

Spininjektion und Spintransport in Germanium

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

Vorgelegt von

Stefan Bechler

aus Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr. habil. Jörg Schulze

Mitberichter: Prof. Dr. habil. Joris van Slageren

Tag der mündlichen Prüfung: 10.01.2020

Institut für Halbleitertechnik der Universität Stuttgart

2020

Kurzzusammenfassung

Die dominante Technologie zur Herstellung von Logikbauelementen ist die Si-basierte komplementäre Metall-Oxid-Halbleiter(CMOS)-Technologie. Aufgrund der zunehmenden Miniaturisierung und eines absehbaren Endes des Mooreschen Gesetzes sind „Beyond-CMOS“-Konzepte als mögliche Nachfolger der klassischen Miniaturisierung der CMOS-Bauelemente immer stärker im Fokus. Spintronische Logik-Bauelemente gelten dabei aufgrund des geringen Energiebedarfs zum Umschalten als aussichtsreiche Kandidaten der „Beyond-CMOS“-Konzepte. Bei den meisten spintronischen Bauelementen, wie dem Spin-Feldeffekttransistor (Spin-FET) oder dem Spin-Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (Spin-MOSFET), sind die Spininjektion, der Spintransport, die Spinmanipulation sowie die Spindetektion von spinpolarisierten Ladungsträgern die grundlegenden Mechanismen, die es zu optimieren gilt.

Diese Arbeit befasst sich mit der Spininjektion und dem Spintransport in hochdotierten Ge-Kanälen mit ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakten. Hierzu wird das Wachstum von Ge auf Si(111)-Substraten untersucht und ein Herstellungsprozess von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen für den Nachweis von Spininjektion mit einer Hanle- und Spin-Ventil-Messung entwickelt. Für die zur elektrischen Spininjektion benötigten ferromagnetischen Kontakte wird ein CMOS-kompatibler Herstellungsprozess von Mn_5Ge_3 entwickelt. Durch Hanle-Messungen an den hergestellten Strukturen wird der Nachweis der Spininjektion in n-Ge und p-Ge erbracht. Zur Optimierung der Spindiffusionslänge, welche von der Beweglichkeit des Materials abhängt, werden die Hochbeweglichkeitskanäle von modulationsdotierten Feldeffekttransistor-Strukturen (MODFET-Strukturen) untersucht. Zur Untersuchung des Einflusses von Mn_5Ge_3 auf die elektrischen Eigenschaften von Bauelementen sowie für den optischen Nachweis von Spininjektion werden Ge-p-i-n-Dioden mit Mn_5Ge_3 -Kontakten hergestellt und ihre Eignung als Spin-Photodioden und Spin-Leuchtdioden evaluiert.

Im Detail wird folgendes in der Arbeit gezeigt: Das Wachstum von undotiertem sowie n-Typ und p-Typ dotiertem Ge auf Si(111) erfolgt mit der Molekularstrahlepitaxie und zeigt qualitativ hochwertige Schichten mit einer geringen Defektdichte $N_{Defekt} < 1 \cdot 10^7$ Defekte/cm². Die 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen werden durch reaktives Ionenätzen in Form einer Mesa strukturiert, mit SiO₂ passiviert und das aufgedampfte Mn und Al mit einem Lift-Off-Prozess strukturiert. Durch einen schnellen

Temperprozess entsteht durch eine Germanidierung des aufgedampften Mn und der darunterliegenden Ge-Schicht das ferromagnetische Mn_5Ge_3 in polykristalliner Form. Dabei zeigt sich eine atomar glatte Grenzfläche zwischen Ge und Mn_5Ge_3 . Magnetisierungsmessungen zeigen, dass die thermische Umwandlung zu Mn_5Ge_3 sowohl für intrinsische, hoch p-dotierte als auch hoch n-dotierte Ge-Schichten ($N_A = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) funktioniert. Die spezifischen Kontaktwiderstände sind dabei mit $\rho_c < 1 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$ sehr niedrig. Es wird gezeigt, dass die Integration des Germanidierungsprozesses von Mn_5Ge_3 in einen CMOS-Herstellungsprozess denkbar ist.

Zur Überprüfung, ob mit dem so hergestellten Mn_5Ge -Kontakt Spininjektion in Ge möglich ist, werden Hanle-Messungen zunächst an 3-Terminal-Strukturen durchgeführt. Der Nachweis der Spininjektion kann dabei für n-dotiertes Ge mit einem Tunnelkontakt mit $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Mn}_5\text{Ge}_3$ bis zu einer Temperatur $T_{\text{Probe}} = 11 \text{ K}$ erbracht werden. Die Spinlebensdauer beträgt dabei $\tau_s = 25 \text{ ps}$ bei $T_{\text{Probe}} = 1,5 \text{ K}$, die Diffusionslänge $\lambda_{\text{spin}} = 306 \text{ nm}$. Bei den n- und p-dotierten Proben mit Mn_5Ge_3 zeigen sich aufgrund der Polykristallinität der Mn_5Ge_3 -Schicht Domäneneffekte und verhindern durch die Überlagerung des Hanle-Signals eine sinnvolle Extraktion der Spinlebensdauer.

Für einen validen Nachweis der Spininjektion werden Hanle- und Spin-Ventil-Messungen an einer 4-Terminal-Struktur durchgeführt. Mit einer 4-Terminal-Struktur mit Mn_5Ge_3 -Kontakten und einem p-dotiertem Ge-Kanal kann die Spininjektion bis zu einer Temperatur $T_{\text{Probe}} = 40 \text{ K}$ gezeigt werden. Dabei zeigen die Messungen ein Hanle-Signal für beide Orientierungen des Magnetfelds. Dieses Verhalten kann mit den Domäneneffekten der Mn_5Ge_3 -Schicht begründet werden. Die aus dem Hanle-Signal extrahierte Spinlebensdauer beträgt $\tau_s = 4 \text{ ps}$ bei $T_{\text{Probe}} = 5 \text{ K}$, die Spindiffusionslänge $\lambda_{\text{spin}} = 70 \text{ nm}$ und die Polarisation $P_{\text{Ge}} = 1,3 \%$. Die Hanle-Messungen an der 4-Terminal-Struktur zeigen, dass durch die CMOS-kompatible Herstellung des Mn_5Ge_3 Spininjektion in p-Ge möglich ist. Für den Nachweis der Spininjektion bei höheren Temperaturen gilt es die Spininjektion und den Spintransport zu optimieren.

Eine Möglichkeit zur Verbesserung der Spindiffusionslänge besteht darin, MODFET-Strukturen mit hoher Beweglichkeit im Kanalgebiet zu verwenden. Hierzu werden SiGe-MODFET-Strukturen auf Si(111)-Substraten untersucht. Im Vergleich zu einer MODFET-Struktur auf Si(100) mit hoher Beweglichkeit zeigen die hergestellten Strukturen auf Si(111)-Substraten eine geringere Beweglichkeit. Die Transmissionselektronenmikroskopie

zeigt, dass oberhalb des Si-Kanalgebiets ein parasitärer Kanal vorliegt und so verhindert, dass die Elektronen in den Si-Kanal gelangen können. Dies wiederum erklärt, warum es nicht zu der erwarteten hohen Beweglichkeit der MODFET-Struktur kommt.

Zur Überprüfung des Einflusses von Mn_5Ge_3 auf das elektrische Verhalten von Halbleiterbauelementen werden Ge-p-i-n-Dioden mit Mn_5Ge_3 hergestellt und untersucht. Die hergestellten Dioden zeigen, dass sich Mn_5Ge_3 als Kontaktmaterial für Dioden eignet und im Vergleich zu Al einen sehr geringen Kontaktwiderstand zu n-Ge bildet. Die Dioden sind optisch aktiv und können für Untersuchungen der optischen Spininjektion als Spin-Photodioden und Spin-Leuchtdioden verwendet werden.

Mit der Arbeit ist somit gezeigt, dass sich Mn_5Ge_3 als ferromagnetischer Kontakt für Ge-basierte spintronische Halbleiterbauelemente eignet und Ge in Kombination mit Mn_5Ge_3 großes Potential zur Realisierung von Spin-FETs bzw. Spin-MOSFETs von bietet.

Abstract of the thesis

The dominant technology for manufacturing logic devices is the Si-based complementary metal oxide semiconductor (CMOS) technology. Due to the increasing miniaturization and a foreseeable end of Moore's Law, "Beyond-CMOS" concepts as possible successors to the classic miniaturization of CMOS devices are becoming increasingly in focus. Due to the low energy requirement for switching, spintronic logic components are regarded as promising candidates for "Beyond-CMOS" concepts. In most spintronic devices, such as the spin field effect transistors (spin-FET) or the spin metal oxide semiconductor field effect transistor (spin-MOSFET), spin injection, spin transport, spin manipulation, and spin detection of spin polarized charge carriers are the basic mechanisms to be optimized.

This work deals with spin injection and spin transport in highly doped Ge channels with ferromagnetic Mn_5Ge_3 contacts. For this purpose, the growth of Ge on Si(111) substrates is investigated and a manufacturing process of 3-terminal and 4-terminal structures for the detection of spin injection with a Hanle and spin valve measurement is developed. For the ferromagnetic contacts required for electrical spin injection, a CMOS-compatible manufacturing process of Mn_5Ge_3 is being developed. Hanle measurements on the fabricated structures provide proof of spin injection into n-Ge and p-Ge. To optimize the spin diffusion length that depends on the mobility of the material, the high mobility channels of modulation doped field effect transistor structures (MODFET structures) are investigated. To investigate the influence of Mn_5Ge_3 on the electrical properties of devices as well as for the optical detection of spin injection, Ge p-i-n diodes with Mn_5Ge_3 contacts are fabricated and their suitability as spin photodiodes and spin LEDs is evaluated.

In detail, the following is shown in the work: The growth of undoped, n-type and p-type doped Ge on Si(111) is done with molecular beam epitaxy and shows high quality layers with a low defect density. The 3-terminal and 4-terminal structures are patterned by reactive ion etching in the form of a mesa, passivated with SiO_2 , and the vapor-deposited Mn and Al are structured with a lift-off process. A fast annealing process results in the formation of ferromagnetic Mn_5Ge_3 in polycrystalline form by a germanidation of the evaporated Mn and the underlying Ge layer. This shows an atomically smooth interface between Ge and Mn_5Ge_3 . Magnetization measurements show that thermal conversion to Mn_5Ge_3 works for both intrinsic, highly p-doped and highly n-doped Ge layers ($N_A = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). The specific contact resistances are very low at $\rho_c < 1 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$. It is shown that the

integration of the germanidation process of Mn_5Ge_3 into a CMOS manufacturing process is conceivable.

In order to test whether Mn_5Ge_3 allows for spin injection in Ge, at first Hanle measurements are performed on 3-terminal structures. The proof of the spin injection can be obtained for n-doped Ge with a tunnel contact with $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Mn}_5\text{Ge}_3$ up to a temperature of $T = 11$ K. The spin lifetime is $\tau_s = 25$ ps at $T = 1.5$ K, the diffusion length $\lambda_{spin} = 306$ nm. In the case of the n- and p-doped samples with Mn_5Ge_3 , domain effects appear due to the polycrystallinity of the Mn_5Ge_3 layer. The domain effects overlay the Hanle signal and prevent a meaningful extraction of the spin lifetime.

For valid evidence of spin injection Hanle and spin valve measurements are performed on a 4-terminal structure. With a 4-terminal structure with Mn_5Ge_3 contacts and a p-doped Ge as channel material, spin injection can be shown up to a temperature $T = 40$ K. The measurements show a Hanle signal for both orientations of the magnetic field. This behavior can be explained by the domain effects of the Mn_5Ge_3 layer. The spin lifetime extracted from the Hanle signal is $\tau_s = 4$ ps at $T = 5$ K, the spin diffusion length $\lambda_{spin} = 70$ nm and the polarization $P_{Ge} = 1.3$ %. The Hanle measurements on the 4-terminal structure show that the CMOS-compatible fabrication of Mn_5Ge_3 allows spin injection into p-Ge. To prove spin injection at higher temperatures, it is important to optimize spin injection and spin transport.

One way to improve spin diffusion length is to use high mobility MODFET structures in the channel region. SiGe MODFET structures on Si(111) substrates are investigated for this purpose. Compared to a high mobility MODFET structure on Si(100), the fabricated structures on Si(111) substrates show a lower mobility. Transmission electron microscopy shows that a parasitic channel is present above the Si channel region and thus prevents the electrons from entering the Si channel. This in turn explains why the expected high mobility of the MODFET structure does not occur.

In order to test the influence of Mn_5Ge_3 on the electrical behavior of devices, Ge p-i-n diodes with Mn_5Ge_3 are processed and tested. The produced diodes show that Mn_5Ge_3 is a suitable contact material for diodes and compared to Al forms a very low contact resistance to n-Ge. The diodes are optically active and can be used as spin photodiodes and spin LEDs for optical spin injection studies.

The work demonstrates that Mn_5Ge_3 is suitable as a ferromagnetic contact for Ge-based spintronic devices and that Ge in combination with Mn_5Ge_3 shows a high potential for the realization of spin FETs and spin MOSFETs.

Danksagung

An dieser Stelle danke ich allen, die mich in den letzten Jahren am Institut für Halbleitertechnik bei der Umsetzung der Arbeit unterstützt haben.

Zunächst möchte ich mich bei Herr Prof. Schulze für die sehr gute Betreuung während der gesamten Zeit am Institut bedanken. Die sowohl fachlichen als auch nichtfachlichen Diskussionen und Denkanstöße in den Doktorandenseminaren bleiben dabei unvergesslich. Danke für Ihre Wertschätzung und ihren Beitrag als Doktorvater.

Inga Fischer danke ich für die Unterstützung und die intensive Zusammenarbeit in der Spintronik. Ohne ihr Fachwissen und ihre zielstrebige Vorgehensweise wäre diese Arbeit nicht vorangekommen.

Michael Oehme danke ich dafür, mir in meiner Diplomarbeit eine Promotion am IHT schmackhaft gemacht zu haben und mir die wissenschaftliche Arbeitsweise gezeigt zu haben.

Vielen Dank an Herr Prof. van Slageren und Michael Kern sowie an die weiteren Kollegen vom Institut für physikalische Chemie. Ohne ihre Unterstützung wäre der Aufbau eines Tieftemperaturmessplatzes nicht möglich gewesen.

Danke an alle weiteren Kollegen vom Institut für Halbleitertechnik: Ahmed, Caterina, Konrad, Lion, Wogong, Yasmin, Tanh-Hai, Herr Matthies, Frau Rohmer, Herr Stefani und Jochen. Jeder einzelne hat auf seine eigene Art und Weise zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Gemeinsame Reinraumsessions, Grillabende, Ausflüge, Seminare und intensive Gespräche.

Vielen Dank an meine Studenten Mitja, Hannes, Tobias, Silvan, Akant, Lars und David. Es war mir eine Freude, euch zu betreuen und zu sehen, wie ihr euch fachlich weiterentwickelt habt.

Meinen Kollegen Roman, Martin und Erlend danke ich ganz besonders. Wenn Kollegen zu Freunden werden und man interessante Diskussionen, schöne Momente und Ausflüge gemeinsam erlebt, bleibt dies eine unvergessliche Erinnerung.

Besonderer Dank gilt Regine für Ihre andauernde Unterstützung während der gesamten Zeit.

Inhaltsverzeichnis

Kurzzusammenfassung	i
Abstract of the thesis	v
Danksagung	ix
Inhaltsverzeichnis	xi
Abkürzungsverzeichnis	xv
Verzeichnis der in der Arbeit verwendeten Variablen	xvii
Natur- und Materialkonstanten	xx
Abbildungsverzeichnis	xxi
Tabellenverzeichnis	xxx
1. Motivation und Zielsetzung der Arbeit	1
2. Grundlagen	9
2.1. Grundlegende Mechanismen spintronischer Bauelemente	9
2.1.1. Elektrische Spininjektion und Spindetektion	9
2.1.2. Optische Spininjektion und Spindetektion	14
2.1.3. Spintransport und Streumechanismen	16
2.2. Elektrischer Nachweis von Spininjektion mit 4-Terminal- und 3-Terminal-Strukturen	18
2.2.1. 4-Terminal-Hanle-Messung	18
2.2.2. 3-Terminal-Hanle-Messung	23
2.2.3. Tieftemperatur-Hanle-Messplatz	25
3. Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge	29
3.1. Wachstum von Ge auf Si(111)	29
3.1.1. Erste Versuche	29
3.1.2. Wachstum von p-i-n-Strukturen zur Analyse der Schichtqualität	35
3.2. Prozessierung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen	43
3.3. CMOS-kompatible Herstellung von ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakten	47
3.3.1. Eigenschaften von Mn_5Ge_3 und die Germanidierung von Mn zu Mn_5Ge_3	47
3.3.2. Einfluss der Ausheizparameter auf die Ausbildung von Mn_5Ge_3	51

Einführung

Inhaltsverzeichnis der Arbeit

3.3.3.	Einfluss der Dotierung von Ge auf die Ausbildung von Mn_5Ge_3	59
3.3.4.	Eingliederung von Mn_5Ge_3 in den CMOS-Herstellungsprozess	61
3.4.	Zusammenfassung und Ausblick	64
4.	Spininjektion in Ge mit 3-Terminal-Hanle-Strukturen	71
4.1.	Probenübersicht	71
4.2.	3-Terminal-Spininjektion in Ge mit Tunneloxid	72
4.3.	3-Terminal-Spininjektion in Ge ohne Tunneloxid	76
4.4.	Zusammenfassung und Ausblick	80
5.	Spininjektion in p-Ge mit 4-Terminal-Strukturen	83
5.1.	Probenübersicht	83
5.2.	4-Terminal-Spininjektion in p-Ge	87
5.3.	Spinlebensdauer, Spindiffusionslänge, Polarisationsgrad	90
5.4.	Zusammenfassung und Ausblick	93
6.	Hochbeweglichkeitskanäle für die Spininjektion	97
6.1.	Probenübersicht	97
6.2.	Schichtanalyse	100
6.3.	Beweglichkeit von SiGe-MODFET-Strukturen	103
6.4.	Zusammenfassung und Ausblick	106
7.	Photodioden und Leuchtdioden mit ferromagnetischen Kontakten	109
7.1.	Probenübersicht	109
7.2.	Einfluss der Metallisierung auf das Diodenverhalten	110
7.3.	Photostrom- und Elektrolumnineszenzmessungen	112
7.4.	Zusammenfassung und Ausblick	113
8.	Abschließende Bemerkungen	117
A.	Literaturverzeichnis	121
B.	Probenübersicht und interne Probennummern	131
C.	Prozessentwicklung für 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen	133
D.	Berechnungen	145
E.	Messdaten	157

Curriculum Vitae	161
Eidesstattliche Erklärung	163

Abkürzungsverzeichnis

In der vorliegenden Arbeit werden die folgenden chemischen Symbole, chemischen Summenformeln und Notationen für die Benennung von Halbleiterkristallen verwendet:

Al	Aluminium
Al ₂ O ₃	Aluminiumoxid
B	Bor
BHF	Gepufferte Flusssäure, Mischung aus Flusssäure mit Ammoniumfluorid
C	Kohlenstoff
Ce	Cerium
CoFeB	Magnetische Legierung aus Cobald, Eisen und Bor
CrO ₃	Chrom(VI)-Oxid, Chromtrioxid
CF ₄	Tetrafluormethan
CHF ₃	Fluoroform
Ge	Germanium
Ge:B	Bor-dotierter Germanium-Halbleiterkristall (Die Bor-Konzentration c_B liegt im Bereich $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \leq c_B < 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.)
Ge:Sb	Antimon-dotierter Germanium-Halbleiterkristall (Die Antimon-Konzentration c_{Sb} liegt im Bereich $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \leq c_{Sb} < 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.)
GeSn	Germanium-Zinn (Gemeint ist ein Ge _{1-x} Sn _x -Legierungshalbleiterkristall mit $0 < x < 1$.)
HF	Flusssäure, 2,5 %
HMDS	Hexamethyldisilazan
Mn	Mangan
Mn ₅ Ge ₃	Ferromagnetische Phase des Mangangermanids
Mn ₁₁ Ge ₈	Antiferromagnetische Phase des Mangangermanids
MnO ₄	Permanganat-Anion
N ₂	Stickstoff
Ni	Nickel
NiGe	Nickelgermanid
H ₃ PO ₄	Phosphorsäure
Sb	Antimon
Si	Silizium
SiGe	Silizium-Germanium (Gemeint ist ein Si _{1-x} Ge _x -Legierungshalbleiterkristall mit $0 < x < 1$.)
SiH ₄	Silan
SiO ₂	Siliziumdioxid

Einführung

Abkürzungsverzeichnis der Arbeit

In der vorliegenden Arbeit werden die folgenden Akronyme verwendet:

AFM	Atomic force microscopy (engl. für Rasterkraftmikroskopie)
BEOL	Back-End-of-Line (Letzter Abschnitt eines CMOS-Herstellungsprozesses vor der Vereinzelung des Wafers)
BF	Bright field (engl. für Hellfeldaufnahme)
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor (engl. für die komplementäre Metall-Oxid-Halbleiter)
CVD	Chemical Vapor Deposition (engl. für eine chemische Abscheidung aus der Gasphase)
DF	Dark field (engl. für Dunkelfeldaufnahme)
FEOL	Front-End-of-Line (Erster Abschnitt eines CMOS-Herstellungsprozesses)
FM	Ferromagnet
HL	Halbleiter
HR-TEM	Hochauflösende Transmissionselektronenmikroskopie
ICP-RIE	Inductive Coupled Plasma Reactive Ion Etching (engl. für reaktives Ionenätzen mit Hilfe eines induktiv gekoppelten Plasmas)
MBE	Molecular Beam Epitaxy (engl. für Molekularstrahlepitaxie)
MOL	Middle-of-Line (Mittlerer Abschnitt eines CMOS-Herstellungsprozesses)
PECVD	Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition (engl. für eine Plasma-unterstützte chemische Abscheidung aus der Gasphase)
REM	Rasterelektronenmikroskopie
RTA	Rapid thermal annealing (engl. für schnelles thermisches Ausheizen)
RTP	Rapid thermal processing (engl. für schnelle thermische Bearbeitung)
TLM	Transferlängenmethode
TEM	Transmissionselektronenmikroskopie

Verzeichnis der in der Arbeit verwendeten Variablen

In der vorliegenden Arbeit werden die folgenden Variablen eingeführt und verwendet:

