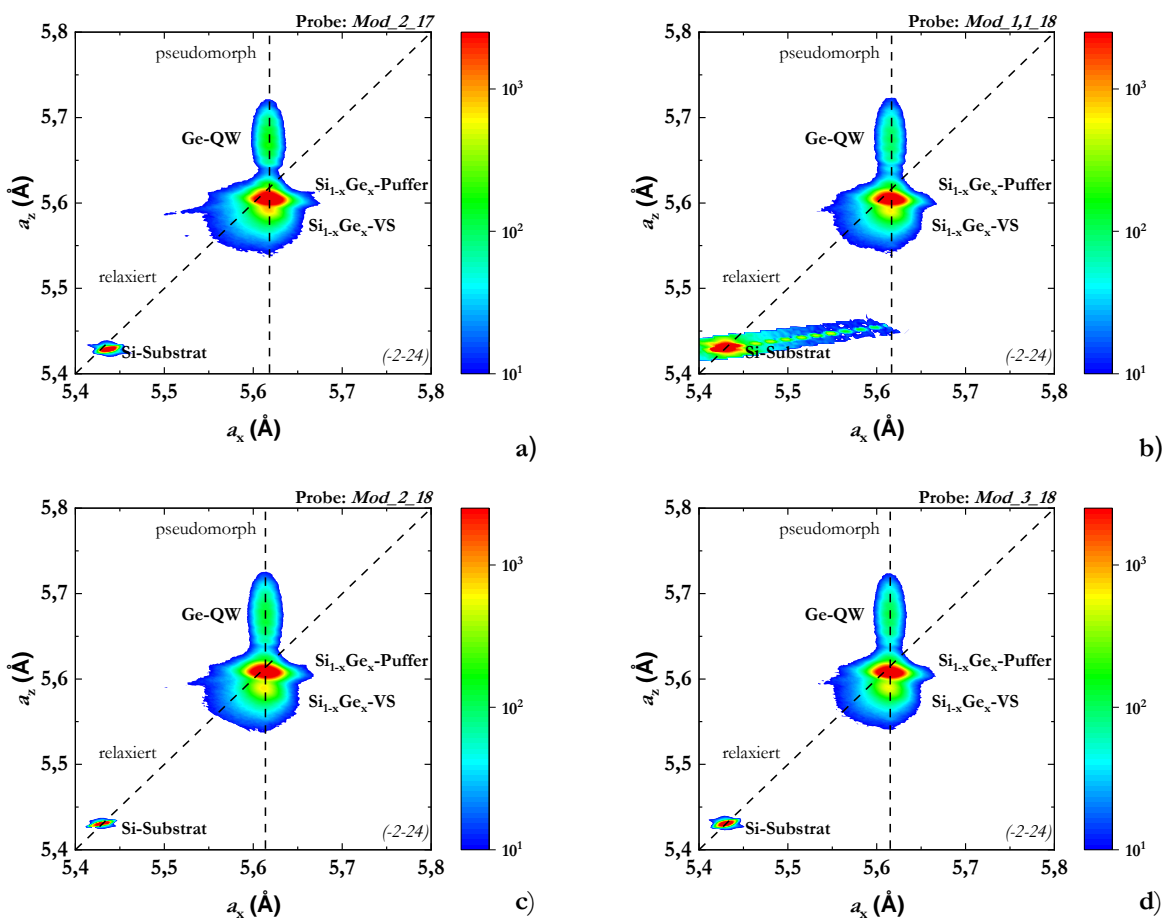


Abb. D.1: RSM-Messungen der Ge 2DHG Proben mit verschiedenen Modulationsdotierungen auf der (100) Kristallorientierung.

D Anhang

XRD- und AFM-Analysen der untersuchten Proben

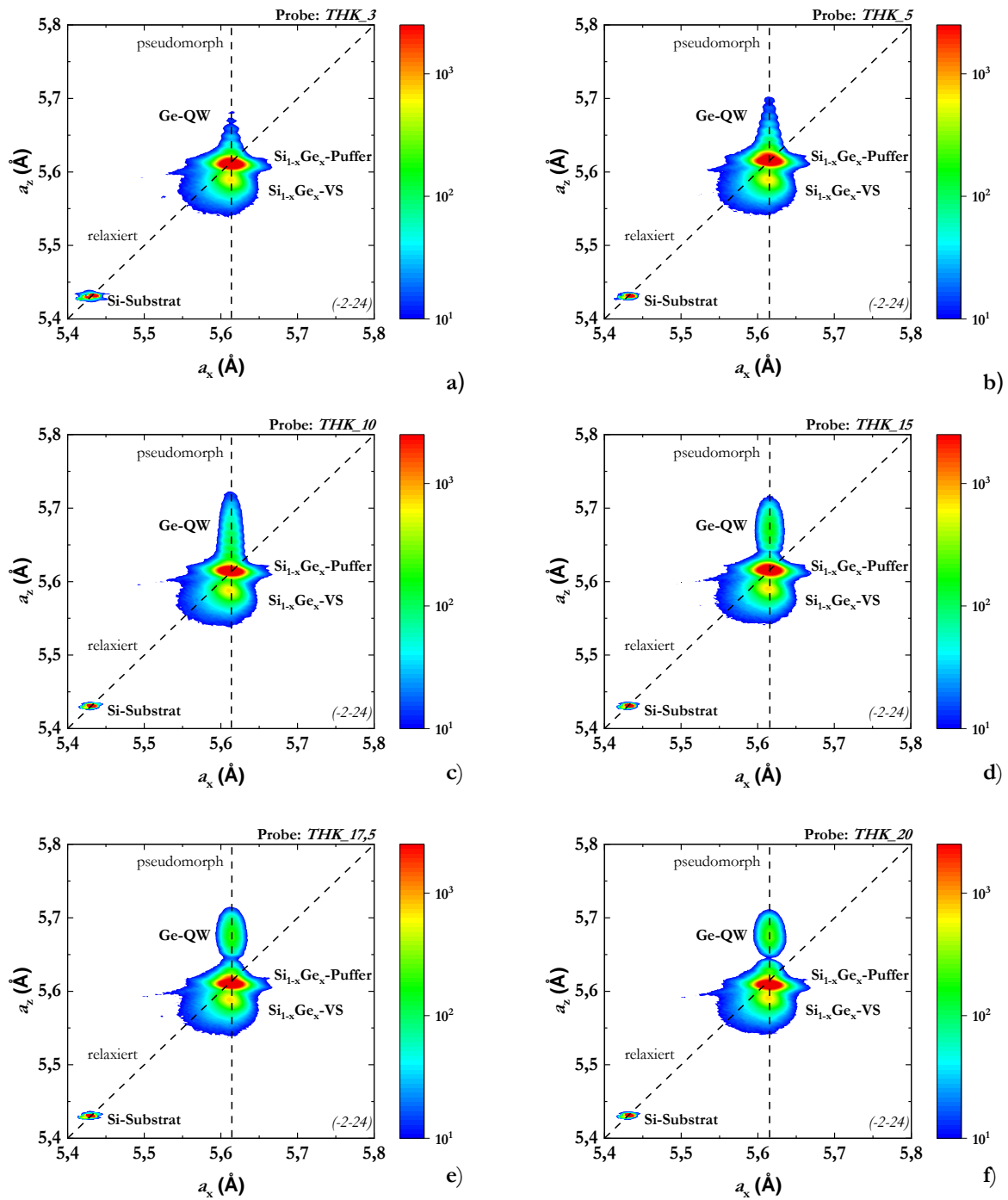


Abb. D.2: RSM-Messungen der Ge 2DHG Proben mit verschiedenen Ge-QW Dicken auf der (100) Kristallorientierung.