A_{Kanal}	Querschnittsfläche des Kanalbebiets
A_{pin}	Diodenfläche
B_{HWHM}	Magnetfeld der halben Halbwertsbreite des 3-Terminal-Hanle-Signals
B_{\parallel}	Paralleles Magnetfeld
B_{\perp}	Senkrechtes Magnetfeld
C_1	Fitkonstante
C_2	Fitkonstante
C_3	Fitkonstante
D_{spin}	Spindiffusionskonstante
D_{\uparrow}	Spinabhängige elektrische Zustandsdichte für den „Spin-Up“-Zustand
D_{\downarrow}	Spinabhängige elektrische Zustandsdichte für den „Spin-Down“-Zustand
E_F	Fermienergie
$E_{F\uparrow}$	Quasiferminiveau für Ladungsträger im „Spin-Up“-Zustand
$E_{F\downarrow}$	Quasiferminiveau für Ladungsträger im „Spin-Down“-Zustand
E_g	Bandlücke
I	Strom
I_{AB}	Strom zwischen Kontakt A und B der 4-Terminal-Struktur
I_{AD}	Strom zwischen Kontakt A und D der 4-Terminal-Struktur
I_{BC}	Strom zwischen Kontakt B und C der 4-Terminal-Struktur
I_D	Diodenstrom
I_{dunkel}	Diodenstrom ohne Beleuchtung
I_{hell}	Diodenstrom unter Beleuchtung
I_{\uparrow}	Spinpolarisierter Strom für Ladungsträger im „Spin-Up“-Zustand
I_{\downarrow}	Spinpolarisierter Strom für Ladungsträger im „Spin-Down“-Zustand
J	Stromdichte
$L_{i,j}$	Abstand zwischen den Kontakten i und j ($i,j = A,B,C,D$)
N_A	Dotierstoffkonzentration der Akzeptoren
N_D	Dotierstoffkonzentration der Donatoren
N_{\uparrow}	Ladungsträgerdichte für Ladungsträger im „Spin-Up“-Zustand
N_{\downarrow}	Ladungsträgerdichte für Ladungsträger im „Spin-Down“-Zustand
P_{det}	Spinpolarisationsgrad der detektierten Ladungsträger
P_{Ge}	Spinpolarisationsgrad in Ge
P_{inj}	Spinpolarisationsgrad der injizierten Ladungsträger
P_{opt}	Optische Leistung
P_s	Spinpolarisationsgrad

Einführung

Verzeichnis der in der Arbeit verwendeten Variablen

$P_{S,FM}$	Spinpolarisationsgrad im Ferromagnet
$P_{S,HL}$	Spinpolarisationsgrad im Halbleiter
R_C	Kontaktwiderstand zwischen Halbleiter und Ferromagnet
$R_{C,\uparrow}$	Spinabhängiger Kontaktwiderstand zwischen Halbleiter und Ferromagnet für Ladungsträger im „Spin-Up“-Zustand
$R_{C,\downarrow}$	Spinabhängiger Kontaktwiderstand zwischen Halbleiter und Ferromagnet für Ladungsträger im „Spin-Down“-Zustand
R_{FM}	Widerstand des Ferromagneten
$R_{FM,\uparrow}$	Spinabhängiger Widerstand des Ferromagneten für Ladungsträger im „Spin-Up“-Zustand
$R_{FM,\downarrow}$	Spinabhängiger Widerstand des Ferromagneten für Ladungsträger im „Spin-Down“-Zustand
R_{HL}	Widerstand des Halbleiters
R_{opt}	Optische Empfindlichkeit
R_S	Serienwiderstand
U_{mess}	Spannung
T	Temperatur
T_C	Curietemperatur
T_{Probe}	Probentemperatur
$T_{Schmelz}$	Schmelztemperatur
$T_{Substrat}$	Substrattemperatur
U_D	Diodenspannung
$U_{Hintergrund}$	Hintergrundspannung
$U_{HV,TEM}$	Beschleunigungsspannung des Transmissionselektronenmikroskops
U_{\uparrow}	Spannung für Ladungsträger im „Spin-Up“-Zustand
U_{\downarrow}	Spannung für Ladungsträger im „Spin-Down“-Zustand
a_{Ge}	Gitterkonstante von Ge
a_{Si}	Gitterkonstante von Si
$a_{\perp,Ge}$	Senkrechte Gitterkonstante von Ge
$a_{\parallel,Ge}$	Parallele Gitterkonstante von Ge
d_{GOX}	Dicke des Gate-Oxides eines vertikalen Tunnel-Feldeffekttransistors
d_{Metall}	Dicke der Metallschicht
d_{i-Ge}	Dicke der intrinsischen Ge-Schicht
d_{n-Ge}	Dicke der n-Typ dotierten Ge-Schicht
d_{p-Ge}	Dicke der p-Typ dotierten Ge-Schicht
d_{Si}	Dicke der Si-Schicht
d_{SiGe}	Dicke der SiGe-Schicht
d_{SiO_2}	Dicke der SiO ₂ -Schicht
$d_{VS,Ge}$	Dicke des virtuellen Ge-Substrats
f	Gitterfehlانpassung

j	Gesamtdrehimpulsquantenzahl
l_{min}	Minimale Strukturauflösung
m_j	Magnetische Quantenzahl
s	Spinquantenzahl
ΔU_{Spin}	Spannung, die durch ein Ungleichgewicht an spinpolarisierten Ladungsträger hervorgerufen wird
Φ_{FM}	Austrittsarbeit im Ferromagnet
X_{HL}	Elektronenaffinität im Halbleiter
ϵ_{\parallel}	Parallele Verspannung
ϵ_{\perp}	Senkrechte Verspannung
η_{id}	Idealitätsfaktor
λ_{spin}	Spindiffusionslänge
$\nu_{Ge,111}$	Poissonzahl von Ge mit (111)-Orientierung
ρ_{Ge}	Spezifischer Widerstand von Ge
ρ_{Ni}	Spezifischer Widerstand von Ni
ρ_{NiGe}	Spezifischer Widerstand von NiGe
σ_{FM}	Leitfähigkeit im Ferromagnet
σ_{HL}	Leitfähigkeit im Halbleiter
τ_s	Spinlebensdauer
φ_C	Potential am Kontakt C
φ_D	Potential am Kontakt D
ω_L	Larmorfrequenz

Natur- und Materialkonstanten

In der vorliegenden Arbeit werden die folgenden Natur- und Materialkonstanten verwendet:

Bohrsches Magneton	: $\mu_B = 9,2740154 \cdot 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2$	[1]
Boltzmann-Konstante	: $k_B = 1,380658 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$	[1]
Reduziertes Plancksches Wirkungsquantum	: $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05457266 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$	[1]
Elektrische Feldkonstante	: $\epsilon_0 = 8,854187817 \cdot 10^{-12} \text{ A} \cdot \text{s} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	[1]
Elementarladung	: $q = 1,60217733 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	[1]
g-Faktor des Elektrons	: $g_e = 2,002319304386$	[1]
g-Faktor des Elektrons in Ge	: $g_{e,Ge} = 1,6$	
g-Faktor von Löchern in Ge	: $g_{h,Ge} = 7,2$	
Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	: $c = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	[1]
Magnetische Feldkonstante	: $\mu_0 = 1,2566370614 \cdot 10^{-6} \text{ V} \cdot \text{s} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	[1]
Magnetisches Moment des Elektrons	: $\mu_e = 9,2847701 \cdot 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2$	[1]
Plancksches Wirkungsquantum	: $h = 6,6260755 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$	[1]
Ruhemasse des Elektrons	: $m_e = 9,1093897 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$	[1]
Effektive Zustandsdichte im Ge-Leitungsband ($T = 300 \text{ K}$) ^b	: $N_{L,Ge} = 1,04 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{eV}^{-1}$	[2]
Effektive Zustandsdichte im Ge-Valenzband ($T = 300 \text{ K}$)	: $N_{V,Ge} = 6,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{eV}^{-1}$	[2]
Gitterkonstante Ge ($T = 300 \text{ K}$)	: $a_{0,Ge} = 5,64613 \cdot 10^{10} \text{ m}$	[2]
Gitterkonstante Si ($T = 300 \text{ K}$)	: $a_{0,Si} = 5,43095 \cdot 10^{10} \text{ m}$	[2]

Abbildungsverzeichnis

In der vorliegenden Arbeit sind die folgenden Abbildungen dargestellt.

- Abb. 1.1: (a) Entwicklung Technologie-Knoten (Bild aus [13]). (b) Die Transmissionselektronenmikroskopaufnahme zeigt den Querschnitt eines Si-basierten „State of the Art“ Nanodraht-FET (Bild aus [14]). 2
- Abb. 1.2: (a) Spin-FET nach Datta-Das. (b) Spin-MOSFET nach Sugahara. 3
- Abb. 2.1: (a) Schematische Darstellung der elektrischen Zustandsdichte eines Ferromagneten für den „Spin-Up“- und „Spin-Down“-Zustand. (b) Elektrische Zustandsdichte (DOS) von Mn_5Ge_3 . Bild aus [38]. (c) Schematische Darstellung der elektrischen Zustandsdichte eines Halbleiters. 10
- Abb. 2.2: (a) Schematische Darstellung der Zustandsdichten im magnetisierten Ferromagnet ($T < T_c$) und im Halbleiter bei Einprägen eines Stromes. (b) Vereinfachtes Ersatzschaltbild der Spininjektion von einem Ferromagneten in einen Halbleiter. 11
- Abb. 2.3: Schematisches Prinzip der Spindetektion. Unter dem ferromagnetischen Kontakt C herrscht ein Überschuss an spinpolarisierten Elektronen, unter dem Kontakt D ein Gleichgewicht an spinpolarisierten Elektronen. Das Ungleichgewicht an spinpolarisierten Elektronen und die spinpolarisationsabhängigen Widerstände führen zu einer messbaren Potentialdifferenz zwischen den Kontakten. 13
- Abb. 2.4: Auswahlregeln für optische Übergänge in einem Halbleiter. Zu sehen sind die spinabhängigen Zustände im Leitungsband, Valenzband (LH=leichte Löcher und HH=schwere Löcher) sowie im „Split-Off“-Band (SO). 15
- Abb. 2.5: 4-Terminal-Hanle-Struktur zum elektrischen Nachweis der Spininjektion. Hierbei werden die zwei verschiedenen Messkonfigurationen unterschieden: die 4-Terminal-Hanle-Messung, bei der das externe Magnetfeld senkrecht zur Oberfläche des Kanalgebiets ist und die 4-Terminal-Spin-Ventil-Messung, bei der das

	externe Magnetfeld parallel zu der Orientierung der Kontakte ist. Der Abstand der mittleren zwei Elektroden sollte im Bereich der Spindiffusionslänge liegen.	18
Abb. 2.6	(a) 4-Terminal-Hanle-Strukturen für die Spin-Ventil-Messung, bei der das externe Magnetfeld parallel zu der Orientierung der Kontakte ist. (b) Die 4-Terminal-Spin-Ventil-Messung zeigt einen Umschaltvorgang der Magnetisierung der Ferromagnete. Die parallele und antiparallele Ausrichtung der Ferromagnete sind durch die Doppelpfeile gekennzeichnet.	20
Abb. 2.7:	(a) 4-Terminal-Hanle-Struktur für die Hanle-Messung, bei der das externe Magnetfeld senkrecht zur Ebene ist. (b) zeigt die 4-Terminal-Hanle-Messung für eine parallele Orientierung der inneren Kontakte B und C. (c) zeigt die 4-Terminal-Hanle-Messung für eine antiparallele Orientierung der inneren Kontakte B und C.	21
Abb. 2.8:	(a) Messsignal einer 4-Terminal-Hanle-Messung und parabolischer Fit des Hintergrundsignals. (b) Vom Hintergrund bereinigtes Hanle-Signal einer 4-Terminal-Hanle-Messung und Fit des Hanle-Signals.	23
Abb. 2.9:	(a) 3-Terminal-Hanle-Struktur. (b) Hanle-Messung. (c) Inverse Hanle-Messung.	24
Abb. 2.10:	Schematischer Aufbau des Tieftemperaturmessplatzes zur Durchführung der Hanle-Messungen.	26
Abb. 2.11:	(a) Probenhalter und (b) Bild einer auf eine Platine gebondeten Probe mit 4-Terminal-Strukturen. (c) Vorderseite der Platine und (d) Rückseite der Platine.	28
Abb. 3.1:	(a) Versetzungen für Ge(100) (Bild aus [62]) (b) Versetzungen für Ge(111) (Bild aus [63]).	31
Abb. 3.2:	(a) Niedrigauflösende TEM-Aufnahme der Probe i-Ge(111). (b) Hochauflösende TEM-Aufnahme an der Oberfläche der Probe i-Ge(111) und (c) an der Grenzfläche zwischen Ge und dem Si-Substrat.	33
Abb. 3.3:	(a) TEM-Hellfeldaufnahme der Probe i-Ge(111). (b) TEM-Dunkelfeldaufnahme der Probe i-Ge(111).	34

Abb. 3.4:	(a) (111)-Reflexe der XRD-Messung an der Probe i-Ge(111). (b) (333)-Reflexe der XRD-Messung an der Probe i-Ge(111).	35
Abb. 3.5:	(a) Schematischer Querschnitt der Diode. Die Diode ist als vertikale Photodiode realisiert. (b) REM-Bild einer Photodiode. Die runde Mesa der Diode ist gelb gestrichelt angedeutet und besitzt einen Radius $r = 20 \mu\text{m}$ ($A_{pin} = 1256 \mu\text{m}^2$). Die Ein- bzw. Auskopplung des Lichts erfolgt von oben in das optische Fenster.	36
Abb. 3.6:	Stromdichte-Spannungs-Kennlinie der Probenserie A für (a) $U = -1 \text{ V}$ bis $U = 1 \text{ V}$ und für (b) $U = -7 \text{ V}$ bis $U = 1 \text{ V}$.	38
Abb. 3.7:	Sperrströme bei $U_d = -1 \text{ V}$ in Abhängigkeit der Diodengröße.	39
Abb. 3.8:	Spektrale Empfindlichkeit in Abhängigkeit der Spannung der Probenserie A: (a) pin1(100), (b) pin2(111), (c) pin3(111).	41
Abb. 3.9:	(a) Vergleich der spektralen optischen Empfindlichkeit bei $U = 0 \text{ V}$. (b) Elektrolumineszenz der Probe pin2(111) für verschiedene Injektionsströme. Die roten Linien sind ein doppelter Gaussfit der Kurven, die roten Punkte stellen das Maximum des Fittes dar.	42
Abb. 3.10:	Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands von Sb dotiertem Ge, Mn_5Ge_3 und $\text{Mn}_5\text{Ge}_3\text{C}_{0,8}$. Bild aus [78].	49
Abb. 3.11:	Kristallstruktur von Ge(111) und Mn_5Ge_3 in der Draufsicht (a) bzw. Seitenansicht (b). Die beiden Kristalle haben eine zueinander passende Symmetrie (Bild c und d aus [82]). (c) Herstellungssequenz von Mn_5Ge_3 . Durch einen geeigneten Ausheizschritt bei $300 \text{ }^\circ\text{C}$ bildet sich die ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Phase. Die Al-Schicht dient als Oxidationsbarriere. (d) Bekannte Phasen der Mn_xGe_y -Legierung und deren Kristallstruktur (Bild aus [83]).	50
Abb. 3.12:	Temperaturverlauf des Ausheizprozesses (a) der Probe i-Ge300slow und (b) der Proben i-Ge260fast, i-Ge280fast, i-Ge300fast. Die gestrichelten Linien geben die nominelle Temperatur T_{nom} des Prozesses an, die durchgezogenen Linien die an der Probe gemessene Temperatur T_{mess} an.	52
Abb. 3.13:	(a) TEM-Hellfeldaufnahme der Probe i-Ge300fast mit dem Schichtstapel aus Al/Mn(10 nm)/ Mn_5Ge_3 (12 nm)/i-Ge und (b) TEM-	

	Dunkelfeldaufnahme der Probe i-Ge300fast. Die Dicke der Mn Schicht vor dem Ausheizen war $d_{Mn,vor} = 18$ nm.	53
Abb. 3.14:	(a) HR-TEM-Aufnahme der Probe i-Ge300fast. (b) Vergrößerung der HR-TEM-Aufnahme.	54
Abb. 3.15:	(a) REM-Aufnahme der Oberfläche der Probe iGe300fast nach dem nasschemischen Ätzen von Al und Mn. (b) AFM-Aufnahme und (c) Profil durch den Schnitt A-A'.	55
Abb. 3.16:	(a) Temperaturabhängige Magnetisierung der Probenserie C bei einem parallelen Magnetfeld bei $\mu_0 H_{\parallel} = 0,1$ T. (b) Vergleich der parallelen und senkrechten Magnetisierung der Probe i-Ge300fast bei $T = 5$ K.	57
Abb. 3.17:	Magnetisierungsmessung mit externem Magnetfeld (a) parallel zur Ebene und (b) senkrecht zur Ebene für die Probenserie C.	58
Abb. 3.18:	Magnetisierungsmessung mit externem Magnetfeld (a) parallel zur Oberfläche bzw. (b) senkrecht zur Oberfläche für die komplette Probenserie D.	60
Abb. 3.19:	Prozessblöcke des CMOS Basisprozesses (links) und Erweiterung des Basisprozesses um das Wachstum von Ge und die Herstellung von Mn_5Ge_3 (rechts).	62
Abb. 3.20:	Stromdichte-Spannungs-Kennlinie der Probenserie B. Keine der Proben zeigt ein Diodenverhalten.	68
Abb. 3.21:	(a) REM-Aufnahme einer mit Ce^{4+}/H_2O geätzten Ge(111)-Probe (b) REM-Aufnahme einer mit MnO_4^-/H_2O geätzten Ge(111)-Probe. Die Bilder sind entnommen aus [100].	69
Abb. 4.1:	(a) Schichtaufbau der hergestellten 3-Terminal-Strukturen. Die nominelle Schichtdicke der Mn-Schicht vor dem Annealing beträgt $d_{Mn} = 30$ nm. (b) Schematischer Probenaufbau der 3-Terminal-Strukturen.	71
Abb. 4.2:	(a) Temperaturabhängige Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe 3Tn20AlOx zwischen Kontakt A und B. Der Abstand der Elektroden beträgt $L_{AB} = 30$ μ m. (b) Temperaturabhängiger spezifischer Kontaktwiderstand der Probe 3Tn20AlOx extrahiert aus einer TLM-Messung (Bild aus [101]).	73

-
- Abb. 4.3: 3-Terminal-Hanle-Messung der Probe 3Tn20AlOx, gemessen (a) an der UCLA bei $T_{Probe} = 4$ K (Bild aus [101]) und gemessen (b) am IPC bei $T_{Probe} = 1,5$ K. 74
- Abb. 4.4: Spannungshub der 3-Terminal-Hanle-Messung in Abhängigkeit der Injektionsströme und der Orientierung des magnetischen Feldes (a) der am IPC gemessenen Probe bei $T_{Probe} = 1,5$ K und (b) der an der UCLA gemessenen Probe $T_{Probe} = 4$ K (Bild aus [101]). 75
- Abb. 4.5: (a) Temperaturabhängigkeit des Spannungshubes des Hanle-Signals für die Probe 3Tn20AlOx und (b) Temperaturabhängigkeit der extrahierten Spinlebensdauer für die Probe 3Tn20AlOx. 76
- Abb. 4.6: (a) Temperaturabhängige Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe 3Tp20 zwischen Kontakt A und B. Der Abstand der Elektroden beträgt $L_{AB} = 30$ μm . (b) Aus einer TLM-Messung extrahierter spezifischer Kontaktwiderstand der 3-Terminal-Proben ohne Tunneloxid bei $T = 300$ K. 77
- Abb. 4.7: (a) 3-Terminal-Hanle-Messung der Probe 3Tp19 bei unterschiedlichen Temperaturen und einem Injektionsstrom $I = +2$ mA und $I = -2$ mA. Die Änderungsrate des Magnetfeldes beträgt $\text{dB}/\text{dt} = 0,4$ T/min. (b) Aus dem Fit des Hanle-Signals extrahierte Spinlebensdauer der Probe 3Tp19. 79
- Abb. 4.8: (a) 3-Terminal-Hanle-Messung der Probe 3Tp20 für verschiedene Änderungsraten des Magnetfeldes bei einer Temperatur $T_{Probe} = 1,5$ K und einem Injektionsstrom $I = +2$ mA und $I = -2$ mA. (b) 3-Terminal-Hanle-Messung der Probe 3Tn20 für verschiedene Änderungsraten des Magnetfeldes und bei verschiedenen Temperaturen. 80
- Abb. 5.1: (a) Schichtaufbau der hergestellten 4-Terminal-Struktur. Die nominelle Schichtdicke der Mn-Schicht vor dem Annealing beträgt $d_{Mn} = 30$ nm. Die 4-Terminal-Struktur ist mit SiO₂ mit $d_{\text{SiO}_2} = 100$ nm passiviert. (b) Schematischer Aufbau der 4-Terminal-Struktur. 84
- Abb. 5.2: (a) Schichtwiderstand bzw. spezifischer Widerstand der Probe 4Tp20 aus einer Van-der-Pauw-Messung. (b) Beweglichkeit der Probe 4Tp20
-

	aus einer Hall-Messung. (c) Ladungsträgerkonzentration der Probe 4Tp20 aus einer Hall-Messung.	85
Abb. 5.3:	(a) Strom-Spannungs-Kennlinien verschiedener hergestellter 4-Terminal-Strukturen. Nur bei einer Struktur ist ein Stromfluss zwischen den inneren Kontakten möglich. (b) Durch Elektromigration zerstörte Zuleitungen der inneren Kontakte einer 4-Terminal-Struktur.	86
Abb. 5.4:	(a) REM-Aufnahme der 4-Terminal-Struktur. Die Kontaktflächen der äußeren Kontakte A und D beträgt $A = 2 \cdot 10 \mu\text{m}^2$. Die Mesa ist $b_{Mesa} = 6 \mu\text{m}$ breit. (b) Vergrößerung des rot markierten Bereiches der Mesa und der Zuleitungen der inneren Kontakte B und C. Die Kontaktflächen sind durch die Breite der Kontakte und die Höhe der Oxidfenster gegeben.	87
Abb. 5.5:	(a) Nicht-lokales Hanle-Signal für das externe Magnetfeld parallel und senkrecht zur Ebene. (b) Nicht-lokales Hanle-Signal für verschiedene Injektionsströme und bei verschiedenen Temperaturen. Das externe Magnetfeld ist parallel zur Ebene orientiert. Bei höheren Temperaturen nimmt das Hanle-Signal deutlich ab.	88
Abb. 5.6:	(a) Nicht-lokaler Widerstand der Probe 4Tp20. (b) Hanle-Signal und Fit der Kurve mit dem eindimensionalen Spin-Drift-Diffusionsmodell.	90
Abb. 5.7:	(a) Extrahierte Spinlebensdauer für die Messungen mit parallelem (schwarz) bzw. senkrechtem (rot) Magnetfeld. (b) Extrahierte Spindiffusionslänge für die Messungen mit parallelem (schwarz) bzw. senkrechtem (rot) Magnetfeld.	91
Abb. 5.8:	Polarisationsgrad der injizierten Ladungsträger der Probe 4Tp20 für Messungen mit parallelem (schwarz) bzw. senkrechtem (rot) Magnetfeld.	93
Abb. 5.9:	(a) Lift-Off mit nicht planarisiertem Oxid kann zum Abreisen der metallischen Zuleitung führen. (b) Lift-Off mit planarisiertem Oxid. Es kommt nicht zu einem Abriss der Zuleitung.	95
Abb. 6.1:	(a) Schichtaufbau und (b) simulierter Bandverlauf (schwarz) mit Ladungsträgerkonzentration (rot) der Probe SiGe(111)Ref.	98
Abb. 6.2:	(a) TEM-Aufnahme des Si-Kanals der Probe SiGe(111)Ref und (b) der Probe SiGe(111)5/20. Ab der Sb- δ -Modulationsdotierung setzen	