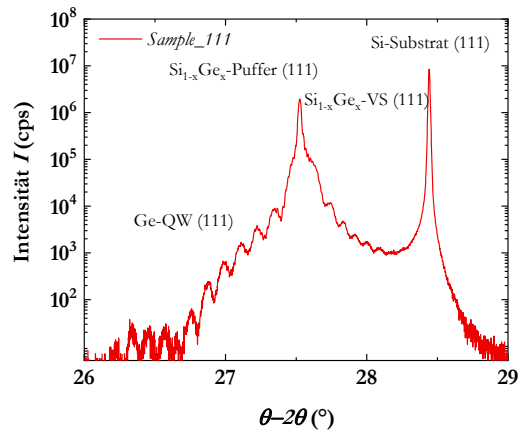


Abb. D.3: XRD $\theta - 2\theta$ Diagramm der Probe *Sample_111*.

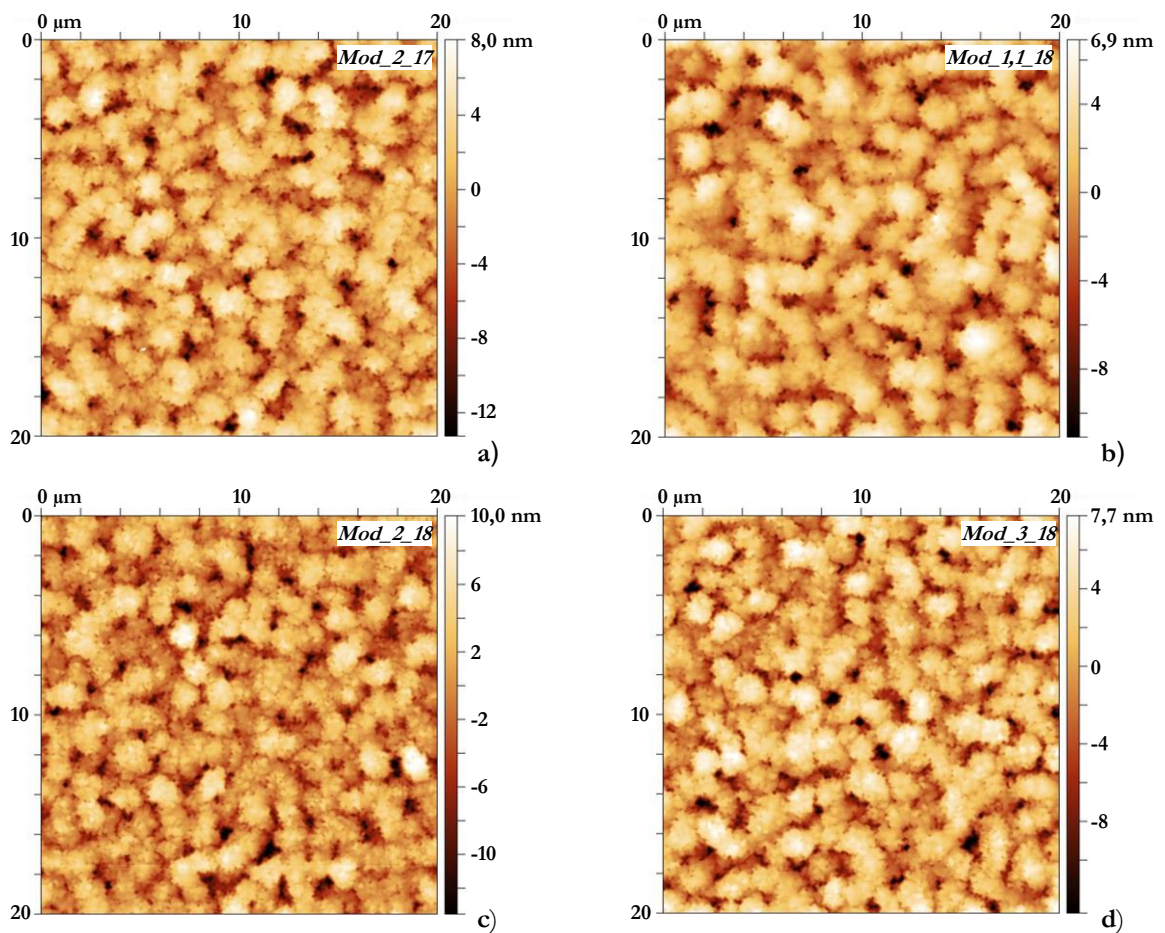


Abb. D.3: AFM-Messungen der Ge 2DHG Proben mit verschiedenen Modulationsdotierungen auf der (100) Kristallorientierung.

D Anhang

XRD- und AFM-Analysen der untersuchten Proben

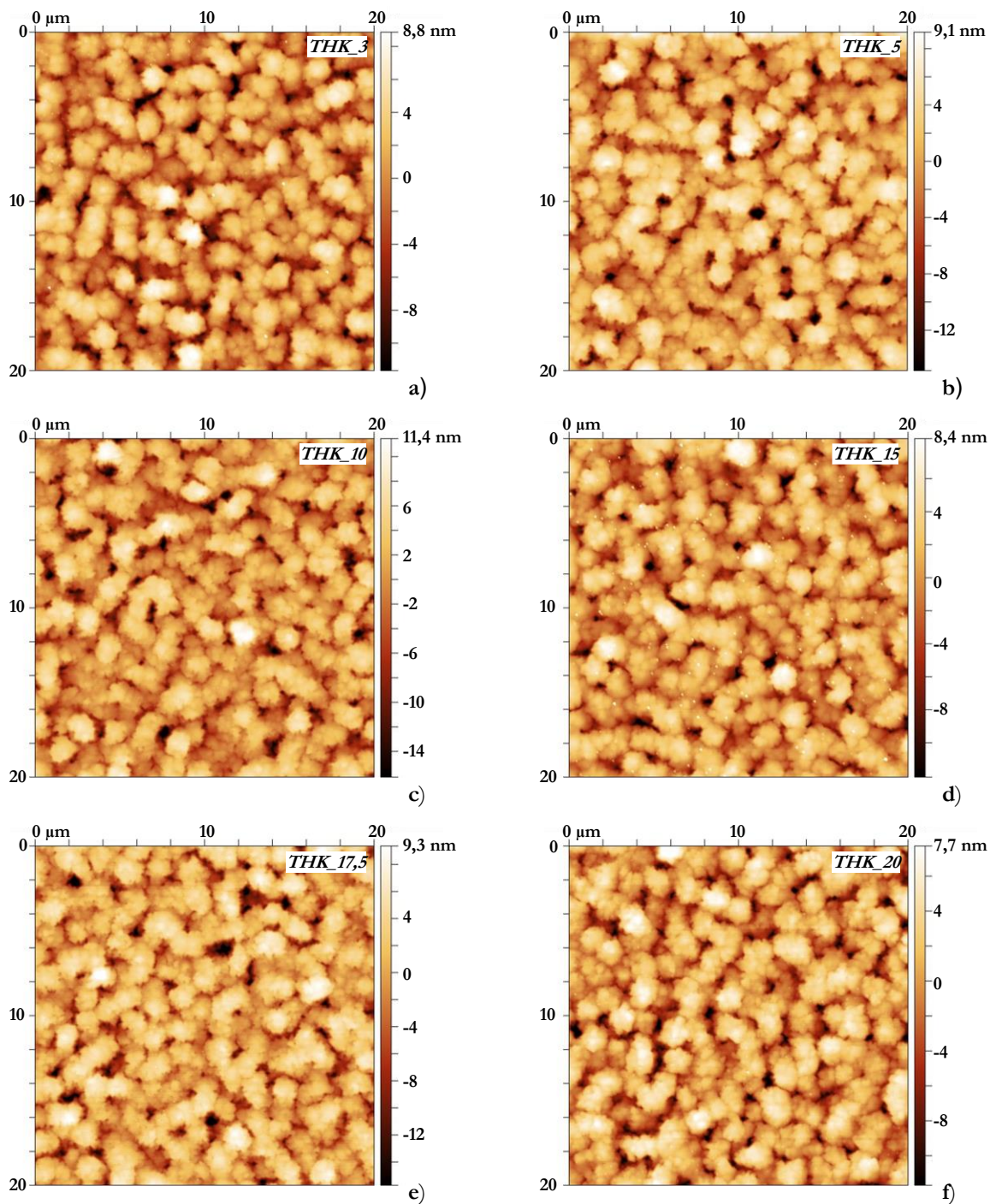


Abb. D.4: AFM-Messungen der Ge 2DHG Proben mit verschiedenen Ge-QW Dicken auf der (100) Kristallorientierung.