	Versetzungslinien ein, die sich bis zur Oberfläche ausbreiten. HR-TEM-Aufnahme des Si-Kanals (c) der Probe SiGe(111)Ref und (d) der Probe SiGe(111)5/20.	101
Abb. 6.3:	(a) Ramanspektren der SiGe(111)-MODFETs, aufgenommen in der Wafermitte. Neben den drei Schwingungsmoden der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierung $\omega_{\text{Si-Si}}$, $\omega_{\text{Si-Ge}}$, $\omega_{\text{Ge-Ge}}$ kann der Ramanshift des Si-Substrates beobachtet werden. (b) Vergrößerung des Bereichs der Schwingungsmode $\omega_{\text{Si-Si}}$.	102
Abb. 6.4:	(a) Beweglichkeit und (b) Ladungsträgerdichte der Probe SiGe(100)Ref.	103
Abb. 6.5:	Einfluss der Spacerdicke auf die Beweglichkeit der SiGe(111)-Proben mit (a) 1/20 Monolagen und (b) 1/40 Monolagen der Sb- δ -Dotierung.	104
Abb. 6.6:	Vergleich der Ladungsträgerdichte der Probe SiGe(111)Ref und SiGe(111)5/20.	106
Abb. 6.7:	Ge-MODFET mit SiGe-Kanal. Die Kontaktierung des Kanals erfolgt durch die selbstlimitierende Germanidierung von Mn zu Mn_5Ge_3 .	107
Abb. 7.1:	(a) Stromdichte-Spannungs-Kennlinie für Dioden mit drei verschiedenen Metallisierungen. (b) Extrahierte Serienwiderstände für verschiedene Diodengrößen.	111
Abb. 7.2:	Aus einer TLM-Messung bestimmter (a) Schichtwiderstand und (b) spezifischer Kontaktwiderstand.	112
Abb. 7.3:	(a) Photostrommessungen bei $U_d = 0 \text{ V}$. (b) Elektrolumineszenzmessungen der Probe $\text{pin}(111)\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Al}$.	113
Abb. 7.4:	Photostrommessung bei $T = 5,6 \text{ K}$.	115
Abb. C.1:	Layout der Maske SPIN2016. Die Maske besteht aus drei Maskenebenen: 1. Maske Strukturierung der Mesa (rot), 2. Maske Öffnung der Oxidfenster (grün) und 3. Maske zur Strukturierung der Metallisierung (grau).	134
Abb. C.2:	3-Terminal-Feld. Die Strukturen unterscheiden sich in der Breite der Mesa ($M = 2 \mu\text{m}, 5 \mu\text{m}, 10 \mu\text{m}$) und der Breite des mittleren Kontaktes ($T = 2 \mu\text{m}, 5 \mu\text{m}, 10 \mu\text{m}$).	135
Abb. C.3:	4-Terminal-Feld. Die Strukturen unterscheiden sich in der Breite der Mesa ($M = 2 \mu\text{m}, 5 \mu\text{m}, 10 \mu\text{m}$). Die Justagekreuze jeder Struktur sind	

- für die Justage bei der Elektronenstrahlolithografie zur Strukturierung der Kontakte b und c der 4-Terminal-Struktur. 135
- Abb. C.4: Dioden-Feld mit TLM-Strukturen. Die Dioden unterscheiden sich im Radius der Mesa ($R = 1 \mu\text{m} - 80 \mu\text{m}$). Die Dioden mit Oxidfenster sind durch „pinR“ gekennzeichnet, die Dioden ohne Oxidfenster durch „pibR“. Die Dioden mit „op“ bzw. „sh“ als Endung sind Dioden ohne Oxidfenster („Open“) bzw. mit kurzgeschlossenen Kontakten („Short“) und dienen der Prozesskontrolle sowie für Deembedding bei Hochfrequenzmessungen. 136
- Abb. C.5: Quadratische Van-der-Pauw-Struktur zur Bestimmung der Beweglichkeit mit einer Hall-Messung. 136
- Abb. C.6: (a) Schlechte Lackhaftung der Probe Lacktest1. Einige der Justagemarken haben sich abgelöst. (b) Gute Lackhaftung der Probe Lacktest3 bei Verwendung einer SiO_2 -Schicht und DMSO als Haftvermittler. 138
- Abb. C.7: (a) Geätztes Ge ohne vorhergehenden BHF-Dip. Es bleibt eine raue Oberfläche mit nicht geätzten Ge-„Gräsern“ stehen (b) Geätztes Ge mit vorhergehendem BHF-Dip führt zu einer glatten Oberfläche. (c) Mikroskopbild der Oberfläche nach der Ätzung der SiO_2 - und Ge-Schicht sowie nach Entfernung des Lackes und der SiO_2 -Schicht. Die rechteckige Form ist die Mesa einer 4-Terminal-Struktur. (d) REM-Bild des Querbruchs durch eine mit der RIE geätzten Ge-Schicht mit Al ohne Passivierungsoxid. 139
- Abb. C.8: Verteilung der Ätztiefe der Ge-Schicht über ein $A = 35 \cdot 35 \text{ mm}^2$ großes Probenstück für zwei verschiedene Proben (a) Ätztest1 und (b) Ätztest2. Die nominellen Ätztiefen sind $d_{\text{Ätz1}} = 430 \text{ nm}$ und $d_{\text{Ätz2}} = 530 \text{ nm}$. 140
- Abb. C.9: REM-Aufnahme der inneren Kontakte einer 4-Terminal-Struktur hergestellt durch einen Einzellack-EBL-Lift-Off-Prozess in der (a) Draufsicht und (b) Seitenansicht. Der grün eingefärbte Bereich stellt nicht abgelöstes Metall zwischen den Kontakten dar, was so zu einem Kurzschluss zwischen den inneren Kontakten führt. 143
-

Abb. D.1:	(a) Berechneter Serienwiderstand (schwarz) und linearer Fit (rot). Aus dem y-Achsenabschnitt des linearen Fits kann der Serienwiderstand extrahiert werden. (b) Berechnete Idealität (schwarz) und linearer Fit im linearen Bereich (rot).	147
Abb. D.2:	(a) Reflexion der Probe pin1(100) (b) Quadratisch aufgetragene Absorption (schwarz) und linearer Fit (rot) zur Bestimmung der Bandlücke der Probe pin1(100).	149
Abb. D.3:	Energie des Intensitätsmaximum des Elektrolumineszenzspektrums über der elektrischen Leistung. Die Messpunkte werden linear gefittet.	151
Abb. D.4:	(a) Schematischer Aufbau einer TLM-Struktur Bestimmung des Schichtwiderstands und des spezifischen Kontaktwiderstands. (b) Widerstand in Abhängigkeit des Kontaktabstands. (c) Schematische Stromverteilung für $L_T = w$. (d) Schematische Stromverteilung für $L_T < w$.	152
Abb. E.1:	(a) Stromdichte der Probe pin1(100) für verschiedene Diodengrößen. (b) Strom pro Umfang der Probe pin1(100) für verschiedene Diodengrößen.	158
Abb. E.2:	(a) Stromdichte der Probe pin2(111) für verschiedene Diodengrößen. (b) Strom pro Umfang der Probe pin-Ge(111) für verschiedene Diodengrößen.	158
Abb. E.3:	(a) Stromdichte der Probe pin3(111) für verschiedene Diodengrößen. (b) Strom pro Umfang der Probe pin3(111) für verschiedene Diodengrößen.	159

Tabellenverzeichnis

In der vorliegenden Arbeit sind die folgenden Tabellen aufgeführt.

Tab. 1.1:	Vergleich der Elektronen- und Löcherbeweglichkeiten von Halbleitern.	4
Tab. 3.1:	Wachstumsrezept der Probe i-Ge(111).	32
Tab. 3.2:	Probenübersicht der Serie A.	36
Tab. 3.3:	Ausgewählte Prozessschritte zur Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen. Links ist jeweils die Draufsicht auf den Wafer, mittig die Seitenansicht des Schnittes durch die rot gestrichelten Linien dargestellt.	44
Tab. 3.4:	Variation der Ausheizparameter der Probenserie C. Alle Proben haben den selben nominellen Schichtaufbau Al(80 nm)/Mn(18 nm)/i-Ge(500 nm)/Si(111).	52
Tab. 3.5:	Zusammenfassung der aus der Magnetisierungsmessung extrahierten Parameter der Probenserie C.	58
Tab. 3.6:	Übersicht der Probenserie D. Alle Proben haben den selben nominellen Schichtaufbau Al(80 nm)/Mn(20 nm)/(i/n/p)-Ge(100 nm)/i-Ge(300 nm)/Si(111) mit unterschiedlichen Dotierungen im Kanal und sind mit dem „300slow“-Prozess ausgeheizt.	59
Tab. 3.7:	Probenserie B zur Optimierung des Ge-Wachstums auf Si(111).	67
Tab. 4.1:	Probenübersicht der hergestellten 3-Terminal-Strukturen der Probenserie E. (Aufgrund der Ungewissheit der Schichtdicke von Mn ₅ Ge ₃ ist nur die nominelle Schichtdicke der abgeschiedenen Mn-Schicht angegeben.)	72
Tab. 4.2:	Aus einer TLM-Messung bestimmte spezifischer Kontaktwiderstand, Schichtwiderstand, Ladungsträgerdichte, spezifischer Widerstand und Verhältnis der spezifischen Widerstände der 3-Terminal-Proben ohne Tunneloxid.	78
Tab. 6.1:	Übersicht der MODFET-Strukturen der Probenserie F.	99
Tab. 6.2:	Aus den Ramanspektren bestimmte Ge-Konzentration x und Verspannung $\epsilon_{ }$ der Probenserie F.	103

Tab. 7.1:	Probenübersicht der p-i-n-Dioden mit verschiedenen Metallisierungen.	110
Tab. B.1:	Probenübersicht und interne Probennummern der in der Arbeit untersuchten Proben.	131
Tab. C.1:	Untersuchung verschiedener Einflüsse auf die Lithografie auf Ge.	138
Tab. C.2:	Ätzparameter zur Ätzung von Ge mit SiO ₂ als Haftvermittler.	140
Tab. C.3:	Prozessfolge des Doppellagen EBL-Lift-Offs.	142
Tab. E.1:	Diodenbezeichnung und Abmessungen der Dioden.	157

1. Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Die Spintronik befasst sich mit der Verwendung des magnetischen Moments von Elektronen (des Elektronenspins) zur Realisierung von neuartigen Halbleiterbauelementen. Der Elektronenspin dient hierbei entweder als zusätzlicher Informationsträger zur elektrischen Ladung oder als alleiniger Informationsträger anstelle von elektrischer Ladung. Im Bereich von Datenpeichern spielt die Spintronik seit Jahrzehnten eine dominante Rolle, z.B. in Festplattenlaufwerken [3] unter Verwendung des 1988 entdeckten Riesen-Magnetowiderstands [4][5].

Aufgrund der zunehmenden Miniaturisierung und eines absehbaren Endes des Mooreschen Gesetzes stößt die Spintronik auch auf größer werdendes Interesse im Bereich von Logikschaltungen [6] [7]: Die seit den 60er Jahren dominierende Transistortechnologie für Logikschaltungen ist die Si-basierte komplementäre Metall-Oxid-Halbleiter-Technologie (CMOS, engl. complementary metal oxide semiconductor) unter Verwendung von komplementär aufgebauten Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistoren (MOSFET, engl. metal oxide semiconductor field effect transistor). Die der Halbleiterindustrie zugrundeliegende Leitlinie zur Weiterentwicklung und Verkleinerung der Transistoren folgte kontinuierlich dem Mooreschen Gesetz, welches eine exponentielle Vergrößerung der Anzahl an Transistoren im Sinne einer Verdopplung der Strukturichte alle 18 bis 24 Monate beschreibt [8]. Die Strukturgröße von „State of the Art“ CMOS-basierten MOSFETs ist bereits bei dem 10-nm-Technologie-Knoten angelangt (siehe Abb. 1.1a), die ersten Firmen haben den 7-nm-Technologie-Knoten (siehe Abb. 1.1b) bzw. sogar den 5-nm-Technologie-Knoten erreicht [9]. Jedoch sind neben der physikalisch begrenzten Verkleinerung der Transistoren zunehmend quantenmechanische Effekte für ein absehbares Ende des Mooreschen Gesetzes bis ca. 2025 verantwortlich [10] [11].

Ein Maß für die Effizienz von Transistoren ist durch den Strom im eingeschalteten Zustand („On“-Strom), den Strom im ausgeschalteten Zustand („Off“-Strom) und das Einschaltverhalten, definiert über den sogenannten „Subthreshold-Swing“, gegeben.

Die klassische Fortführung der Miniaturisierung und Optimierung von CMOS-basierten Bauelementen wird durch „More-Moore“-Konzepte angestrebt. Dazu gehören neben dem Si-Finnen-Feldeffekttransistor (Fin-FET) Transistoren basierend auf Ge auf Si-Substraten als p-Kanal-Transistoren sowie Transistoren basierend auf GaAs auf Si-Substraten als n-Kanal-Transistoren. Mit dem Umstieg des Kanalmaterials von Si auf Ge bzw. GaAs lässt sich eine

1. Kapitel

Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Verbesserung des „On“-Stroms der Transistoren durch die erhöhte Beweglichkeit der Ladungsträger im jeweiligen Material erzielen [12]. Bei allen „More-Moore“-Konzepten ist durch das zugrunde liegende Funktionsprinzip das Schaltverhalten der Transistoren durch das untere Limit des „Subthreshold-Swing“ $SS_{min} = 60 \text{ mV/Dekade}$ begrenzt [12, S. 366].

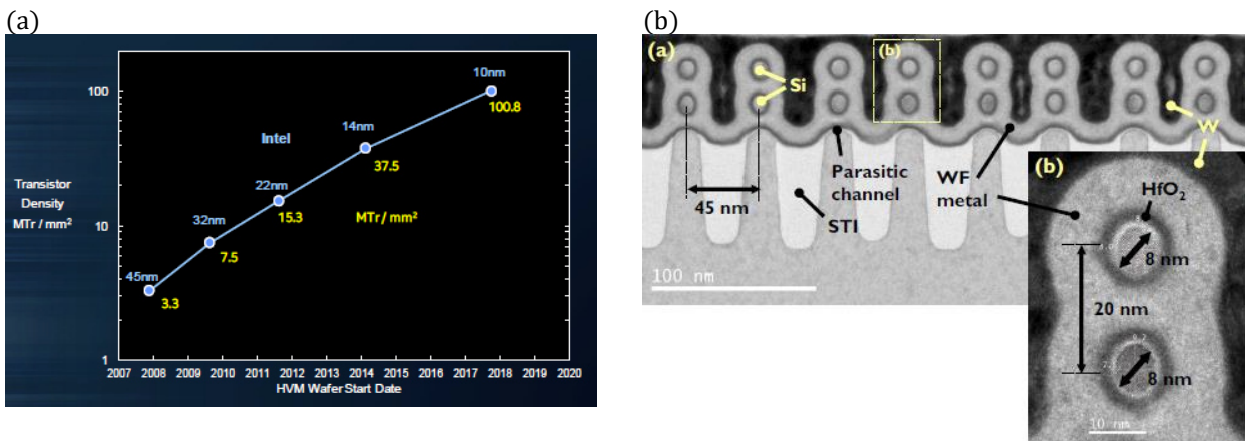


Abb. 1.1: (a) Entwicklung Technologie-Knoten (Bild aus [13]). (b) Die Transmissionselektronenmikroskopaufnahme zeigt den Querschnitt eines Si-basierten „State of the Art“ Nanodraht-FET (Bild aus [14]).

Bei den sogenannten „Beyond-CMOS“-Konzepten handelt es sich um Konzepte, bei denen ein zu klassischen CMOS-Bauelementen prinzipiell verschiedenes physikalisches Funktionsprinzip zugrunde liegt und damit ein besseres Schaltverhalten mit $SS_{min} < 60 \text{ mV/Dekade}$ erlaubt. Zu den „Beyond-CMOS“-Konzepten zählen unter anderem Tunnel-Feldeffekttransistoren (TFET), Nano-elektromechanische Schalter (NEMS), Ferroelektrische-Feldeffekttransistoren (FE-FET), Mott-Feldeffekttransistoren (Mott-FET), Spin-Feldeffekttransistoren (Spin-FET), Spin-Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistoren (Spin-MOSFET) sowie Konzepte basierend auf Spin-Wellen-Logik (SWL), Nano-Magnet-Logik-Bauelemente (NML) und „All-Spin-Logic“-Bauelemente (ASL). Dabei werden spintronische Bauelemente als aussichtsreiche Kandidaten für „Beyond-CMOS“-Konzepte gehandelt. [6] [7]

Die meisten der spintronischen Konzepte, unter anderem der von Datta und Das im Jahr 1990 vorgestellte Spin-FET [15], der im Jahr 2004 vorgestellte Spin-MOSFET von Sugahara und Tanaka [16] oder das Behin-Aein ASL-Bauelement (2010) [17], beruhen auf der Spininjektion von spinpolarisierten Ladungsträgern in ein Halbleiter-Kanalgebiet, dem Spintransport und der Spinmanipulation im Kanalgebiet sowie der Spindetektion. Der schematische Aufbau eines Spin-FETs und eines Spin-MOSFET ist in Abb. 1.2a und b

dargestellt. Der Spin-FET besteht aus einer Halbleiterstruktur mit einem zweidimensionalen Elektronengas als Kanalgebiet, in welches über einen Ferromagneten (FM) als „Source“-Kontakt spinpolarisierte Elektronen injiziert werden. Über eine angelegte „Gate“-Spannung wird die Spinpolarisation der Elektronen über den Rashba-Effekt beeinflusst. Der Rashba-Effekt hängt dabei von der Stärke der Spin-Bahn-Kopplung des Halbleiters ab [18]. Je nach Spinpolarisation der Ladungsträger, welche über die „Gate“-Spannung eingestellt wird, ist der Transistor ein- bzw. ausgeschaltet. Der Spin-MOSFET besteht aus einer MOSFET-Struktur, bei der die „Source“- und „Drain“-Kontakte als ferromagnetische Halbmetalle bzw. als ferromagnetische Metalle mit möglichst hohem Polarisationsgrad realisiert sind. Je nach magnetischer Orientierung des „Drain“-Kontaktes gegenüber dem „Source“-Kontakt (parallel oder antiparallel) kommt es zu einer Veränderung des Source-Drain-Stroms des Spin-MOSFETs. Dadurch lassen sich rekonfigurierbare Logikgatter für energieeffiziente, leistungsarme Schaltungsarchitekturen realisieren [19], was mit der klassischen CMOS-Technologie nicht möglich ist.

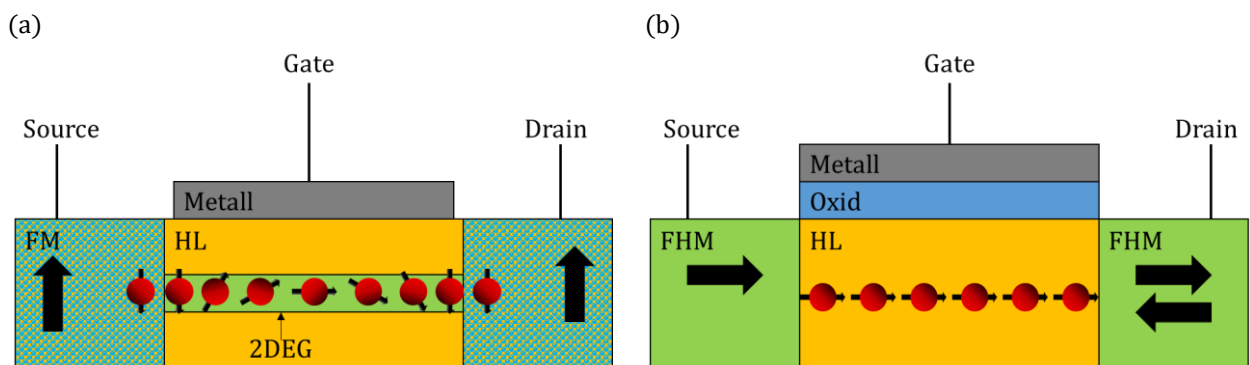


Abb. 1.2: (a) Spin-FET nach Datta-Das. (b) Spin-MOSFET nach Sugahara.

Die beiden Transistortypen Spin-FET und Spin-MOSFET dienen als Ausgangspunkt für die vorliegende Arbeit. Für die beiden Transistortypen ist eine effiziente Spininjektion, ein effizienter Spintransport und eine effiziente Spindetektion essentiell. Elektrische Spininjektion wurde dabei erstmals 1992 in GaAs nachgewiesen [20], elektrische Spininjektion in Si im Jahr 2007 [21] und elektrische Spininjektion in n-Ge [22] [23] sowie in p-Ge [24] in 2011 gezeigt. Die Verwendung von Ge als Kanalgebiet eignet sich durch die im Vergleich zu Si höhere Elektronen- und Löcherbeweglichkeit (vgl. Tab. 1.1) und der damit zu erwartenden größeren Spindiffusionslänge. Zusätzlich eignet sich Ge aufgrund der großen Spin-Bahn-Kopplung für den Rashba-Effekt und durch die Möglichkeit der bereits

1. Kapitel

Motivation und Zielsetzung der Arbeit

industriell gezeigten monolithischen Integrierbarkeit in einen CMOS-Prozess [25]. Die Spininjektion in den Halbleiter erfolgt mit einem Ferromagnet-Halbleiter-Kontakt. Idealerweise ist der ferromagnetische Kontakt so gewählt, dass ein möglichst hoher Anteil an spinpolarisierten Ladungsträgern in den Halbleiter injiziert wird. Das in dieser Arbeit verwendete Mn_5Ge_3 als Ferromagnet begründet sich mit dem hohen Polarisationsgrad ($P_{s,FM} = 42\%$), der hohen Curietemperatur ($T_c \approx 300\text{ K}$), dem niedrigen Kontaktwiderstand und der in dieser Arbeit gezeigten Möglichkeit einer CMOS-kompatiblen Herstellung. Durch thermisches Ausheizen von aufgedampftem Mn auf kristallinem Ge auf Si-Substraten bildet sich die ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Phase der MnGe-Legierung. Bei der thermischen Umwandlung von Mn und Ge zum hexagonalen Mn_5Ge_3 ist eine Ge(111)-Oberfläche aufgrund der Kristallsymmetrie von $Mn_5Ge_3(0001)$ zur Ge(111)-Oberfläche zu bevorzugen, welche das Wachstum von Ge auf Si(111)-Substraten erfordert. Der elektrische Nachweis von Spininjektion und Spintransport in einem Halbleiter kann durch eine Hanle-Messungen mit einer 3-Terminal- und 4-Terminal-Hanle-Struktur erfolgen [26].

Tab. 1.1: Vergleich der Elektronen- und Löcherbeweglichkeiten von Halbleitern.

Halbleiter	Elektronen-Beweglichkeit in $\text{cm}^2/(\text{V s})$	Löcher-Beweglichkeit in $\text{cm}^2/(\text{V s})$
Si	1400	470
Ge	3900	1900
InAs	30000	500
GaAs	8500	400

Mit der Thematik der Spininjektion in Ge haben sich in den letzten Jahren nur wenige internationale Gruppen befasst: Die Gruppe um Kang Wang von der University of California in Los Angeles, USA (UCLA) [22], [27], [28], die Gruppe von Matthieu Jamet vom CEA Leti in Grenoble, Frankreich [29]–[31], die Gruppe um Vinh Le Thanh der Aix-Marseille Universität in Marseille, Frankreich [32]–[34] sowie die Gruppe um Koji Ando der Tsukuba University, Tsukuba, Japan [35], [36]. Am IHT bestehen seit mehreren Jahren Kooperationen im Bereich der Spintronik mit der UCLA sowie dem Karlsruher Institut für Technologie (KIT). Der Fokus der Forschung lag hierbei in der elektrischen Spininjektion in Si- und Ge-Kanäle mit Hilfe von ferromagnetischen $Mn_5Ge_3C_x$ bzw. $Mn_5(\text{SiGe})_3$ -Kontakten. Das Wachstum der Si- und Ge-Schichten erfolgte am IHT. Die weitere Prozessierung der Proben zu 3- und 4-Terminal-Strukturen und die Messtechnik erfolgte größtenteils an der UCLA

bzw. am KIT. Aus der Kooperation mit der UCLA ist 2015 die Dissertation von *Li-Te Chang* an der UCLA hervorgegangen [37].

Aufbauend auf den bisherigen Forschungsergebnissen ist die Zielsetzung dieser Dissertation der Nachweis von Spininjektion in Ge. Daraus ergeben sich die primären Fragestellungen der Arbeit: Lässt sich mit Mn_5Ge_3 ein CMOS-kompatibler Ferromagnet für die Spininjektion in Ge realisieren? Ist Spininjektion in intrinsisches Ge, p-dotiertes Ge und n-dotiertes Ge mit Mn_5Ge_3 möglich? Mit welchen Strukturen erfolgt der Nachweis der Spininjektion und wie lassen sich die dafür nötigen Strukturen am IHT herstellen und vermessen?

Für spintronische Bauelemente ist eine hohe Spindiffusionslänge entscheidend und die Spindiffusionslänge hängt bei Ge von der Beweglichkeit im Kanalgebiet bzw. von der Kristallqualität ab. Das Wachstum von Ge auf Si(100)-Substraten ist eine am IHT etablierte Technologie und erfolgt durch die Molekularstrahlepitaxie. Die Nutzung von Si(111)-Substraten und das Wachstum von Ge auf diese Substrate war am IHT bisher nicht Gegenstand intensiver Forschungsaktivitäten. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Wachstum von Ge auf Si(111)-Substraten am IHT erstmalig gezielt hinsichtlich der Kristallqualität untersucht und optimiert. Mit Hilfe des Wachstums und anschließender Herstellung von Ge-p-i-n-Dioden auf Si(111) wird zusätzlich überprüft, ob das Wachstum von hoch-dotierten Ge-Schichten mit hinreichend guter Kristallqualität funktioniert.

Der zur elektrischen Spininjektion notwendige Ferromagnet kann durch Mn_5Ge_3 realisiert werden. Dabei gilt es zu klären, ob sich Mn_5Ge_3 durch einen CMOS-kompatiblen Prozess durch eine Germanidierung von Mn auf Ge(111)-Oberflächen herstellen lässt. In diesem Zug wird mit Hilfe von Magnetisierungsmessungen mit einem SQUID (superconducting quantum interference device, engl. für supraleitende Quanteninterferenzeinheit) untersucht, ob sich die ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Phase bildet und wie sich die Ausheizparameter auf die Ausbildung der Mn_5Ge_3 -Schicht auswirken. Um zu überprüfen, ob sich das so hergestellte Mn_5Ge_3 für spintronische Bauelemente eignet, wird untersucht, ob die Germanidierung auch auf dotierten Ge-Schichten erfolgen kann und wie der Einfluss der Dotierung auf den Prozess ist. Der nächste Schritt ist der Nachweis der Spininjektion in dotierte Ge-Schichten mit dem so hergestellten Mn_5Ge_3 . Der elektrische Nachweis von Spininjektion kann mit einer 3-Terminal-Hanle-Messung oder einer 4-Terminal-Hanle-Messung erfolgen. Für die Hanle-Messungen wird deshalb ein Tieftemperaturmessplatz aufgebaut. Die Herstellung von 3-Terminal-Strukturen gestaltet sich im Vergleich zu 4-Terminal-Strukturen einfacher. Daher

1. Kapitel

Motivation und Zielsetzung der Arbeit

wird der Nachweis der Spininjektion in Ge zunächst mit einer 3-Terminal-Hanle-Messung durchgeführt. Bei 3-Terminal-Strukturen können jedoch parasitäre Effekte auftreten, die einen Nachweis der Spininjektion nicht eindeutig machen. Diese parasitären Effekte können durch eine 4-Terminal-Hanle-Messung mit 4-Terminal-Strukturen verhindert werden. Die Herstellung der hierfür benötigten 4-Terminal-Struktur ist aufgrund der geringen Strukturabmessungen komplexer und deshalb schwieriger umzusetzen. Hierzu wird ein Herstellungsprozess entwickelt, bei dem die Proben durch eine Kombination aus optischer Lithografie und Elektronenstrahl-Lithografie strukturiert werden. Durch eine 4-Terminal-Hanle-Messung kann die Spinlebensdauer, die Spindiffusionslänge sowie der Polarisationsgrad der Ladungsträger in Ge aus einem Fit des Hanle-Signals extrahiert werden. Zur Verbesserung der Spindiffusionslänge sind anstelle von Ge alternative Kanalmaterialien mit höherer Beweglichkeit interessant. Hierzu werden SiGe-basierte modulationsdotierte Feldeffekttransistor-Strukturen (MODFET-Strukturen) untersucht. Die Beweglichkeit der MODFET-Strukturen hängt sehr stark von der Schichtqualität ab. Für die gewachsenen Proben wird deshalb die Kristallqualität der Proben untersucht und die Beweglichkeit bestimmt. Neben der Optimierung der Spindiffusionslänge ist auch eine Optimierung der Spininjektion elementar. Neben einer Hanle-Messung ist eine weitere Möglichkeit zum Nachweis von Spininjektion durch elektrooptische Messungen an Spin-Photodioden bzw. Spin-Leuchtdioden (Spin-LEDs) gegeben. Hierzu werden p-i-n-Dioden mit ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakten hergestellt und der Einfluss der Metallisierung auf das Diodenverhalten untersucht. Damit soll überprüft werden, ob sich Mn_5Ge_3 -Kontakte zur Realisierung von Spin-Photodioden und Spin-LEDs eignen.

Der Aufbau der Arbeit orientiert sich an den oben skizzierten Überlegungen, die Kapitel sind daher wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 sind die theoretischen Grundlagen zur Spininjektion, zum Spintransport und zur Spindetektion beschrieben. Hierzu ist das Funktionsprinzip einer 3-Terminal-Hanle-Messung und einer 4-Terminal-Hanle-Messung sowie der Messaufbau zur Durchführung einer Hanle-Messung bei tiefen Temperaturen dargestellt. Kapitel 3 geht auf die Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen ein. Nach der Beschreibung des Wachstums von Ge auf Si(111) wird die technologische Prozessierung von Hanle-Strukturen und die Herstellung des Mn_5Ge_3 auf unterschiedlich dotierten Ge-Schichten vorgestellt. Die durchgeführten Hanle-Messungen an 3-Terminal-Strukturen mit bzw. ohne Tunneloxid werden in Kapitel 4 diskutiert. In Kapitel 5 erfolgt der Nachweis von

Spininjektion in Ge durch eine Hanle-Messung an einer 4-Terminal-Struktur sowie die Extraktion der Spinlebensdauer, der Spindiffusionslänge und des Polarisationsgrads. In Kapitel 6 sind weiterführende Untersuchungen an MODFET-Strukturen zur Erhöhung der Beweglichkeit aufgezeigt. Das Kapitel 7 zeigt Voruntersuchungen an Spin-Photodioden und Spin-LEDs. Die Ergebnisse der Arbeit sind in den einzelnen Kapiteln zusammengefasst und es wird jeweils ein Ausblick auf fortführende Untersuchungen gegeben.

2. Grundlagen

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Mechanismen zur elektrischen und optischen Spininjektion und Spindetektion im Halbleiter beschrieben. In der vorliegenden Arbeit wird unter der Spininjektion das Einbringen von spinpolarisierten Ladungsträgern in den Halbleiter verstanden, unter Spindetektion der Nachweis von vorhandenen spinpolarisierten Ladungsträgern im Halbleiter. Häufig erfolgt die elektrische Spininjektion sowie die Spindetektion im Halbleiter mit einem Ferromagnet-Halbleiter-Kontakt. Der elektrische Nachweis von Spininjektion mit 4-Terminal und 3-Terminal-Hall-Messungen sowie der hierfür verwendete Messplatz sind in diesem Kapitel beschrieben.

2.1. Grundlegende Mechanismen spintronischer Bauelemente

2.1.1. Elektrische Spininjektion und Spindetektion

Entscheidend für die elektrische Spininjektion und -detektion sind die spinabhängige Zustandsdichte im Ferromagnet und die spinunabhängige Zustandsdichte im Halbleiter. In Abb. 2.1a ist die spinabhängige elektrische Zustandsdichte in einem magnetisierten Ferromagneten bei einer Temperatur T unter der Curietemperatur T_c schematisch dargestellt. Die Zustandsdichte ist für die zwei verschiedenen quantenmechanischen Zustände „Spin-Up“ und „Spin-Down“ in die entsprechenden Zustandsdichten D_\uparrow und D_\downarrow aufgeteilt. Im Ferromagneten sind alle Zustände unterhalb der Fermienergie mit Elektronen besetzt. Daraus ergeben sich die unterschiedlichen Ladungsträgerdichten im entsprechenden „Spin-Up“-Zustand N_\uparrow bzw. „Spin-Down“-Zustand N_\downarrow . Im dargestellten Fall ist die Elektronendichte im „Spin-Up“-Zustand größer als im „Spin-Down“-Zustand, es gibt einen Überschuss an „Spin-Up“-polarisierten Elektronen.

2. Kapitel Grundlagen

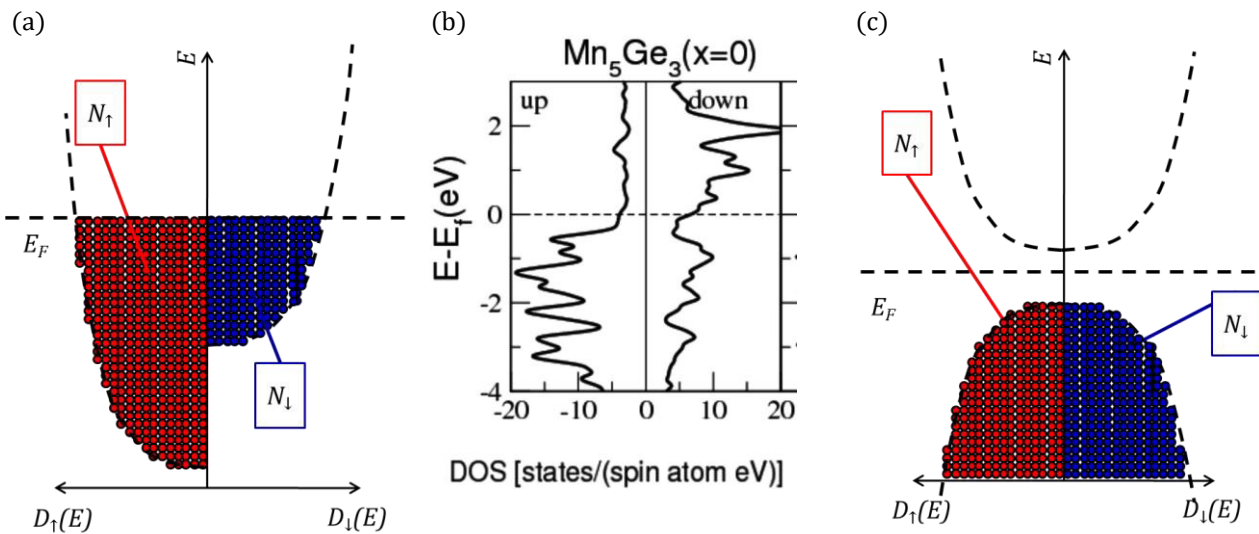


Abb. 2.1: (a) Schematische Darstellung der elektrischen Zustandsdichte eines Ferromagneten für den „Spin-Up“- und „Spin-Down“-Zustand. (b) Elektrische Zustandsdichte (DOS) von Mn_5Ge_3 . Bild aus [38]. (c) Schematische Darstellung der elektrischen Zustandsdichte eines Halbleiters.

Abb. 2.1b zeigt die berechnete elektrische Zustandsdichte (DOS, engl. density of states) des ferromagnetischen Mn_5Ge_3 . Die Zustandsdichte wurde hierbei mit Hilfe der Dichtefunktionaltheorie berechnet. Unterhalb der Fermienergie ist die Zustandsdichte der „Spin-Up“-Elektronen deutlich größer. Im Gegensatz zur schematischen Darstellung in Abb. 2.1a ist bei der Fermienergie die Zustandsdichte von „Spin-Down“-Elektronen dominant. Aus der spinabhängigen Zustandsdichte im Ferromagnet lässt sich der Polarisationsgrad $P_{S,FM}$ des Ferromagneten bestimmen [39]. Die elektrische Zustandsdichte eines Halbleiters ist in Abb. 2.1c gezeigt. Im Gegensatz zum Ferromagnet ist die Zustandsdichte beim Halbleiter spinunabhängig, die Ladungsträger sind im Gleichgewichtszustand gleichmäßig auf die „Spin-Up“- und „Spin-Down“-Zustände verteilt. Für Halbleiter wird die Zustandsdichte deshalb in der Literatur für gewöhnlich als gemeinsame Zustandsdichte ohne Aufteilung für die „Spin-Up“- und „Spin-Down“-Zustände dargestellt.

❖ Elektrische Spininjektion und das Problem der Leitfähigkeitsfehlanpassung

Bringt man einen metallischen Ferromagneten und einen Halbleiter zusammen, bildet sich ein Ferromagnet-Halbleiter-Kontakt. Grundsätzlich ähnelt der Ferromagnet-Halbleiter-Kontakt einem Metall-Halbleiter-Kontakt, bei dem sich je nach Austrittsarbeit des Ferromagneten Φ_{FM} , der Elektronenaffinität des Halbleiters X_{FM} und je nach Dotierung des Halbleiters ein Schottky- oder ein Ohmscher-Kontakt ausbilden kann. Zusätzlich müssen für

einen Ferromagnet-Halbleiter-Kontakt die spinabhängigen Zustandsdichten des Ferromagneten und die spinabhängigen Tunnelübergänge beachtet werden. Für die theoretische Betrachtung der elektrischen Spininjektion lässt sich die Spinpolarisation der injizierten Ladungsträger durch spinabhängige Ströme I_{\uparrow} (für „Spin-Up“) und I_{\downarrow} (für „Spin-Down“) beschreiben. Der Spinpolarisationsgrad P_s der injizierten Ladungsträger beschreibt, wie viele Ladungsträger einer bestimmten Spinpolarisation im Verhältnis zum Gesamtstrom der injizierten Ladungsträger injiziert werden. Hierbei ist der Polarisationsgrad durch das Verhältnis der spinabhängigen Ströme I_{\uparrow} und I_{\downarrow} definiert:

$$P_s = \frac{|I_{\uparrow} - I_{\downarrow}|}{I_{\uparrow} + I_{\downarrow}}. \quad (2.1)$$

Aufgrund der spinabhängigen Zustandsdichte im Ferromagnet werden durch Einprägen eines Stromes an einen Ferromagnet-Halbleiter-Kontakt bevorzugt Ladungsträger mit der Polarisation des Ferromagnets $P_{s,FM}$ injiziert. Dieses so entstehende Ungleichgewicht der „Spin-Up“- und „Spin-Down“-Zustände führt zu einer Aufteilung des Fermi-niveaus in zwei Quasiferminiveaus für die „Spin-Up“- und „Spin-Down“-Zustände der Ladungsträger, $E_{F,\uparrow}$ bzw. $E_{F,\downarrow}$ (siehe Abb. 2.2a).

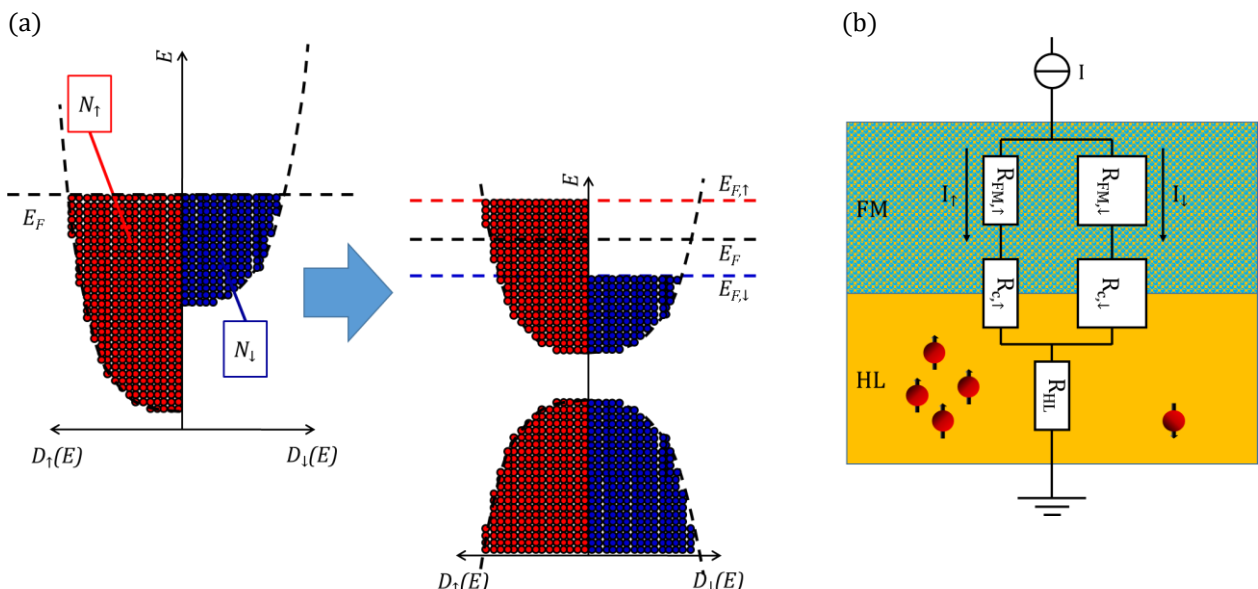


Abb. 2.2: (a) Schematische Darstellung der Zustandsdichten im magnetisierten Ferromagnet ($T < T_c$) und im Halbleiter bei Einprägen eines Stromes. (b) Vereinfachtes Ersatzschaltbild der Spininjektion von einem Ferromagneten in einen Halbleiter.

2. Kapitel Grundlagen

Ein Ferromagnet-Halbleiter-Kontakt lässt sich durch eine Parallel- und Serienschaltung von den spinpolarisationsabhängigen Widerständen des Ferromagneten $R_{FM,\uparrow}$ bzw. $R_{FM,\downarrow}$, den spinpolarisationsabhängigen Kontaktwiderständen $R_{C,\uparrow}$ bzw. $R_{C,\downarrow}$ sowie vom Widerstand des Halbleiters R_{HL} beschreiben (siehe Abb. 2.2b). Durch das Einprägen eines Stromes in den Ferromagnet-Halbleiter-Kontakt ergibt sich der Polarisationsgrad im Halbleiter durch

$$P_{S,HL} = \frac{2(P_{S,C}(P_{S,FM}^2 - 1)R_C + P_{S,FM}(P_{S,C}^2 - 1)R_{FM})}{2(P_{S,FM}^2 - 1)R_C + 2(P_{S,C}^2 - 1)R_{FM} - (P_{S,C}^2 - 1)(P_{S,FM}^2 - 1)R_{HL}}. \quad (2.2)$$

Der Polarisationsgrad hängt von dem Widerstand des Ferromagneten R_{FM} , dem Kontaktwiderstand R_C und dem Widerstand des Halbleiters R_{HL} ab. Die Spinpolarisationsabhängigkeit der Widerstände des Ferromagnets und des Kontaktwiderstands werden über den jeweiligen Polarisationsgrad $P_{S,FM}$ bzw. $P_{S,C}$ berücksichtigt. Die Leitfähigkeit des Halbleiters ist unabhängig von der Spinpolarisation der Ladungsträger und wird deshalb spinpolarisationsunabhängig beschrieben. Für sehr geringe Kontaktwiderstände $R_C \ll R_{FM}, R_{HL}$ lässt sich die Formel (2.2) zu

$$P_{S,HL} = P_{S,FM} \frac{R_{FM}}{R_{HL}} \frac{2}{2 \frac{R_{FM}}{R_{HL}} - (P_{S,FM}^2 - 1)} \quad (2.3)$$

vereinfachen. Neben der vom Material vorgegebenen Polarisation des Ferromagnets hängt der Polarisationsgrad im Halbleiter stark vom Verhältnis $\frac{R_{FM}}{R_{HL}}$ ab. Für die Leitfähigkeiten von Ferromagneten σ_{FM} und Halbleitern σ_{HL} gilt für gewöhnlich $\sigma_{FM} \gg \sigma_{HL}$, wodurch das Verhältnis der Widerstände $\frac{R_{FM}}{R_{HL}}$ sowie der sich daraus ergebende Spinpolarisationsgrad im Halbleiter sehr klein wird. Dieses sogenannte Problem der Leitfähigkeitsfehlانpassung („conductivity mismatch problem“) lässt sich durch zwei Möglichkeiten lösen. Zum einen kann durch Einfügen einer Oxidschicht zwischen Halbleiter und Metall ein Tunnelkontakt realisiert werden. Dies führt dazu, dass der Kontaktwiderstand steigt und nicht mehr vernachlässigbar ist. Somit ist für die Spininjektion mit einem Tunnelkontakt die Gleichung (2.2) gültig und über die Dicke des Oxids wird der Kontaktwiderstand so angepasst, dass eine möglichst hohe Polarisation erzielt wird. Zum anderen können der Ferromagnet und der Halbleiter so gewählt werden, dass beide eine ähnliche Leitfähigkeit besitzen. Aufgrund

der für gewöhnlich um mehrere Größenordnungen besseren Leitfähigkeit von Metallen auch gegenüber stark dotierten Halbleitern ist es wichtig, ein möglichst schlecht leitendes ferromagnetisches Metall mit einem hoch oder entartet dotierten Halbleiter mit einer sehr guten Leitfähigkeit zu kombinieren.