E. Publikationsliste

- F. Berkmann, L. Augel, M. Hack, Y. Kawaguchi, **D. Weißhaupt**, I. A. Fischer, J. Schulze, “Optimization of Fully Integrated Al Nanohole Array-Based Refractive Index Sensors for Use With a LED Light Source,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 14, no. 3, pp. 1–8, 2022.
- S. Choudhary, D. Schwarz, H. S. Funk, **D. Weißhaupt**, R. Khosla, S. K. Sharma, J. Schulze, “A Steep Slope MBE-Grown Thin p-Ge Channel FETs on Bulk Ge-on-Si Using HZO Internal Voltage Amplification,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 69, no. 5, pp. 2725–2731, 2022.
- M. Oehme, E. Kasper, **D. Weißhaupt**, E. Sigle, T. Hersperger, M. Wanitzek, D. Schwarz, “Two-dimensional hole gases in SiGeSn alloys,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 37, no. 5, p. 55009, 2022.
- H. S. Funk, M. Kern, **D. Weißhaupt**, C. Sürgers, I. A. Fischer, M. Oehme, J. van Slageren, J. Schulze, “Composition and magnetic properties of thin films grown by interdiffusion of Mn and Sn-Rich, Ge lattice matched SixGe1-x-ySny layers,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 546, p. 168731, 2022.
- F. Berkmann, M. Ayasse, J. Schlipf, F. Mörz, **D. Weißhaupt**, M. Oehme, S. Prucnal, Y. Kawaguchi, D. Schwarz, I. A. Fischer, J. Schulze, “Plasmonic gratings from highly doped Ge_{1-y}Sn_y films on Si,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 54, no. 44, p. 445109, 2021.
- D. Schwarz, S. C. Schafer, L. Seidel, H. S. Funk, **D. Weißhaupt**, M. Oehme, V. Schlykow, V. Kiyek, D. Buca, J. Schulze, “MBE-Grown Ge_{0.92}Sn_{0.08} Diode on RPCVD-Grown Partially Relaxed Virtual Ge_{0.92}Sn_{0.08} Substrate,” in *2021 44th International Convention on Information, Communication and Electronic Technology (MIPRO)*, pp. 50–54, IEEE, 2021.
- L. Seidel, D. Schwarz, M. Oehme, A. Causevic, H. S. Funk, **D. Weißhaupt**, F. Berkmann, J. Schulze, “Electrical Characterization of SiGeSn/Ge/GeSn-pin-Heterodiodes at Low Temperatures,” in *2021 44th International Convention on Information, Communication and Electronic Technology (MIPRO)*, pp. 55–59, IEEE, 2021.
- D. Weißhaupt**, H. S. Funk, C. Sürgers, G. Fischer, M. Oehme, D. Schwarz, I. A. Fischer, J. van Slageren, J. Schulze, “Formation of Mn₅Ge₃ on a Recess-Etched Ge (111) Quantum-Well

E Anhang

Publikationsliste

Structure for Semiconductor Spintronics,” in *2021 44th International Convention on Information, Communication and Electronic Technology (MIPRO)*, pp. 45–49, IEEE, 2021.

H. S. Funk, **D. Weißhaupt**, D. Schwarz, D. Bloos, J. van Slageren, J. Schulze, “Characterization of Fe Micromagnets for Semiconductor Spintronics by In-Field Magnetic Force Microscopy,” in *2021 44th International Convention on Information, Communication and Electronic Technology (MIPRO)*, pp. 31–35, IEEE, 2021.