❖ Elektrische Spindetektion

Der elektrische Nachweis von spinpolarisierten Ladungsträgern im Halbleiter erfolgt mit einem ferromagnetischen Kontakt C und einem weiteren Kontakt D (siehe Abb. 2.3). Durch den Überschuss an spinpolarisierten Ladungsträgern unter dem Kontakt C entsteht eine gegenüber dem Kontakt D messbare Spannung U_{mess} . Entscheidend hierbei ist, dass der Abstand des Kontaktes D vom Kontakt C größer als die Spindiffusionslänge ist und so unterhalb des Kontaktes D ein Gleichgewicht an spinpolarisierten Ladungsträgern herrscht. Dabei spielt es keine Rolle, ob der Kontakt D ferromagnetisch oder nur metallisch ist. Unter dem Kontakt C befindet sich beispielhaft ein Überschuss an „Spin-Up“-polarisierten Ladungsträgern. Dieser Überschuss kann als „Spin-Up“-Quasiferminiveau beschrieben werden, welches energetisch über dem Fermi-niveau im Halbleiter liegt. Im Gegensatz dazu ist das „Spin-Up“-Quasiferminiveau aufgrund des Mangels an „Spin-Down“-polarisierten Ladungsträgern unterhalb des Fermi-niveaus.

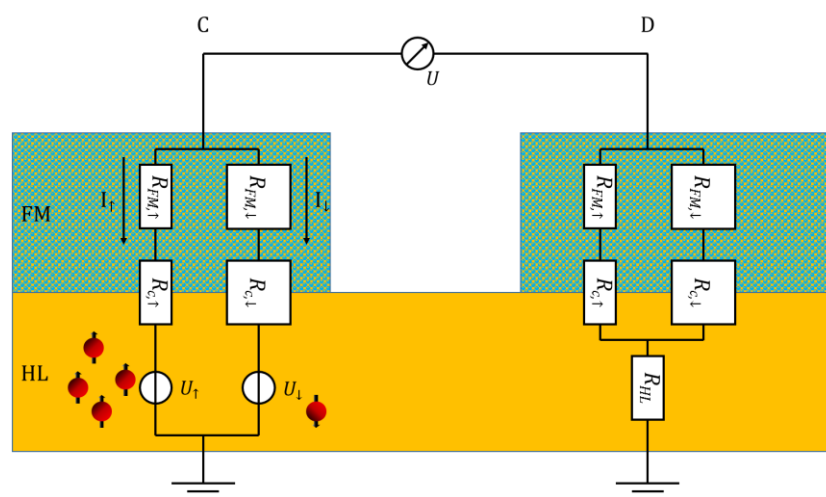


Abb. 2.3: Schematisches Prinzip der Spindetektion. Unter dem ferromagnetischen Kontakt C herrscht ein Überschuss an spinpolarisierten Elektronen, unter dem Kontakt D ein Gleichgewicht an spinpolarisierten Elektronen. Das Ungleichgewicht an spinpolarisierten Elektronen und die spinpolarisationsabhängigen Widerstände führen zu einer messbaren Potentialdifferenz zwischen den Kontakten.

2. Kapitel Grundlagen

In einem einfachen Ersatzschaltbild kann das Ungleichgewicht an spinpolarisierten Ladungsträgern bzw. können die Quasiferminiveaus durch zwei Spannungsquellen mit U_{\uparrow} für „Spin-Up“ bzw. U_{\downarrow} mit „Spin-Down“ beschrieben werden. Hierbei gilt $U_{\uparrow} > U_{\downarrow}$. Die spinabhängigen Widerstände im Ferromagneten und im Übergang vom Halbleiter zum Ferromagnet führen dazu, dass das am Ferromagneten C abgegriffene Potential φ_C (bei paralleler Polarisation der Ladungsträger zur Polarisation des Ferromagneten) größer als das Potential φ_D des Kontaktes D ist, bei dem ein Gleichgewicht an spinpolarisierten Ladungsträgern vorliegt. Die gemessene Spannung

$$U_{mess} = \Delta U_{Spin} + U_{Hintergrund} \quad (2.4)$$

ist die Überlagerung der durch die spinpolarisierten Ladungsträger hervorgerufenen Spannung $\Delta U_{Spin} = \varphi_C - \varphi_D$ und eines zusätzlichen Hintergrundsignals $U_{Hintergrund}$. Elektrostatische und magnetostatische Effekte können zu einer Änderung des Magnetwiderstands im Halbleiter führen und so das Hintergrundsignal hervorrufen. Zum Nachweis des Überschusses an spinpolarisierten Ladungsträgern wird die Spannung ΔU_{Spin} durch das Hanle-Experiment mit einer 4-Terminal- bzw. einer 3-Terminal-Struktur extrahiert (siehe Kapitel 2.2). Hierzu wird ein externes Magnetfeld so angelegt, dass das Hintergrundsignal bestimmt und vom Messsignal subtrahiert werden kann. Eine Alternative zum Hanle-Experiment für den elektrischen Nachweis von Spininjektion ist über den inversen Spin-Hall-Effekt (ISHE) möglich [40] und wird nur der Vollständigkeit halber genannt.

2.1.2. Optische Spininjektion und Spindetektion

Neben der im vorherigen Unterkapitel vorgestellten elektrischen Spininjektion, kann der Elektronenspin auch durch optische Verfahren injiziert und detektiert werden. Der grundlegende Mechanismus für die optische Spininjektion und Spindetektion beruht auf den Auswahlregeln für optische Übergänge im Halbleiter (siehe Abb. 2.4). Hierbei werden das Leitungsband und das Valenzband in die jeweiligen besetzbaren „Spin-Up“- und „Spin-Down“-Zustände aufgeteilt. Die Zustände sind über die Gesamtdrehimpulsquantenzahl j und die magnetische Quantenzahl m_j gegeben. Die Zustände im Leitungsband haben einen Wert von $m_j = \pm 1/2$. Im Valenzband besitzen die schweren Löcher (HH, engl. heavy holes) einen

Wert von $m_j = \pm 3/2$, die leichten Löcher (LH, engl. light holes) einen Wert von $m_j = \pm 1/2$ und das „Split-Off“-Band (SO-Band) einen Wert von $m_j = \pm 1/2$.

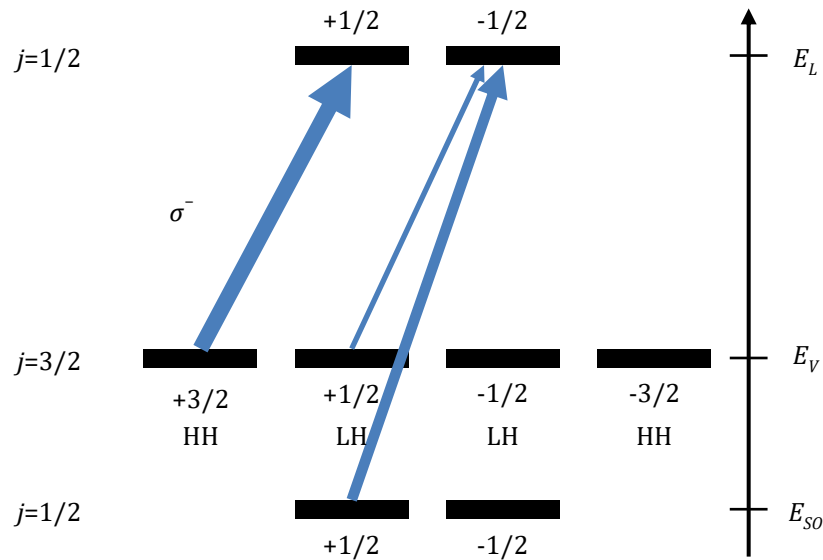


Abb. 2.4: Auswahlregeln für optische Übergänge in einem Halbleiter. Zu sehen sind die spinabhängigen Zustände im Leitungsband, Valenzband (LH=leichte Löcher und HH=schwere Löcher) sowie im „Split-Off“-Band (SO).

Die optischen Auswahlregeln besagen, dass nur Übergänge zwischen den Zuständen erlaubt sind, bei denen der Drehimpuls erhalten bleibt. Der Spin von rechts zirkular polarisiertem Licht σ^+ bzw. links zirkular polarisiertem Licht σ^- beträgt $s = \pm 1$ und führt so bei Absorption zu einer Änderung der magnetischen Quantenzahl $\Delta m_j = \pm 1$ bzw. bei Emission zu $\Delta m_j = \mp 1$. Die drei möglichen, durch blaue Pfeile dargestellten, Übergänge für σ^- polarisiertes Licht unterscheiden sich in der Wahrscheinlichkeit des Übergangs. Die Wahrscheinlichkeit ist durch die Dicke der Pfeile beispielhaft angedeutet. In dem dargestellten Fall für Ge ist der Übergang vom HH-Band in das Valenzband am wahrscheinlichsten. Bei Absorption von σ^- polarisiertem Licht werden bevorzugt Elektronen mit „Spin-Up“ im Leitungsband und Löcher mit „Spin-Up“ im Valenzband generiert. Im Gegensatz dazu werden durch die anderen beiden Übergänge Elektronen mit „Spin-Down“ im Leitungsband und Löcher mit „Spin-Up“ im Valenz- bzw. SO-Band generiert. Durch eine Verspannung der Ge-Schicht verschieben sich das Leitungs-, LH-, HH- und SO-Band zueinander und die Zustandsdichten ändern sich aufgrund der Veränderung der effektiven Massen. Dies führt zu einer Veränderung der Wahrscheinlichkeiten der optischen

Übergänge. Die optischen Auswahlregeln können zur Spininjektion und -detektion im Halbleiter genutzt werden: Absorbiertes zirkular polarisiertes Licht erzeugt im Halbleiter spinpolarisierte Elektronen und Löcher; spinpolarisierte Elektronen und Löcher wiederum führen bei Rekombination zur Emission von zirkular polarisiertem Licht. In Kombination mit elektrischer Spininjektion bzw. elektrischer Detektion spinpolarisierter Ströme durch ferromagnetische Kontakte lassen sich Spin-LEDs und Spin-Laser [41] [42] bzw. polarisationssensitive Spin-Photodioden realisieren [43] [44]. Eine genaue Beschreibung der optischen Auswahlregeln für Ge mittels k·p-Theorie ist in [45] gegeben, die Bestimmung der Diffusionslänge in Ge mit einer Spin-Photodiode in [46].

2.1.3. *Spintransport und Streumechanismen*

Spintransport beschreibt die Übertragung von Spininformation. Hierbei macht man sich zu Nutze, dass Ladungsträger neben der Ladung einen bestimmten Spinzustand besitzen. Es wird zwischen dem ladungsgekoppelten Spintransport und dem reinen Spintransport unterschieden. Beim ladungsgekoppelten Spintransport wird die Spininformation durch den Ladungstransport von spinpolarisierten Ladungsträgern übertragen. Beim reinen Spintransport wird der Spinzustand eines Ladungsträgers an den nächsten Ladungsträger weitergegeben, ohne dass ein Ladungstransport vorhanden ist. In dieser Arbeit wird nur der ladungsgekoppelte Spintransport betrachtet. Wichtige Größen zur Beschreibung des Spintransports sind die Spinlebensdauer τ_s und die Spindiffusionslänge λ_{spin} . Die Spinlebensdauer gibt an, wie lange ein spinpolarisierter Ladungsträger seinen Spinzustand beibehält, bis er in einen beliebigen Spinzustand übergeht. Dabei ist τ_s die Zeitkonstante bis die Anzahl der spinpolarisierten Ladungsträger auf $1/e$ abgefallen ist. Die Spindiffusionslänge gibt an, wie weit ein spinpolarisierter Ladungsträger diffundiert, bis er in einen beliebigen Spinzustand übergeht. Dabei ist λ_{spin} die mittlere freie Weglänge bis die Anzahl der spinpolarisierten Ladungsträger auf $1/e$ abgefallen ist. Die Spinlebensdauer und die Spindiffusionslänge sind über die Spindiffusionskonstante D_{spin} miteinander gekoppelt:

$$\lambda_{spin} = \sqrt{D_{spin} \cdot \tau_s}. \quad (2.5)$$

Die Spindiffusionskonstante kann sich dabei von der Diffusionskonstante für Ladungsträger unterscheiden [47]. In dieser Arbeit wird davon ausgegangen, dass die Spindiffusionskonstante mit der Diffusionskonstante für Ladungsträger übereinstimmt. Die

Bestimmung der Spindiffusionskonstante ist in Anhang D.5 beschrieben. Es gibt mehrere Mechanismen, die zu einer Veränderung des Spinzustands in einen beliebigen Spinzustand und somit zu einem Verlust der Spininformation führen. In Halbleitern sind die folgenden fünf Relaxationsmechanismen dominant: Elliot-Yafet-Relaxation, Bir-Aronov-Pikus-Relaxation, D'yakonov-Perel'-Relaxation, Hyperfeinwechselwirkung-Relaxation und Intersubband-Relaxation. Die Spinlebensdauer ergibt sich aus der Summe der einzelnen Relaxationszeiten des jeweiligen Relaxationsmechanismus im Sinne der Matthiessenschen Regel:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_{s,1}} + \frac{1}{\tau_{s,2}} + \frac{1}{\tau_{s,3}} + \dots \quad (2.6)$$

Für zentrosymmetrische Halbleiter wie Si und Ge sind hauptsächlich die Relaxation durch den Elliot-Yafet- und den Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus verantwortlich und werden daher im Folgenden beschrieben. [48]

❖ *Elliot-Yafet-Relaxation*

An lokalen elektrischen Feldern von Streuzentren werden durch die Spin-Bahn-Kopplung lokale magnetische Felder erzeugt. Diese lokalen magnetischen Felder führen zu einer beliebigen Oszillation der spinpolarisierten Ladungsträger und einem Verlust des Spinzustands. Die Relaxation kann durch Phononenstreuung, Streuung an Störstellen und Streuung an Dotierstoffen hervorgerufen werden. Die Relaxation hängt dabei von der mittleren freien Weglänge der Ladungsträger ab. Die Spinlebensdauer ist deshalb proportional zur mittleren Stoßzeit τ_p bzw. zur Beweglichkeit μ . [49] [50]

❖ *Bir-Aronov-Pikus-Relaxation*

Die Austauschwechselwirkung zwischen Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband führt zu einem Verlust des Spinzustands und zur Spinrelaxation. Die Bir-Aronov-Pikus-Relaxation hängt von der Anzahl der Löcher ab und tritt deshalb insbesondere bei hoch p-dotierten Halbleitern auf. [51]

2.2. Elektrischer Nachweis von Spininjektion mit 4-Terminal- und 3-Terminal-Strukturen

Der elektrische Nachweis von Spininjektion erfolgt in dieser Arbeit durch Hanle-Messungen an 4-Terminal- und 3-Terminal-Strukturen. Im Folgenden sind die jeweiligen Hanle-Messungen vorgestellt, und es wird der verwendete Messplatz beschrieben.

2.2.1. 4-Terminal-Hanle-Messung

Der elektrische Nachweis von Spininjektion erfolgt klassischerweise mit einer 4-Terminal-Hanle-Messung und einer 4-Terminal-Spin-Ventil-Messung. Die Struktur für die 4-Terminal-Hanle-Messungen ist in Abb. 2.5 gezeigt. Die einzelnen Messungen sowie die Extraktion der Sekundärdaten Spinlebensdauer, Spindiffusionslänge und Spinpolarisation werden im Folgenden erläutert: Grundsätzlich besteht eine 4-Terminal-Struktur aus einem metallischen oder halbleitenden Kanal und vier Kontakten A, B, C, D, bei denen die mittleren Kontakte B und C ferromagnetisch sind. Die 4-Terminal-Hanle-Messungen werden in der Arbeit auch als nicht-lokale Hanle-Messungen bezeichnet: über die Kontakte A und B wird ein Strom eingepreßt und an den Kontakten C und D die Spannung gemessen.

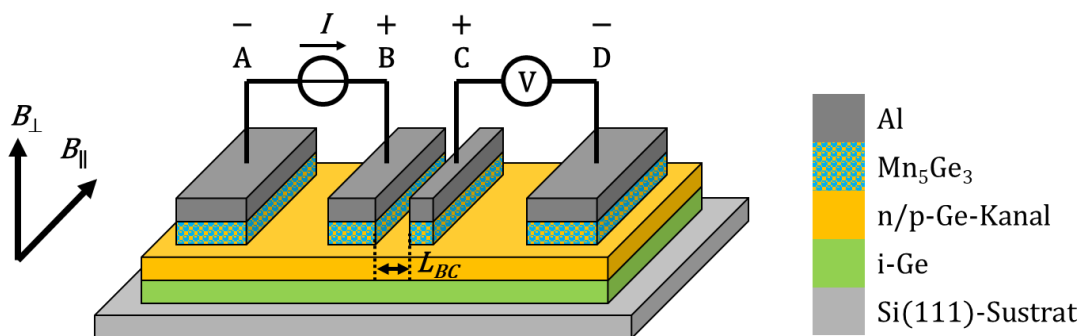


Abb. 2.5: 4-Terminal-Hanle-Struktur zum elektrischen Nachweis der Spininjektion. Hierbei werden die zwei verschiedenen Messkonfigurationen unterschieden: die 4-Terminal-Hanle-Messung, bei der das externe Magnetfeld senkrecht zur Oberfläche des Kanalgebiets ist und die 4-Terminal-Spin-Ventil-Messung, bei der das externe Magnetfeld parallel zu der Orientierung der Kontakte ist. Der Abstand der mittleren zwei Elektroden sollte im Bereich der Spindiffusionslänge liegen.

Aufgrund der spinabhängigen Zustandsdichte im Ferromagneten führt das Einprägen des Stromes zu einer Anreicherung von spinpolarisierten Ladungsträgern unterhalb des Kontaktes B mit gleicher bevorzugter Orientierung der Polarisation wie der ferromagnetische Kontakt. Je nach Stromrichtung und Art der Dotierung (p-Typ oder n-Typ)

handelt es sich dabei um eine Anreicherung von spinpolarisierten Elektronen bzw. Löchern. Der Konzentrationsunterschied an spinpolarisierten Ladungsträger führt zur Diffusion der Ladungsträger zu Kontakt C. Die zu Kontakt C diffundierten Ladungsträger erzeugen ein elektrochemisches Potential. Dies kann über die an Kontakt C und D abfallende Spannung gemessen werden. Entscheidend für die Messbarkeit des entstehenden Potentials ist, dass der Abstand L_{BC} zwischen den Kontakten B und C maximal im Bereich der Diffusionslänge der spinpolarisierten Ladungsträger bzw. so klein wie möglich ist, damit ein möglichst großer Anteil an spinpolarisierten Elektronen den Kontakt C erreichen. Aufgrund der beschränkten Auflösung der optischen Lithografie (am IHT: $l_{min} = 500$ nm) wird für diese Strukturen eine hochauflösende Elektronenstrahlithografie benötigt. Um sicherzustellen, dass das gemessene Spannungssignal durch den Unterschied der spinpolarisierten Ladungsträgerdichte unter Kontakt C und D hervorgerufen wird, muss ein Magnetfeld senkrecht zur Ausrichtung der Ferromagnete (4-Terminal-Hanle-Messung) bzw. parallel zur Ausrichtung der Ferromagnete (4-Terminal-Spin-Ventil-Messung) angelegt werden. Die in dieser Arbeit untersuchten Strukturen verwenden n- bzw. p-dotiertes Ge als Kanalgebiet und Mn_5Ge_3 als ferromagnetischen Kontakt. Aus technologischen Gründen sind in dieser Arbeit auch die äußeren Kontakte aus Mn_5Ge_3 sowie alle Kontakte mit Al abgeschlossen. Um einen möglichst homogenen Stromfluss zu haben, ist das Kanalgebiet in Form einer Mesa strukturiert. Unterhalb des Kanalgebiets befindet sich undotiertes Ge auf einem Si(111)-Substrat. Die 4-Terminal-Strukturen sind mit SiO_2 passiviert. Die Herstellung der 4-Terminal-Strukturen ist in Kapitel 3 im Detail beschrieben.

❖ *4-Terminal-Spin-Ventil-Messung*

Bei der 4-Terminal-Spin-Ventil-Messung wird ein Strom zwischen den Kontakten A und B eingepreßt und die Spannung zwischen den Kontakten C und D gemessen (Abb. 2.6a). Die Orientierung der Polarisation der Ferromagnete B und C ist zunächst parallel zueinander (parallele Konfiguration). Bei der 4-Terminal-Spin-Ventil-Messung wird das unterschiedliche Umschaltverhalten der Magnetisierung der inneren Kontakte B und C ausgenutzt. Hierzu wird zunächst ein negatives Magnetfeld parallel zu den Ferromagneten angelegt und die Ferromagnete werden dadurch in Richtung des Magnetfelds orientiert. Ausgehend von einem negativen Magnetfeld wird das externe Magnetfeld nun in das positive variiert (Abb. 2.6b, blaue Kurve).

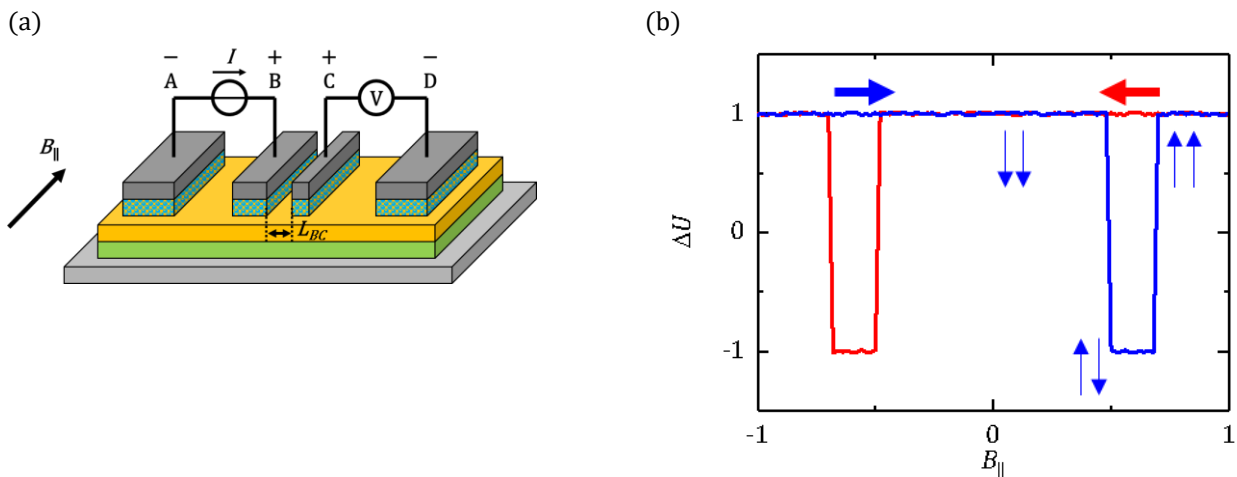


Abb. 2.6 (a) 4-Terminal-Hanle-Strukturen für die Spin-Ventil-Messung, bei der das externe Magnetfeld parallel zu der Orientierung der Kontakte ist. (b) Die 4-Terminal-Spin-Ventil-Messung zeigt einen Umschaltvorgang der Magnetisierung der Ferromagnete. Die parallele und antiparallele Ausrichtung der Ferromagnete sind durch die Doppelpfeile gekennzeichnet.

Ab einer bestimmten Magnetfeldstärke dreht sich die Ausrichtung des größeren ferromagnetischen Kontakts B in Richtung des Magnetfelds, während der kleinere ferromagnetische Kontakt C noch in die entgegengesetzte Richtung zeigt. Bei dieser antiparallelen Ausrichtung der Kontakte B und C steigt der Widerstand des Spin-Ventils und die messbare Spannung an den Kontakten C und D verringert sich. Wird das Magnetfeld weiter zu größeren positiven Werten variiert, so verändert sich ab einem gewissen Magnetfeld auch die Ausrichtung des kleineren ferromagnetischen Kontaktes in Richtung des externen Magnetfelds und es herrscht wieder eine parallele Konfiguration zwischen den Ferromagneten. Das messbare Spannungssignal steigt wieder auf den ursprünglichen Wert an. Das gleiche Experiment wiederholt für eine Variation des Magnetfeldes von positiven Werten kommend zu negativen Werten führt zu einem analogen Resultat (rote Kurve).

❖ 4-Terminal-Hanle-Messung

Bei der 4-Terminal-Hanle-Messung wird ein Strom zwischen den Kontakten A und B eingeprägt und die Spannung zwischen den Kontakten C und D gemessen (siehe Abb. 2.7a). Die Orientierung der Polarisation des Ferromagneten ist zunächst parallel zueinander (parallele Konfiguration). Durch Anlegen eines externen Magnetfelds senkrecht zur Orientierung des Ferromagneten werden die spinpolarisierten Ladungsträger zur Präzession gebracht. Die zu Kontakt C diffundierten Ladungsträger sind somit weniger stark

spinpolarisiert, was zu einer Verringerung des an den Kontakten C und D messbaren elektrochemischen Potentials führt.

Durch die Variation des magnetischen Feldes lässt sich so das typische Hanle-Signal erzeugen (siehe Abb. 2.7b). Die Spinpräzession wird sowohl für positive als auch negative Magnetfelder hervorgerufen. Bei der Hanle-Messung wird deshalb das Magnetfeld vom Negativen bis ins Positive bzw. vom Positiven bis ins Negative variiert. In einem zweiten Schritt wird für gewöhnlich die Hanle-Messung für eine antiparallele Konfiguration der Ferromagnete durchgeführt. Hierfür werden zunächst die Ferromagnete entsprechend der 4-Terminal-Spin-Ventil-Messung antiparallel zueinander ausgerichtet und anschließend die Hanle-Messung mit dem Magnetfeld senkrecht zu den Elektroden erneut durchgeführt. Hierbei ergibt sich ein gespiegeltes Hanle-Signal (siehe Abb. 2.7c)

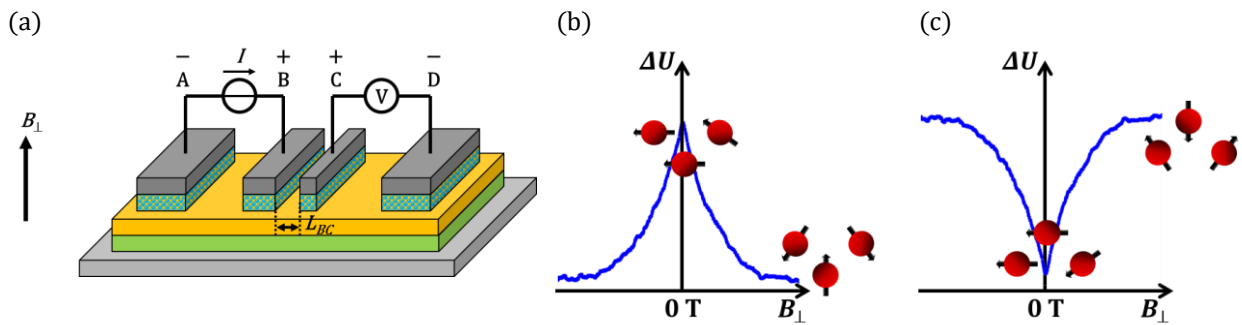


Abb. 2.7: (a) 4-Terminal-Hanle-Struktur für die Hanle-Messung, bei der das externe Magnetfeld senkrecht zur Ebene ist. (b) zeigt die 4-Terminal-Hanle-Messung für eine parallele Orientierung der inneren Kontakte B und C. (c) zeigt die 4-Terminal-Hanle-Messung für eine antiparallele Orientierung der inneren Kontakte B und C.

Neben dem Nachweis der Spininjektion lässt sich das nicht-lokale Hanle-Signal dazu verwenden, durch einen Fit des Hanle-Signals die Spinlebensdauer, Spindiffusionslänge und Spinpolarisation zu extrahieren. Das Hanle-Signal lässt sich durch das eindimensionale Spin-Drift-Diffusionsmodell mit folgender Formel beschreiben:

$$\Delta U_{spin} = \frac{I_{AB}}{A_{Kanal}} P_{inj} P_{det} \rho_{Ge} \lambda_{spin} \cdot \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{4\pi D_{spin} t}} \exp\left(-\frac{L_{BC}^2}{4D_{spin} t}\right) \cos\left(\frac{g\mu_B B}{\hbar} t\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) dt. \quad (2.7)$$

Das Spannungssignal ΔU_{spin} hängt dabei vom Magnetfeld B , vom injizierten Strom I_{AB} zwischen den Kontakten A und B, von der Querschnittsfläche des Kanals A_{Kanal} , vom

2. Kapitel Grundlagen

Polarisationsgrad der injizierten Ladungsträger P_{inj} und detektierten Ladungsträger P_{det} , vom spezifischen Widerstand der Ladungsträger im Kanal ρ_{Ge} , von der Spindiffusionslänge λ_{spin} , von der Spindiffusionskonstante D_{spin} , vom g-Faktor g , vom Bohrschen Magneton μ_B und von der Spinlebensdauer τ_s ab. Der Fit der Kurven erfolgt mit einem in MATLAB geschriebenen Skript unter Verwendung der Funktion *lsqcurvefit*. Diese Funktion bestimmt unter der Methode der kleinsten Quadrate die Fit-Parameter, indem die Summe der Quadrate der Abweichungen der Messwerte von den Werten der Fitfunktion minimiert wird. Die zu fittenden Parameter sind die Spinlebensdauer τ_s und der Polarisationsgrad $P_{Ge} = \sqrt{P_{inj}P_{det}}$, unter der Annahme gleicher Polarisierungseffizienz der Spininjektion und -detektion. Der spezifische Widerstand wird durch eine Hall-Messung bestimmt und daraus die Diffusionskonstante D_{spin} berechnet (siehe Anhang D.5). Die weiteren Parameter und Konstanten sind durch Literaturwerte gegeben.

❖ *Extraktion des Hanle-Signals aus dem Messsignal*

Das Messsignal U_{mess} einer 4-Terminal-Hanle-Messung ist durch eine Überlagerung der von spinpolarisierten Ladungsträgern hervorgerufenen Spannung ΔU_{NL} und eines störenden Hintergrundsignals $U_{Hintergrund}$ gegeben:

$$U_{mess} = \Delta U_{Spin} + U_{Hintergrund} \quad (2.8)$$

Das Hintergrundsignal kann durch elektrostatische und magnetostatische Effekte im Halbleiter zu einer Änderung des Magnetwiderstands im Halbleiter hervorgerufen werden. Um das Messsignal um das Hintergrundsignal zu bereinigen und das Hanle-Signal zu extrahieren, wird das Hintergrundsignal durch eine quadratische Funktion

$$U_{Hintergrund}(B) = C_1 \cdot B^2 + C_2 \cdot B + C_3 \quad (2.9)$$

mit den Fitkonstanten C_1 , C_2 , C_3 angefitet. Hierzu wird angenommen, dass für hohe Magnetfeldstärken im Messsignal nur das Hintergrundsignal vorhanden ist. Beispielhaft ist das Messsignal einer 4-Terminal-Hanle-Messung und der Fit des Hintergrundsignals in Abb. 2.8a gezeigt. In Abb. 2.8b sind das vom Hintergrundsignal bereinigte Hanle-Signal und der Fit des Hanle-Signals mit der in Gleichung (2.7) gegebenen Funktion dargestellt.

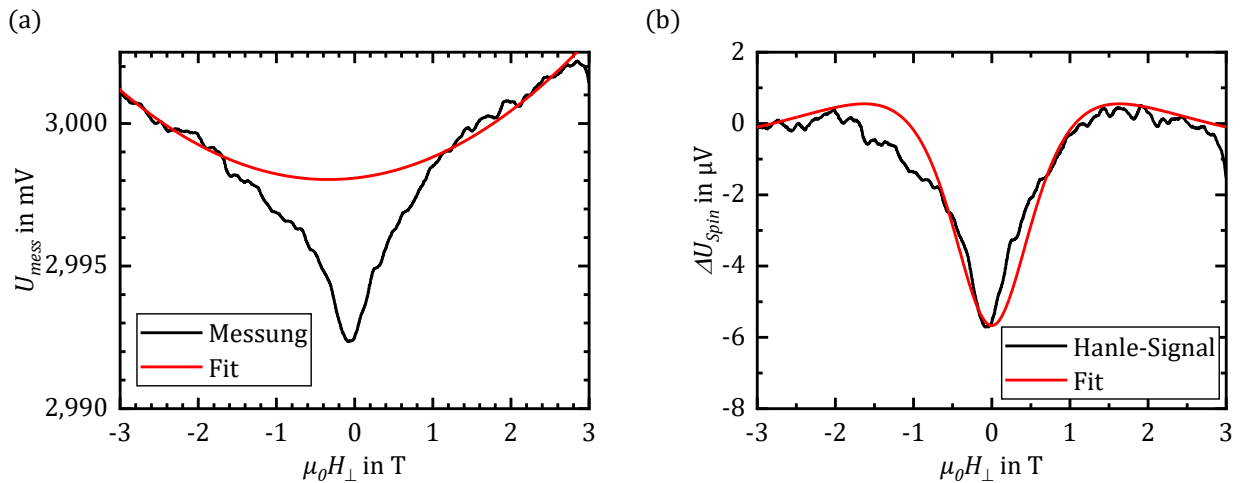


Abb. 2.8: (a) Messsignal einer 4-Terminal-Hanle-Messung und parabolischer Fit des Hintergrundsignals. (b) Vom Hintergrund bereinigtes Hanle-Signal einer 4-Terminal-Hanle-Messung und Fit des Hanle-Signals.

2.2.2. 3-Terminal-Hanle-Messung

Bei der 3-Terminal-Messung wird die Hanle-Messung im Gegensatz zur 4-Terminal-Messung mit einer 3-Terminal-Struktur mit drei Kontakten durchgeführt, bei welcher der mittlere Kontakt sowohl als Injektorelektrode als auch als Detektorelektrode dient (siehe Abb. 2.9a). Aufgrund der gemeinsamen Verwendung des Kontaktes als Injektor- und Detektorelektrode ist zur Herstellung der 3-Terminal-Struktur im Gegensatz zur 4-Terminal-Struktur keine hochauflösende Elektronenstrahlithografie im Nanometerbereich nötig. Dadurch kann die Strukturierung der 3-Terminal-Strukturen lediglich mit optischer Lithografie ohne zusätzliche Elektronenstrahlithografie durchgeführt werden. Der Nachteil der 3-Terminal-Hanle-Messung liegt darin, dass lokalisierte Zustände an der Grenzfläche des Ferromagnet-Halbleiterkontaktes zu einer Spinanreicherung führen können [52] und so zu einem großen Hanle-Signal, ohne dass spinpolarisierte Ladungsträger in den Halbleiter injiziert wurden. Weitere Effekte, die zu einem Hanle-Signal führen können, sind eine raue Grenzfläche des Ferromagnet-Halbleiter-Kontaktes und der anisotrope Magnetwiderstand [53] [54] [55]. Im Gegensatz zu einer 4-Terminal-Hanle-Messung ist durch eine 3-Terminal-Hanle-Messung kein eindeutiger Nachweis von Spintransport im Halbleiter gegeben.

2. Kapitel Grundlagen

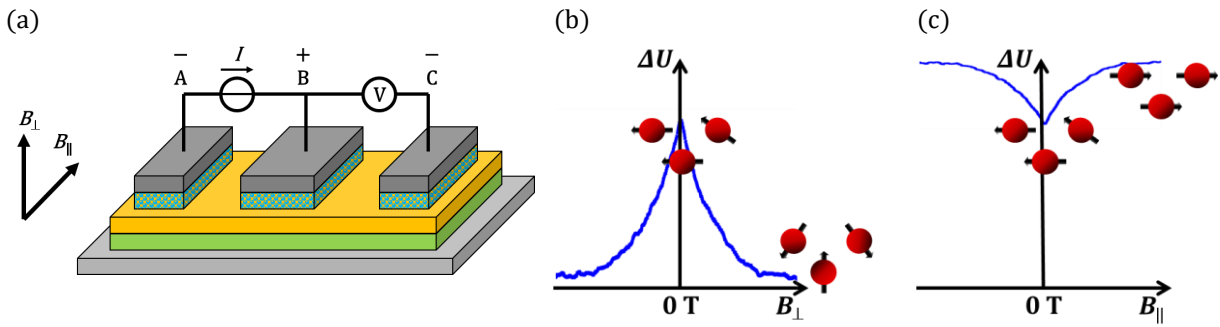


Abb. 2.9: (a) 3-Terminal-Hanle-Struktur. (b) Hanle-Messung. (c) Inverse Hanle-Messung.

Der Nachweis von Spininjektion mit einer 3-Terminal-Struktur geschieht durch eine Hanle-Messung mit dem Magnetfeld senkrecht zur Ebene und durch eine inverse Hanle-Messung mit dem Magnetfeld parallel zur Ebene. Bei der Hanle-Messung mit dem Magnetfeld senkrecht zur Ebene ergibt sich das typische Hanle-Signal (siehe Abb. 2.9b). Die injizierten spinpolarisierten Ladungsträger erzeugen ein messbares Spannungssignal zwischen den Kontakten B und C. Durch Anlegen eines Magnetfelds werden die Ladungsträger zur Spinpräzession gebracht, die Spininformation geht verloren und das Spannungssignal sinkt. Durch das externe Magnetfeld B_{\perp} präzedieren die spinpolarisierten Ladungsträger mit der Larmorfrequenz ω_L

$$\omega_L = \frac{g \cdot \mu_B \cdot B_{\perp}}{\hbar}, \quad (2.10)$$

mit dem g-Faktor g , dem Bohrschen Magneton μ_B und dem reduzierten Plankschen Wirkungsquantum \hbar . Der g-Faktor g ist dabei material- und ladungsträgertypabhängig. Für die Berechnungen werden die Werte für n-Ge $g_{Ge,n} = 1,6$ [56] und für p-Ge $g_{Ge,p} = 7,2$ [57] verwendet. Durch die Spinpräzession verringert sich die Potentialdifferenz. Das Hanle-Signal lässt sich durch eine Lorentzfunktion

$$\begin{aligned} \Delta U_{spin}(B) &= \frac{\Delta U(B=0)}{1 + (\omega_L \cdot \tau_S)^2} \\ &= \frac{\Delta U(B=0)}{1 + \left(\frac{g \cdot \mu_B \cdot B_{\perp} \cdot \tau_S}{\hbar}\right)^2} \end{aligned} \quad (2.11)$$

modellieren. Beim Magnetfeld der halben Halbwertsbreite B_{HWHM} (HWHM, engl. half width half maximum) gilt $\Delta U_{spin}(B_{HWHM}) = \frac{1}{2} \Delta U_{spin}(B = 0)$ und die Spinlebensdauer τ_S lässt sich durch

$$\tau_S = \frac{\hbar}{g \cdot \mu_B \cdot B_{HWHM}} \quad (2.12)$$

berechnen. Für die inverse Hanle-Messung (siehe Abb. 2.9c) führt das externe Magnetfeld parallel zur Ebene zu einer stärkeren Ausrichtung der Magnetisierung des Ferromagnets und somit zu einem größeren Spannungssignal. [58]

Analog zur 4-Terminal-Hanle-Messung ist bei der 3-Terminal-Hanle-Messung das Messsignal eine Überlagerung des Hanle-Signals und eines parasitären Hintergrundsignals. Das Hintergrundsignal kann dabei ebenso durch elektrostatische und magnetostatische Effekte im Halbleiter hervorgerufen werden. Das Messsignal kann deshalb mit dem gleichen Verfahren wie bei der 4-Terminal-Hanle-Messung vom Hintergrundsignal bereinigt werden (siehe Kapitel 2.2.1).

2.2.3. Tieftemperatur-Hanle-Messplatz

Die 4-Terminal- und 3-Terminal-Hanle-Messungen werden am Magnetocirculardichroismus-Messplatz am Institut für Physikalische Chemie der Universität Stuttgart durchgeführt. Um die entsprechenden Hanle-Messungen durchführen zu können, wurde im Rahmen der Arbeit der Messplatz um elektrische Anschlüsse zur Probe erweitert. Hierzu wurden ein Schirmungskonzept unter Verwendung von Triaxialkabeln entwickelt, ein Probenhalter und eine Probenplatte entworfen sowie die softwareseitige Ansteuerung der Messgeräte in LabVIEW umgesetzt. Im Folgenden wird der Messplatz genauer beschrieben (siehe Abb. 2.10). Der Messplatz besteht aus einem heliumgekühlten Kryostaten, einem Probenstab mit Probenhalterung, einem Magneten, einer Stromquelle und einem Spannungsmessgerät.

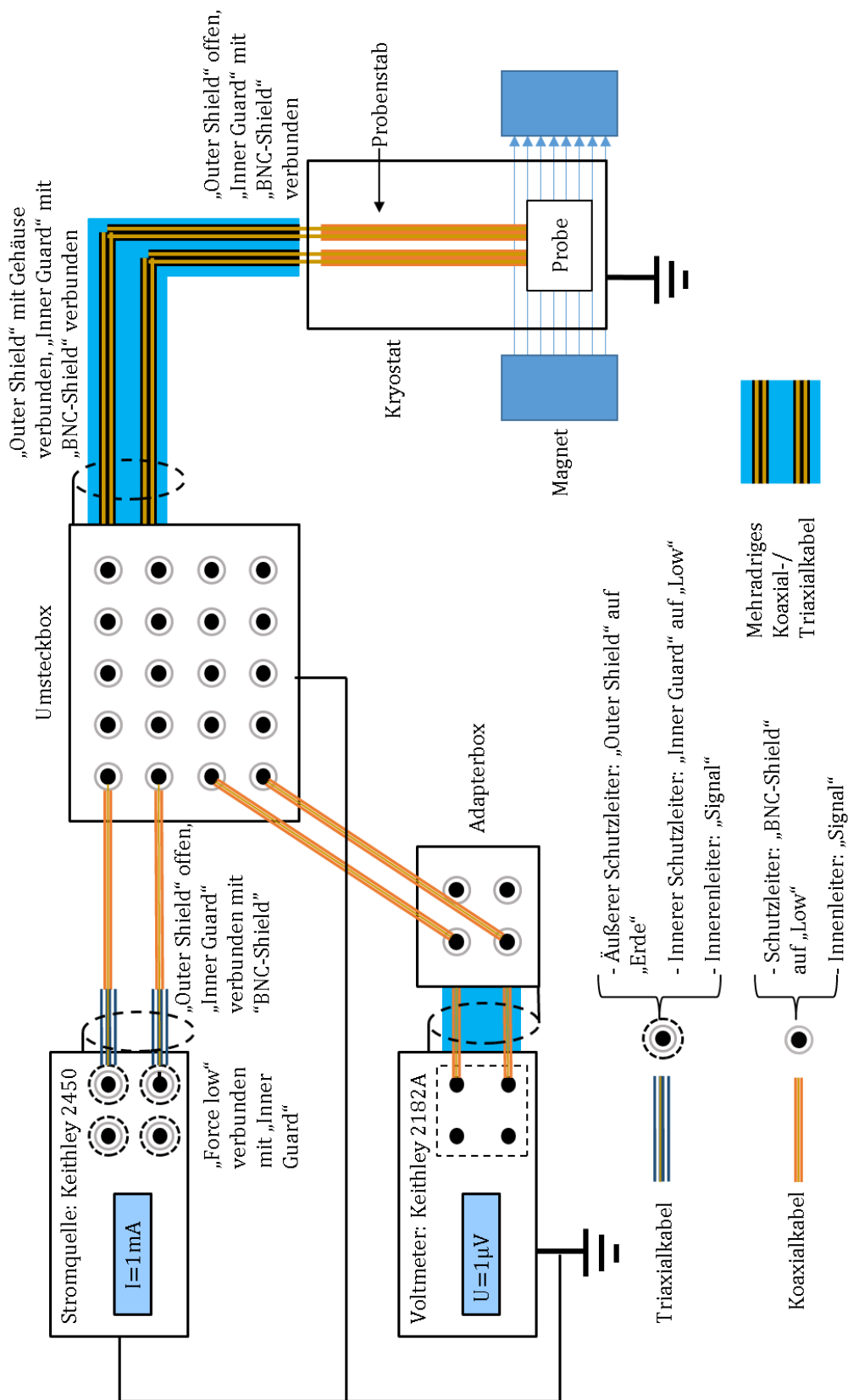


Abb. 2.10: Schematischer Aufbau des Tieftemperaturmessplatzes zur Durchführung der Hanle-Messungen.