E. Sigle, **D. Weißhaupt**, M. Oehme, H. S. Funk, D. Schwarz, F. Berkmann, J. Schulze, “Strained Ge Channels with High Hole Mobility Grown on Si Substrates by Molecular Beam Epitaxy,” in *2021 44th International Convention on Information, Communication and Electronic Technology (MIPRO)*, pp. 40–44, IEEE, 2021.

D. Weißhaupt, H. S. Funk, M. Kern, M. Dettling, D. Schwarz, M. Oehme, C. Sürgers, J. van Slageren, I. A. Fischer, J. Schulze, “Weak localization and weak antilocalization in doped Ge_{1-y}Sn_y layers with up to 8% Sn,” *Journal of physics. Condensed matter : an Institute of Physics journal*, vol. 33, no. 8, p. 85703, 2021.

M. M. Dettling, **D. Weißhaupt**, H. S. Funk, M. Kern, F. Berkmann, C. Clausen, M. Oehme, D. Schwarz, J. van Slageren, J. Schulze, “Carrier mobilities in heavily doped pseudomorphic Ge_{1-x}Sn_x-epilayers,” in *2020 43rd International Convention on Information, Communication and Electronic Technology (MIPRO)*, pp. 17–21, IEEE, 2020.

H. S. Funk, M. Kern, **D. Weisshaupt**, C. Sürgers, I. A. Fischer, M. Oehme, J. van Slageren, J. Schulze, “Magnetic Characterization of a Mn Based Ferromagnet on Si_xGe_(1-x-y)Sn_y with High Sn Content,” *ECS Transactions*, vol. 93, no. 1, pp. 101–104, 2019.

M. C. J. Weiser, D. Schwarz, H. S. Funk, **D. Weißhaupt**, C. Serra-Rodriguez, J. Schulze, S. Chiussi, “Fabrication of GePb-Alloys by Means of Pulsed Laser Induced Epitaxy,” in *2019 42nd International Convention on Information and Communication Technology, Electronics and Microelectronics (MIPRO)*, pp. 1–6, IEEE, 2019.

P. Povolni, D. Schwarz, C. J. Clausen, Y. Elogail, H. S. Funk, M. Oehme, **D. Weißhaupt**, J. Schulze, “Electrical Characterization of Fabricated pin Diodes made from Si_xGe_{1-x-y}Sn_y with an Embedded Ge_{1-x}Sn_x Quantum Well,” in *2019 42nd International Convention on Information and Communication Technology, Electronics and Microelectronics (MIPRO)*, pp. 1–6, IEEE, 2019.

- C. J. Clausen, I. A. Fischer, **D. Weisshaupt**, M. Oehme, F. Bärwolf, B. Tillack, G. Colsten, M. Myronov, J. Schulze, “Electrical characterization of n-doped SiGeSn diodes with high Sn content,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 33, no. 12, p. 124017, 2018.
- D. Schwarz, C. J. Clausen, I. A. Fischer, H. S. Funk, M. Oehme, **D. Weißhaupt**, J. Schulze, “MBE-Grown $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x-y}\text{Sn}_y$ Diode and Quantum Well Diode Structures with High Sn Content for Optical Applications,” *ECS Meeting Abstracts*, MA2018-02, no. 31, p. 1016, 2018.
- S. Bechler, M. Kern, H. S. Funk, G. Colsten, I. A. Fischer, **D. Weißhaupt**, M. Myronov, J. van Slageren, J. Schulze, “Formation of Mn_5Ge_3 by thermal annealing of evaporated Mn on doped Ge on Si(111),” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 33, no. 9, p. 95008, 2018.
- F. Berkmann, L. Augel, M. B. Schilling, A. Berrier, D. Schwarz, **D. Weißhaupt**, M. Oehme, J. Schulze, I. A. Fischer, “Optical characterization of highly n-type doped $\text{Ge}_{0.95}\text{Sn}_{0.05}$ rod antennas on Si(001) substrates,” in *2018 41st International Convention on Information and Communication Technology, Electronics and Microelectronics (MIPRO)*, pp. 32–35, IEEE, 2018.
- P. Jahandar, **D. Weisshaupt**, G. Colston, P. Allred, J. Schulze, M. Myronov, “The effect of Ge precursor on the heteroepitaxy of $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ epilayers on a Si (001) substrate,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 33, no. 3, p. 34003, 2018.
- D. Weisshaupt**, P. Jahandar, G. Colston, P. Allred, J. Schulze, M. Myronov, “Impact of Sn segregation on $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ epi-layers growth by RP-CVD,” in *2017 40th International Convention on Information and Communication Technology, Electronics and Microelectronics (MIPRO)*, pp. 43–47, IEEE, 2017.
- R. Koerner, D. Schwarz, I. A. Fischer, L. Augel, S. Bechler, L. Haenel, M. Kern, M. Oehme, E. Rolseth, B. Schwartz, **D. Weisshaupt**, W. Zhang, J. Schulze, “The Zener-Emitter: A novel superluminescent Ge optical waveguide-amplifier with 4.7 dB gain at 92 mA based on free-carrier modulation by direct Zener tunneling monolithically integrated on Si,” in *2016 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 22.5.1-22.5.4, IEEE, 2016.