Um vom Stromnetz ausgehend leitungsgebundene Störungen zu verringern, wurden verschiedene Steckdosen des Labors mit einem Frequenzanalysator überprüft und der Anschluss mit dem geringsten Anteil an Oberschwingungen zur Stromversorgung der Messgeräte verwendet. Die verwendete Stromquelle Keithley K2450 wurde aufgrund des großen einstellbaren Strombereichs ($I = 10 \text{ fA}$ bis $I = 1,05 \text{ A}$) bei hoher Strommessgenauigkeit ($f_I = 0,02 \%$) und der triaxialen Ausgangsbuchsen ausgewählt. Als Spannungsmessgerät wird das Keithley K2182 verwendet, welches eine Messauflösung von $U_I = 1 \text{ nV}$ bei einer Genauigkeit von $f_U = 0,002 \%$ besitzt. Für eine rauscharme Messung ohne störende externe Einflüsse sind die Kabel durch verschiedene Schirmungen vor elektrostatischen, elektromagnetischen und hochfrequenten Störungen geschützt. Hierzu sind alle Kabel als Koaxial- bzw. Triaxialkabel ausgeführt. Die äußeren Schutzleiter der Triaxialkabel („Outer Shield“), die Gehäuse der Messgeräte, der Umsteckbox sowie der Adapterbox und das Kryostat sind über einen gemeinsamen Erdungspunkt geerdet, verhindern so Erdschleifen und schützen vor hochfrequenten und elektromagnetischen Störungen. Die inneren Schutzleiter der Triaxialkabel („Inner Guard“) bzw. Schutzleiter der Koaxialkabel („BNC-Shield“) sind mit dem „Low“-Potential der Stromquelle verbunden. Damit besteht ein durchgehendes Potential zwischen dem inneren Schutzleiter und dem Signalleiter und Leckströme zwischen dem „High“-Potential und der Erde werden verhindert [59]. Für eine fehlerfreie Messung der Spannung sind die zum Spannungsmessgerät geführten Kabel als Kabel mit verdrehten Aderpaaren realisiert, wodurch sich durch magnetische Felder induzierte Spannungen in den Kabeln gegenseitig aufheben. Insgesamt sind 20 Leitungen vom Probenhalter bis zur Umsteckbox geführt, von der aus die gewünschten Signale abgegriffen und zu den Messgeräten geführt werden können. Dies erlaubt es, dass bis zu fünf Proben (mit je vier Anschlüssen) pro Platine gemessen werden können, ohne dass ein Probentausch mit Aufheizen notwendig ist. Die Platine mit den darauf gebondeten Proben ist über Stiftleisten mit einem DIL-Sockel (engl. dual-in-line) am Probenhalter am Ende des Probenstabs verbunden und ermöglicht so einen einfachen Platinenwechsel (siehe Abb. 2.11a und b). Die Platine und der Probenhalter sind dabei so entworfen, dass die metallische Probenfläche der Platine ($A_{\text{Platine}} = 5 \cdot 5 \text{ mm}^2$) auf eine vollflächig metallische Rückseite der Platine durchkontaktiert ist und einen guten thermischen Kontakt zum Probenhalter durch eine plan aufliegende Fläche hat. Zur Messung wird der Probenstab in das Kryostat eingeführt und die Kammer evakuiert. Das

2. Kapitel Grundlagen

heliumgekühlte Kryostat erreicht Probentemperaturen bis $T_{probe} = 1,5\text{ K}$, der Magnetfeldstärken bis $B = \pm 10\text{ T}$. Die Temperatur wird mit einem Temperatursensor an der Probenhalterung gemessen, über den Heliumfluss und einen Heizwiderstand wird die Temperatur geregelt. Durch Rotation des Probenstabs kann die Orientierung des Magnetfeldes zur Probe eingestellt werden. Die Ansteuerung der Messgeräte, der Temperaturregelung und des Magnets erfolgt mit LabVIEW.

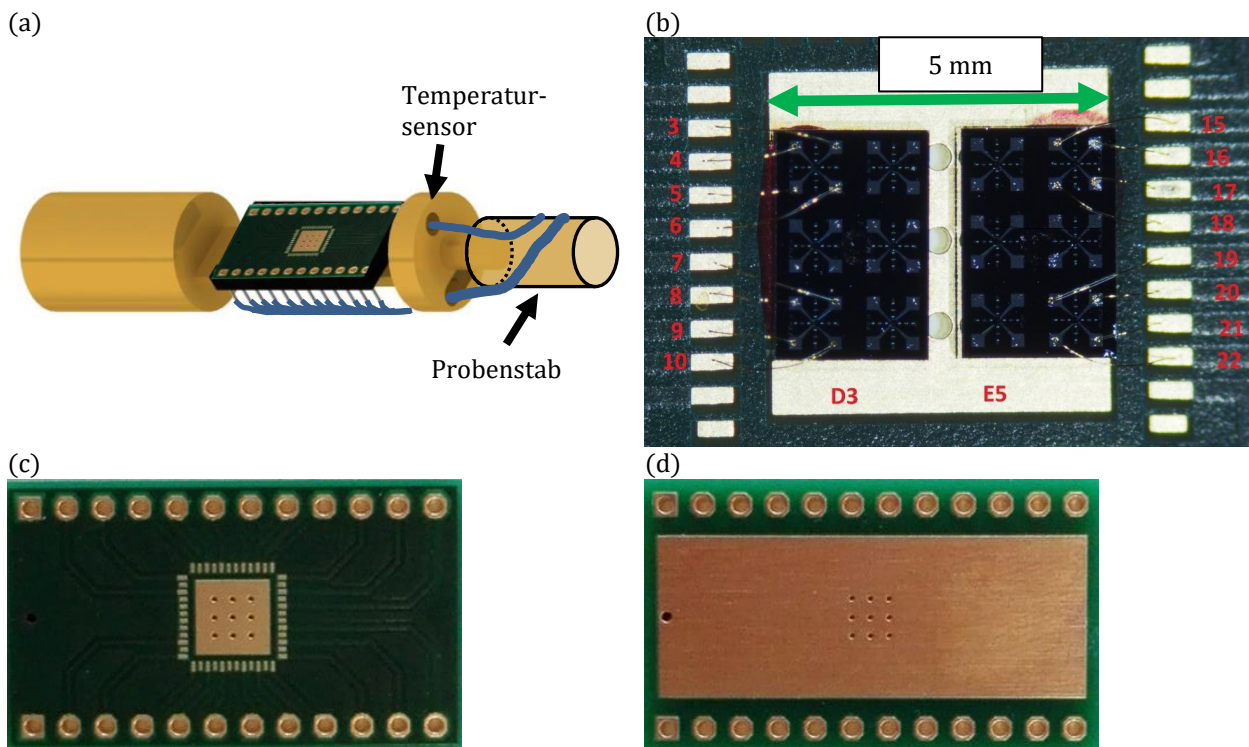


Abb. 2.11: (a) Probenhalter und (b) Bild einer auf eine Platine gebondeten Probe mit 4-Terminal-Strukturen. (c) Vorderseite der Platine und (d) Rückseite der Platine.

3. Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

Auf die Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge wird in diesem Kapitel eingegangen. Die Strukturen bestehen aus einem dotierten Ge-Kanal und ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakten. Hierzu werden die Eigenschaften von Ge als Kanalmaterial vorgestellt und das Wachstum von Ge auf Si(111)-Substraten mittels Molekularstrahlepitaxie beschrieben. Die technologische Prozessierung der Ge-Schichten zu 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen wird im Anschluss aufgezeigt. Die Eigenschaften von Mn_5Ge_3 und dessen CMOS-kompatible Herstellung werden anschließend vorgestellt.

3.1. Wachstum von Ge auf Si(111)

Am IHT wurde bisher hauptsächlich mit Si(100)-Wafern gearbeitet, auf denen mit Molekularstrahlepitaxie dotierte Si, Ge und $Si_{1-x}Ge_xSn_y$ -Schichten gewachsen werden. Aufgrund der Ähnlichkeit der Kristallsymmetrie von $Mn_5Ge_3(0001)$ mit Ge(111) ist eine Ge(111)-Oberfläche die bevorzugte Kristallorientierung (dies ist in Abb. 3.11 in Kapitel 3.3.1 dargestellt und wird dort näher beschrieben). Anstelle eines kostenintensiven Ge(111)-Wafers kann eine Ge(111)-Schicht durch Wachstum auf einem Si(111)-Wafer erfolgen. Im Zuge dieser Umstellung auf eine andere Kristallorientierung wird am IHT das erste Mal gezielt Ge auf Si(111)-Wafern gewachsen und das Wachstum variiert. In den folgenden Unterkapiteln werden die ersten Wachstumsversuche von Ge auf Si(111)-Wafern vorgestellt und mit Rasterkraftmikroskopie, Röntgenbeugung und Transmissionselektronenmikroskopie analysiert. Um eine Aussage über das Wachstum von n-typ und p-typ dotierten Ge zu erhalten, werden p-Ge/i-Ge/n-Ge-Schichten gewachsen und die daraus prozessierten Diodenstrukturen durch eine Strom-Spannungs-Messung sowie Photostrom- und Elektrolumineszenzmessung untersucht. Zusätzlich werden weiterführende Experimente und Überlegungen vorgestellt.

3.1.1. Erste Versuche

Die große Schwierigkeit des Wachstums von Ge auf Si-Wafern liegt in der hohen Gitterfehlpassung $f = \frac{a_{Ge} - a_{Si}}{a_{Si}} = 4\%$ der Gitterkonstanten des Ge-Kristalls a_{Ge} und des Si-Kristalls a_{Si} . Für Ge-Schichten mit hoher Kristallqualität und geringer Defektdichte in der Schicht wird für das Wachstum auf Si deshalb zunächst eine Pufferschicht benötigt. Mit einer

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

geeigneten Pufferschicht ist es möglich, dass die Oberfläche des Wafers die Gitterkonstante von Ge annimmt und mit einer geringen Defektdichte an der Oberfläche ein weiteres Wachstum mit der Gitterkonstanten von Ge ermöglicht, ohne dass es zu Verspannungen und weiteren Defekten im Kristall kommt. Diese Pufferschicht wird im Folgenden virtuelles Ge-Substrat genannt. Dabei handelt es sich um eine vollständig relaxierte, möglichst defektarme Ge-Oberfläche. Für das Wachstum von Ge auf Si(100)-Wafers gibt es ein am IHT etabliertes Wachstumsrezept zur Herstellung des virtuellen Ge-Substrats, welches kurz vorgestellt wird.

Das virtuelle Ge-Substrat auf Si(100) basiert darauf, dass zunächst Ge mit einer Dicke von $d_{VS,Ge} = 100$ nm bei niedriger Substrattemperatur ($T_{substrat} = 330$ °C) gewachsen wird. Dabei relaxiert die Ge-Schicht mit einer hohen Anzahl an Fehlanpassungsversetzungen (engl. misfit dislocation) und Durchstoßversetzungen (engl. threading dislocation). Die Durchstoßversetzungen zeigen hierbei in $\langle 110 \rangle$ -Richtung, die Gleitebene ist (111) (siehe Abb. 3.1a). Durch das Ausheizen bei der Temperatur $T_{substrat} = 820$ °C nahe des Schmelzpunktes von Ge ($T_{schmelz} = 938$ °C) entsteht zunächst eine SiGe-Grenzschicht, in welcher die Verspannung und die Fehlversetzungen verringert werden. Bei dieser Temperatur bewegen sich die Durchstoßversetzungen in der darüber liegenden Ge-Schicht und heben sich gegenseitig auf, wenn sie aufeinandertreffen. Dies führt zu einer Reduktion der Versetzungsdichte an der Oberfläche und ermöglicht so das defektarme Wachstum von Ge auf Si(100) [60] [61]. Mit dieser am IHT verwendeten virtuellen Substrat-Technologie lassen sich dünne virtuelle Ge-Substrate mit einer Dicke $d_{VS,Ge} = 100$ nm mit hoher Kristallqualität erzielen. Im Vergleich zu Ge auf Si(100)-Substraten bilden sich für Ge auf Si(111)-Substraten ebenso Fehlanpassungsversetzungen an der Grenzfläche aus, die Gleitebenen der Durchstoßversetzungen jedoch unterscheiden sich (siehe Abb. 3.1b).

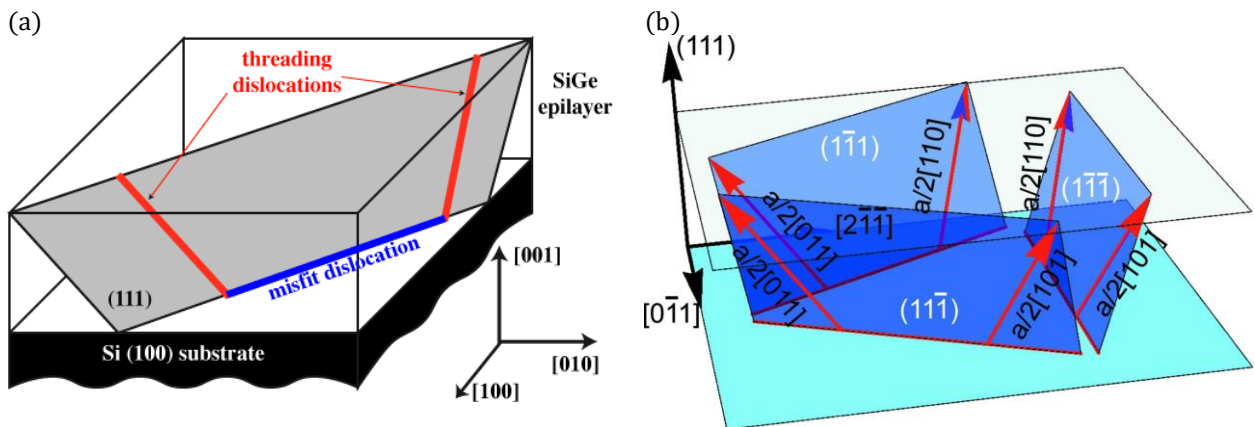


Abb. 3.1: (a) Versetzungen für Ge(100) (Bild aus [62]) (b) Versetzungen für Ge(111) (Bild aus [63]).

In einem ersten Versuch wird mit diesem Rezept für Si(100) ein virtuelles Ge-Substrat auf einem Si(111)-Substrat hergestellt und darauf eine $d_{i-Ge} = 400$ nm dicke i-Ge-Schicht gewachsen. Die einzelnen Wachstumsschritte der Probe i-Ge(111) sind in Tab. 3.1 zusammengefasst. Die Si(111)-Wafer werden zunächst einer klassischen RCA-Reinigung (RCA1: $H_2O_2-NH_4OH-H_2O$ -Lösung, RCA2: $H_2O_2-HCl-H_2O$ -Lösung) unterzogen und in die Molekularstrahlepitaxie-Anlage eingeschleust. Nach einer thermischen Reinigung durch Desorption von natürlichem SiO_2 bei $T_{substrat} = 900$ °C wird zunächst eine $d_{Puffer,Si} = 50$ nm dünne Si-Pufferschicht gewachsen. Diese Pufferschicht dient dazu, eine defektarme Si-Oberfläche zu erzeugen. Es folgt das Wachstum der $d_{VS,Ge} = 100$ nm dicken intrinsischen Ge-Schicht und der Ausheizschritt zur Ausbildung des virtuellen Ge-Substrats. Darauf wird eine $d_{i-Ge} = 400$ nm dicke i-Ge Schicht bei $T_{substrat} = 330$ °C gewachsen.

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

Tab. 3.1: Wachstumsrezept der Probe i-Ge(111).

Prozessschritt	Dicke in nm	Substrat- temperatur in °C	Dauer in s
5. i-Ge	400	330	4000
4. Ausheizen	--	820	300
3. i-Ge VS	100	330	1000
2. Si-Puffer	50	600	500
1. Therm. Reinigung	--	900	300
Si(111)- Substrat			

❖ Schichtanalyse mit Transmissionselektronenmikroskopie

Eine Möglichkeit zur Analyse der Schichtqualität besteht in der Transmissionselektronenmikroskopie (TEM). Der Probenquerschnitt wird durch mechanisches Schleifen und Ionendünnung mit Ar mit einer Präzisions-Ionen-Polier-Anlage bis zur Elektronentransparenz gedünnt. Die TEM-Messungen erfolgen mit einer Beschleunigungsspannung von $U_{HV,TEM} = 200$ kV, die Beugungsbedingung zur Analyse von Ge(111)-Schichten ist (004). Die konventionelle sowie hochauflösende TEM-Aufnahme der Probe i-Ge(111) ist in Abb. 3.2a,b,c dargestellt. Der Übergang zwischen Si und Ge ist durch eine ca. $30 \text{ nm} < d_{SiGe} < 40 \text{ nm}$ dicke SiGe-Schicht mit einer hohen Versetzungsdichte gegeben. Oberhalb dieser Schicht verringert sich die Versetzungsdichte der Ge-Schicht und es zeigen sich nur noch einzelne Versetzungen in $\langle 110 \rangle$ -Richtung. In der TEM-Aufnahme der Ge-Schicht sind zwei Durchstoßversetzungen und eine Fehlversetzung über eine Länge von $l = 830 \text{ nm}$ erkennbar, woraus eine Defektdichte niedriger als $N_{Defekt} < 3,44 \cdot 10^8$ Defekte/cm² abgeschätzt werden kann. Andere Gruppen konnten für Ge auf Si(111)-Substraten ähnlich niedrige Defektdichten $N_{Defekt} < 3 \cdot 10^8$ Defekte/cm² erzielen [64][65]. Die bisher niedrigste Defektdichte für Ge auf Si(111) liegt bei $N_{Defekt} < 1 \cdot 10^7$ Defekte/cm² und konnte durch "Surfactant"-modifiziertes Wachstum erzielt werden [66]. In der hochauflösenden TEM-Aufnahme (HR-TEM, engl. high resolution TEM) in Abb. 3.2b sind die Gitterlinien der kubischen Diamantstruktur von Ge klar erkennbar. Die HR-TEM-Aufnahme der Grenzfläche zwischen dem Si-Substrat und der Ge-Schicht ist in Abb. 3.2c dargestellt. Der Übergang vom Si zur SiGe-Zwischenschicht und von

der SiGe-Schicht zur Ge-Schicht ist durch die Fehlversetzungen gekennzeichnet. Ab dem Übergang von der SiGe- zur Ge-Schicht sind keine weiteren Fehlversetzungen zu sehen.

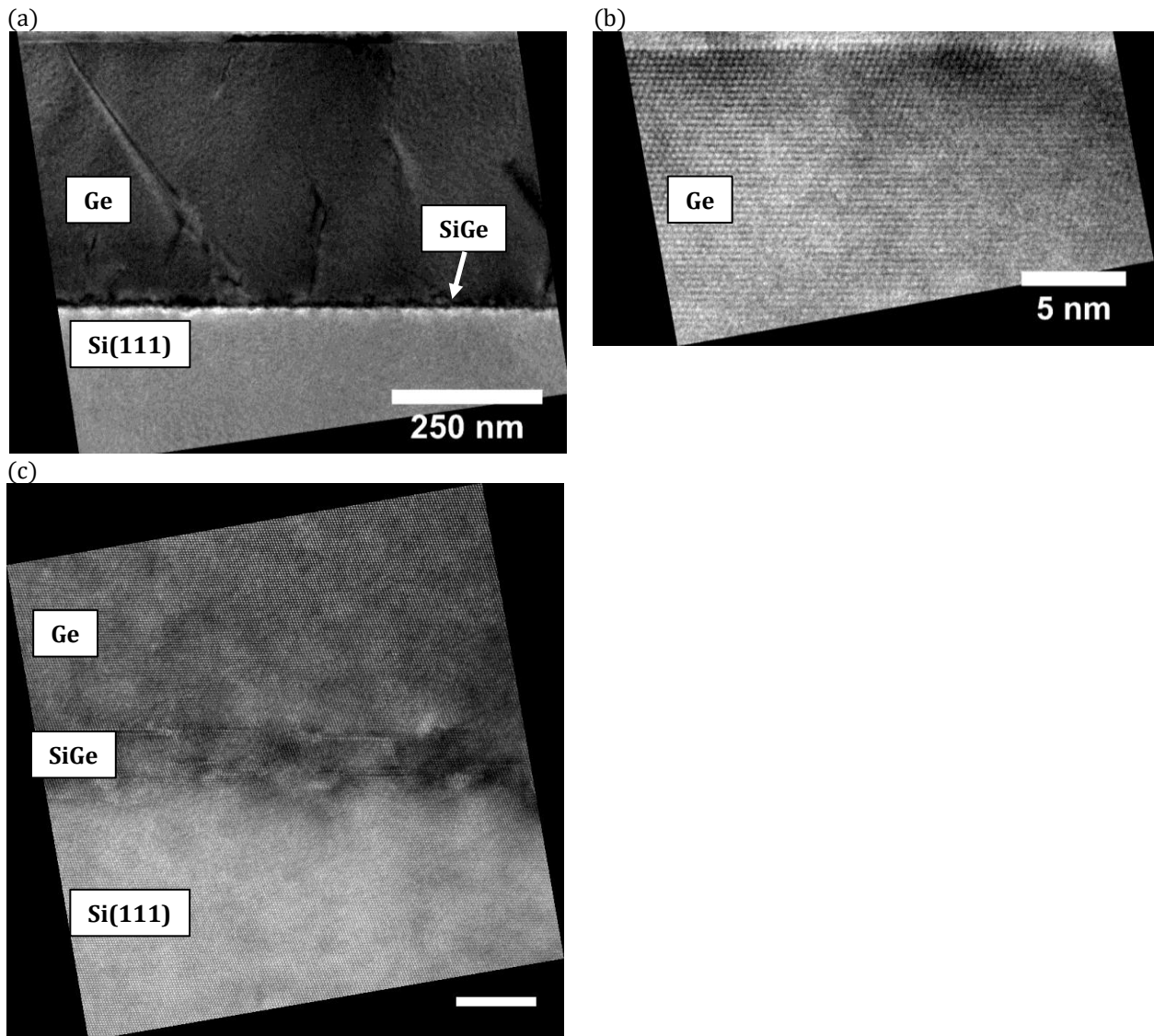


Abb. 3.2: (a) Niedrigauflösende TEM-Aufnahme der Probe i-Ge(111). (b) Hochauflösende TEM-Aufnahme an der Oberfläche der Probe i-Ge(111) und (c) an der Grenzfläche zwischen Ge und dem Si-Substrat.

Die hochaufgelöste Hellfeld- (BF, engl. für bright field) und Dunkelfeldaufnahme (DF, engl. für dark field) der Probe i-Ge(111) ist in Abb. 3.3a und b gezeigt. Im BF sind der Si-Wafer und das darauf gewachsene Ge klar zu erkennen. Im Gegensatz zum BF-Bild können im DF-Bild nur kristalline Strukturen dargestellt werden. Die Kristallinität ist über die Intensität des DF-Bildes gegeben. Je nach Kristallinität der Schichten sind diese hell dargestellt bei einkristallinen Schichten und grau bzw. schwarz dargestellt bei polykristallinen bzw. amorphen Schichten. Vergleicht man die BF- und DF-Aufnahmen der Probe i-Ge(111), so

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

erkennt man aufgrund der Helligkeit der Ge-Schicht im DF die gute Schichtqualität und Kristallinität. Oberhalb der SiGe-Zwischenschicht nimmt die Helligkeit und somit die Qualität der Ge-Schicht zu, was für ein gut funktionierendes virtuelles Ge-Substrat spricht. Die Versetzungslinien sind sowohl im BF als auch im DF durch eine geringe Intensität der Linien erkennbar. Der hellere rechte Rand des BF-Bildes bzw. der dunklere rechte Rand des DF-Bildes ist nicht durch die schlechte Qualität der Ge-Schicht hervorgerufen, sondern lässt sich auf die mechanische Probenpräparation zurückführen. Die TEM-Aufnahmen zeigen somit, dass mit dieser Herstellung des virtuellen Ge-Substrat ein hochwertiges Ge-Wachstum auf Si(111)-Substraten mit hoher Kristallqualität möglich ist.