E Anhang

Publikationsliste

Darüber hinaus befinden sich die folgenden Publikationen in Begutachtung:

- D. Weißhaupt**, D. Bloos, M. Oehme, H. S. Funk, L. Gebert, I. A. Fischer, J. Schulze, „Impact of Modulation-Doping and Quantum Well-Thickness on the Transport Properties of SiGe/Ge Heterostructures”, eingereicht bei “*Physical Review Applied*”
- D. Weißhaupt**, H. S. Funk, M. Oehme, D. Bloos, F. Berkmann, L. Seidel, I. A. Fischer, J. Schulze, „High Mobility Ge 2DHG based MODFETs for Low-Temperature Applications”, eingereicht bei “*Semiconductor Science and Technology*”
- D. Weißhaupt**, C. Sürgers, D. Bloos, H. S. Funk, M. Oehme, A. Schubert, C. Wenger, I. A. Fischer, J. van Slageren, J. Schulze, „Electrical Spin injection from Mn₅Ge₃ contacts into a High Mobility Ge 2D Hole Gas”, eingereicht bei “*Advanced Materials*”

F. Curriculum Vitae

- Seit 06/2022** **Prozessentwickler für Vakuum-Strukturierungsprozesse bei der Fa. Carl Zeiss SMT GmbH, Oberkochen**
- 11/2017 – 04/2022** **Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Halbleitertechnik (IHT) zur Erlangung Dr.-Ing. – Elektro- & Informationstechnik**
- Universität Stuttgart**
- Promotionsarbeit: Modulationsdotierte Germanium-MOSFETs für den Spin-Transport in zweidimensionalen Lochgasen
- Betreuer: Prof. Dr. habil. Jörg Schulze
- 10/2015 – 10/2017** **Masterstudium – Elektro- & Informationstechnik**
- Universität Stuttgart**
- Schwerpunkt: Mikro- und Optoelektronik**
- Masterarbeit: Charakterisierung von Oberflächen- und Hochbeweglichkeitskanälen für die Spin-Injektion
- 10/2012 – 10/2015** **Bachelorstudium – Elektro- & Informationstechnik**
- Universität Stuttgart**
- Schwerpunkt: Mikro- und Optoelektronik**
- Bachelorarbeit: Programmierung eines Elektrolumineszenz-Messplatzes für Germaniumkantenemitter
- 09/2004 – 06/2012** **Abitur – Gymnasium Wilhelmsdorf**
- Gymnasium Wilhelmsdorf**

F Anhang

Curriculum Vitae



G. Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Benutzung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe. Wörtlich übernommene Sätze oder Satzteile sind als Zitat belegt, andere Anlehnungen hinsichtlich Aussage und Umfang unter Quellenangabe kenntlich gemacht. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen und ist nicht veröffentlicht.

Stuttgart, 4. Juli 2023

Unterschrift