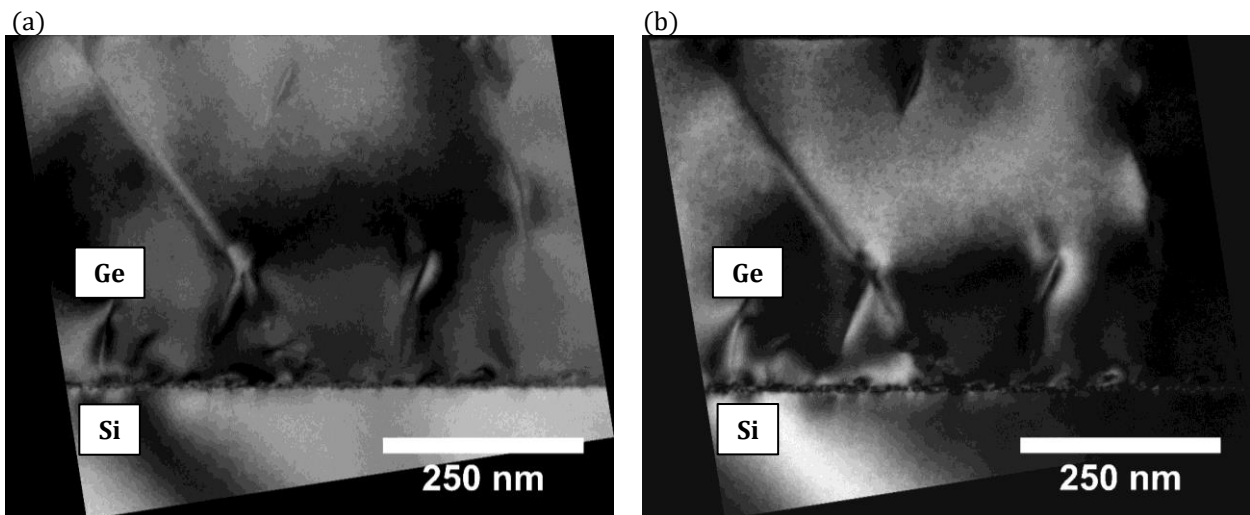


Abb. 3.3: (a) TEM-Hellfeldaufnahme der Probe i-Ge(111). (b) TEM-Dunkelfeldaufnahme der Probe i-Ge(111).

❖ Schichtanalyse mit Röntgenbeugungsmessung

Die Verspannung der gewachsenen Schicht kann durch eine Röntgenbeugungsmessung (XRD, engl. x-ray diffraction) ermittelt werden. In Abb. 3.4a und b ist die 2-Theta-Messung der Probe i-Ge(111) für die (111)- bzw. (333)-Reflexe gezeigt. Aus dem Winkel, bei dem der Ge(111)- bzw. Ge(333)-Peak liegt, lässt sich die senkrechte Gitterkonstante von Ge $a_{\perp,Ge}$ ermitteln. Unter der Annahme, dass es sich um eine biaxiale Verspannung und um eine undotierte Schicht handelt, kann mit dem Literaturwert der unverspannten Gitterkonstanten von Ge a_{Ge} die senkrechte Verspannung $\varepsilon_{\perp} = \frac{a_{Ge} - a_{\perp,Ge}}{a_{Ge}} = -0,07\%$ berechnet werden. Mit der Poissonzahl für Ge mit (111)-Orientierung $\nu_{Ge,111} = 0,156$ [67] ergibt sich die parallele Verspannung zu $\varepsilon_{\parallel} = -\frac{1-\nu_{Ge,111}}{2\nu_{Ge,111}} \varepsilon_{\perp} = 0,186\%$. Im Gegensatz zum

Wachstum auf Si(100)-Substraten führt das verwendete Wachstumsrezept auf Si(111)-Substraten zu einer zugverspannten Ge-Schicht.

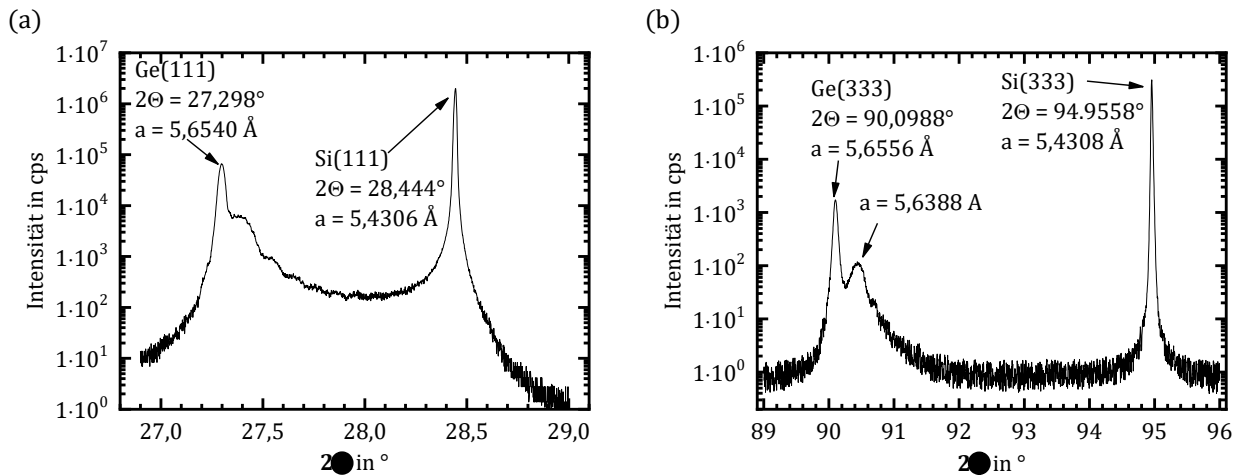


Abb. 3.4: (a) (111)-Reflexe der XRD-Messung an der Probe i-Ge(111). (b) (333)-Reflexe der XRD-Messung an der Probe i-Ge(111).

3.1.2. Wachstum von p-i-n-Strukturen zur Analyse der Schichtqualität

Eine weitere Möglichkeit zur Analyse und zur Optimierung des Wachstums von Ge besteht darin, eine p-i-n-Struktur zu wachsen, um die Schichtqualität über die Dunkelstromdichte der zu einer Diode prozessierten Schicht zu vergleichen. Hierzu wird eine Ge-p-i-n-Struktur auf Si(100), eine Ge-p-i-n-Struktur auf Si(111) und eine Ge-p-i-n-Struktur auf Si(111) mit optimiertem virtuellem Ge-Substrat gewachsen. Aus den gewachsenen Schichten werden im Anschluss Dioden prozessiert. Der schematische Querschnitt einer Diode ist in Abb. 3.5a gezeigt. Der detaillierte Schichtaufbau der Proben ist in Tab. 3.2 aufgeführt. Zur optischen Charakterisierung sind die Dioden als vertikale Photodioden mit einer runden Mesa mit variablem Radius realisiert. Das REM-Bild einer Diode mit einer Diodenfläche von $A_{pin} = 1256 \mu\text{m}^2$ ist in Abb. 3.5b dargestellt. Die Zuleitung der n-Ge-Schicht ist im Bild nach oben hin weggeführt, die Zuleitung der p-Si-Schicht ist unten dargestellt. Zur Einkopplung von Licht für Photostrommessungen und zur Auskopplung von Licht für die Elektrolumineszenzmessungen ist der obere Kontakt nicht vollflächig auf der n-Ge-Schicht, sondern ringförmig mit einem optischen Fenster angeordnet. Die Ausführung der Diode mit einer runden Mesa sorgt für einen homogenen Stromfluss durch die Diode. In der Probenserie A werden die drei verschiedenen p-i-n-Strukturen mit einer i-Ge-Schicht von $d_{i-Ge} = 300 \text{ nm}$ gewachsen.

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

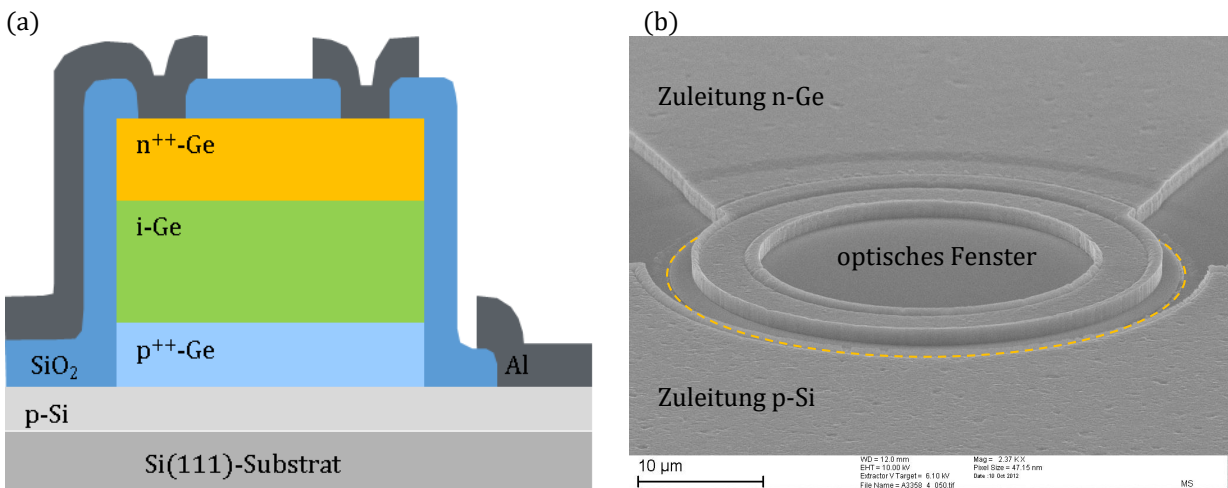


Abb. 3.5: (a) Schematischer Querschnitt der Diode. Die Diode ist als vertikale Photodiode realisiert. (b) REM-Bild einer Photodiode. Die runde Mesa der Diode ist gelb gestrichelt angedeutet und besitzt einen Radius $r = 20 \mu\text{m}$ ($A_{pin} = 1256 \mu\text{m}^2$). Die Ein- bzw. Auskopplung des Lichts erfolgt von oben in das optische Fenster.

Die B-dotierten p-Si- und p-Ge-Schichten sind mit $N_A = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, die Sb-dotierten n-Ge-Schichten mit $N_D = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ dotiert. Die Strukturierung erfolgt dabei mit den in Kapitel 3.2 näher beschriebenen Prozessschritten zur Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen.

Tab. 3.2: Probenübersicht der Serie A.

	pin1(100)	pin2(111)	pin3(111)
Al	400 nm	400 nm	400 nm
n-Ge	200 nm	200 nm	100 nm
	160 °C	160 °C	160 °C
i-Ge	300 nm	300 nm	300 nm
	160 °C	160 °C	160 °C
2. Ausheizen	-	-	750 °C
p-Ge	-	-	100 nm
			330 °C
1. Ausheizen	820 °C	820 °C	820 nm
p-Ge VS	100 nm	100 nm	100 nm
	330 °C	330 °C	330 °C
p-Si	400 nm	400 nm	400 nm
	600 °C	600 °C	600 °C
Substrat	Si(100)	Si(111)	Si(111)

Neben den Diodenstrukturen werden bei der Prozessierung auch Transferlängenmethode-Strukturen (TLM-Strukturen) hergestellt, mit denen sich der Schichtwiderstand sowie die

daraus resultierende effektive Dotierung bestimmen lässt. Zusätzlich kann an den Dioden mit spektralen Photostrom- und Elektrolumineszenzmessungen die Bandlücke der i-Geschicht bestimmt werden.

Das virtuelle Substrat mit einer Dotierung von $N_A = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ist bei allen drei Proben nach dem im vorherigen Kapitel beschriebenen Verfahren hergestellt. Die Proben pin1(100) und pin2(111) unterscheiden sich nominell nur in der Wahl des verwendeten Substrats, Si(100) für ersteres, Si(111) für letzteres. Bei der Probe pin3(111) wird nach der Ausbildung des virtuellen Substrats und $d_{p-Ge} = 100 \text{ nm}$ p-Ge ein zweiter Ausheizschritt durchgeführt, um eine Veränderung der Verspannung der darüber liegenden i-Schicht bzw. eine Verbesserung der Schichtqualität zu erzielen. Die zu Diodenstrukturen prozessierten Proben besitzen eine SiO₂-Passivierung von $d_{SiO_2} = 300 \text{ nm}$ sowie eine Metallisierung aus Al mit einer Schichtdicke von $d_{Al} = 400 \text{ nm}$.

❖ *Stromdichte-Spannungs-Kennlinien*

In Abb. 3.6a und b sind die Stromdichte-Spannungs-Kennlinien der drei Proben für eine Diodenfläche von $A_{pin} = 78,5 \text{ } \mu\text{m}^2$ dargestellt. Die Probe pin1(100) zeigt im Vergleich zu den beiden Ge(111)-Proben bei $U_d = -1 \text{ V}$ den niedrigsten Sperrstrom. Bei größeren Sperrspannungen steigt der Sperrstrom der Probe pin1(100) stärker an als bei den beiden Ge(111)-Proben. Dieses Verhalten spricht für einen anderen Mechanismus, der den Sperrstrom bestimmt. Der Sperrstrom ist bei allen drei Proben durch den durch das Volumen fließenden Strom bestimmt und nicht durch einen Oberflächenstrom gegeben (siehe hierzu die Volumenstrom- und Oberflächenstromdichte der Proben in Anhang E.1).

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

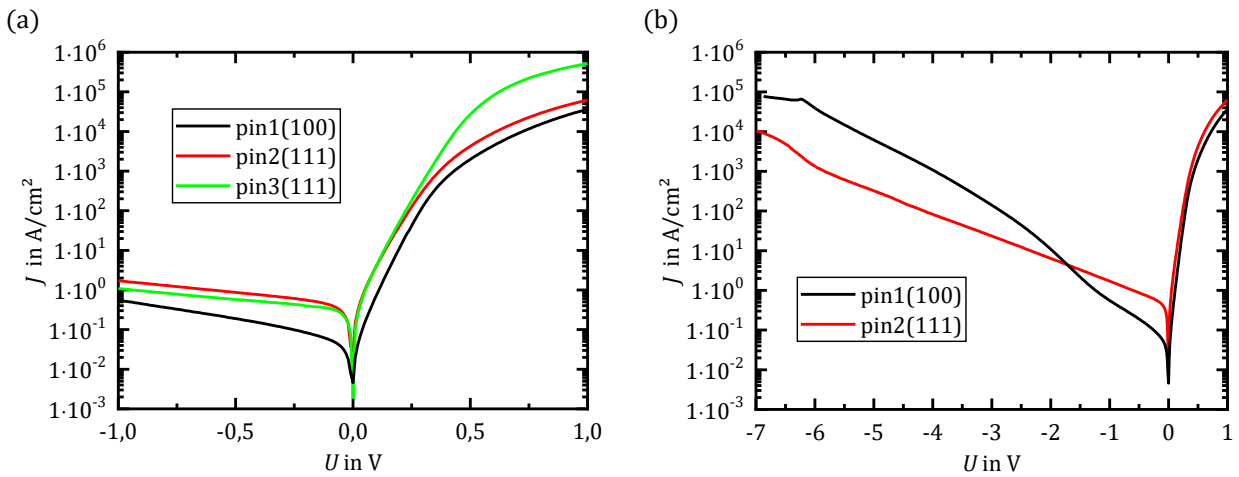


Abb. 3.6: Stromdichte-Spannungs-Kennlinie der Probenserie A für (a) $U = -1 \text{ V}$ bis $U = 1 \text{ V}$ und für (b) $U = -7 \text{ V}$ bis $U = 1 \text{ V}$.

Der Sperrstrom hängt somit hauptsächlich von der Kristallqualität der Diode und nicht von der Grenzfläche zwischen der Diode und dem Passivierungsoxid ab. Gründe für den Unterschied der Sperrströme können in den kristallorientierungsabhängigen Versetzungen und einem unterschiedlichen Verlauf der Dotierstoffkonzentration liegen. Die Dotierstoffkonzentrationen sind nominell gleich, jedoch ist die Segregation von Dotierstoffen in Ge unterschiedlich stark für die verschiedenen Kristallorientierungen [68], wodurch unterschiedlich stark ausgeprägte Dotierstoffkanten erwartet werden. Der geringere Sperrstrom der Probe pin3(111) gegenüber der pin2(111) spricht für eine Verbesserung der Schichtqualität durch den zusätzlich eingeführten Ausheizschritt. Für einen besseren Vergleich der Sperrströme sind in Abb. 3.7 die Sperrstromdichten der drei Proben für unterschiedliche Diodengrößen bei einer Sperrspannung $U_d = -1 \text{ V}$ dargestellt. Für die Probe pin1(100) liegen die Sperrstromdichten für alle Diodengrößen auf einem nahezu konstanten Niveau bei $J_d(-1 \text{ V}) \approx 0,8 \text{ A}/\text{cm}^2$, für die Probe pin2(111) ebenfalls nahezu konstant bei $J_D(-1 \text{ V}) \approx 4 \text{ A}/\text{cm}^2$. Im Gegensatz dazu sind für die Probe pin3(111) zwei Plateaus erkennbar: Für Dioden $A_{\text{Diode}} < 314 \text{ cm}^2$ liegt die Sperrstromdichte bei $J_D(-1 \text{ V}) \approx 2 \text{ A}/\text{cm}^2$, für Dioden $A_{\text{Diode}} > 314 \text{ cm}^2$ bei $J_d(-1 \text{ V}) \approx 10 \text{ A}/\text{cm}^2$. Eine genaue Analyse dieses zusätzlichen Leckstromes bei größeren Diodenflächen wurde nicht weiter untersucht.

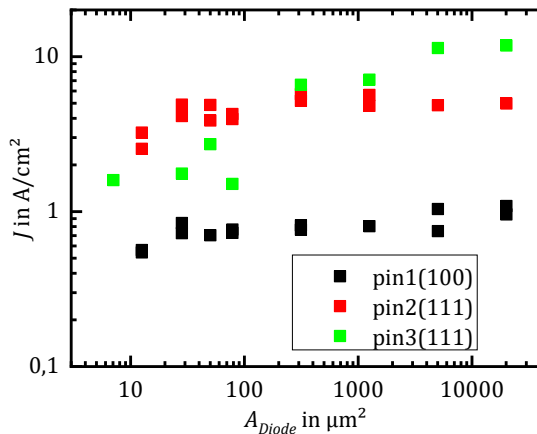


Abb. 3.7: Sperrströme bei $U_d = -1 \text{ V}$ in Abhängigkeit der Diodengröße.

Mit dem im Anhang D.1 beschriebenen Verfahren wird aus den Stromdichte-Spannungskennlinien die Idealität der Proben bestimmt. Dabei konnte für keine der Proben eine Abhängigkeit von der Diodengröße festgestellt werden. Die Idealitäten betragen für die Probe pin1(100) $\eta_{id} = 1,38 \pm 0,015$, für die Proben pin2(111) $\eta_{id} = 1,66 \pm 0,02$ und für die Probe pin3(111) $\eta_{id} = 1,59 \pm 0,02$. Die Proben auf Si(111)-Substraten zeigen einen deutlich größeren Idealitätsfaktor, was für einen größeren Rekombinationsstrom im Vorwärtsbereich der Dioden spricht und sich durch die erhöhte Anzahl an Versetzungen bzw. Defekten im Kristall erklären lässt. Elektrisch gesehen zeigen alle Dioden einen funktionierenden pin-Übergang und zeigen somit, dass das Wachstum auf Ge(111) und die Dotierung mit B sowie Sb mit diesem Wachstumsrezept funktioniert. In einer weiteren (nicht aufgeführten) Serie sind die Wachstumstemperaturen aller Ge-Schichten um $\Delta T = 30 \text{ K}$ bzw. $\Delta T = 60 \text{ K}$ vergrößert. Die daraus hergestellten Dioden haben jedoch kein Diodenverhalten gezeigt, sondern haben sich wie Widerstände mit einem linearen Verlauf der Strom-Spannungskennlinie verhalten. Dies zeigt, wie groß der Einfluss der Temperatur auf das Wachstum der Schichten ist. Ein möglicher Grund für die nicht funktionierenden pin-Strukturen liegt in der mit steigender Temperatur stärker werdenden Segregation von Sb in Ge [69]. Der so ausgeschwitzte Dotierstoff führt effektiv zu einer pii-Struktur, wodurch die Proben kein sperrendes Diodenverhalten mehr zeigen.

❖ *Photostrommessung und Elektrolumineszenzmessung*

Aus einer Photostrommessung kann die spektrale optische Empfindlichkeit $R_{opt}(\lambda) = I_{ph}/P_{opt}(\lambda)$ aus dem Photostrom I_{ph} und der eingestrahlten optischen Leistung $P_{opt}(\lambda)$ bestimmt werden. Der Photostrom $I_{ph} = I_{hell} - I_{dunkel}$ ergibt sich aus der Differenz des

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

Diodenstroms unter Beleuchtung I_{hell} und des Diodenstroms ohne Beleuchtung I_{dunkel} . Die spannungsabhängige spektrale optische Empfindlichkeit der Proben der Serie A für eine Diodenfläche $A_{pin} = 1256 \mu\text{m}^2$ ist in Abb. 3.8a, b und c dargestellt. Die Probe pin1(100) zeigt eine mit steigender Sperrspannung steigende optische Empfindlichkeit. Bei p-i-n-Dioden tragen hauptsächlich das in der Raumladungszone absorbierte Licht und die dort generierten Elektronen-Loch-Paare zum Photostrom bei. Die Ladungstrennung erfolgt in der Raumladungszone durch einen Driftstrom. Außerhalb der Raumladungszone erfolgt der Ladungstransport durch Diffusion, wodurch es vermehrt zu einer Rekombination der Ladungsträger kommt und die generierten Elektronen-Lochpaare nicht mehr zum Photostrom beitragen. Die Ausdehnung der Raumladungszone vergrößert sich für steigende Sperrspannungen aufgrund der am IHT typischen p-Typ-artigen Hintergrunddotierung in der i-Ge-Schicht und führt so zu einer Vergrößerung der optischen Empfindlichkeit. Sobald sich die Raumladungszone über die komplette i-Ge-Schicht bis zur n-Ge-Schicht ausgebreitet hat, bleibt die Empfindlichkeit auch bei noch größeren Sperrspannungen konstant. Im Gegensatz zu der Probe pin1(100) zeigen die beiden Proben pin2(111) und pin3(111) dieses Sättigungsverhalten der optischen Empfindlichkeit nicht. Mögliche Gründe hierfür liegen in einer größeren Hintergrunddotierung der i-Ge-Schicht für das Wachstum auf Si(111)-Substraten und einer aufgrund von Segregation von Sb effektiv dickeren i-Ge-Schicht. In beiden Fällen ist eine größere Sperrspannung nötig, um die Raumladungszone komplett bis zur n-Ge-Schicht auszubreiten. Eine Messung bei noch größeren Sperrspannungen führt aufgrund des steigenden Sperrstroms zu einer Abnahme des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, wodurch sich die optische Empfindlichkeit nicht mehr darstellen lässt.

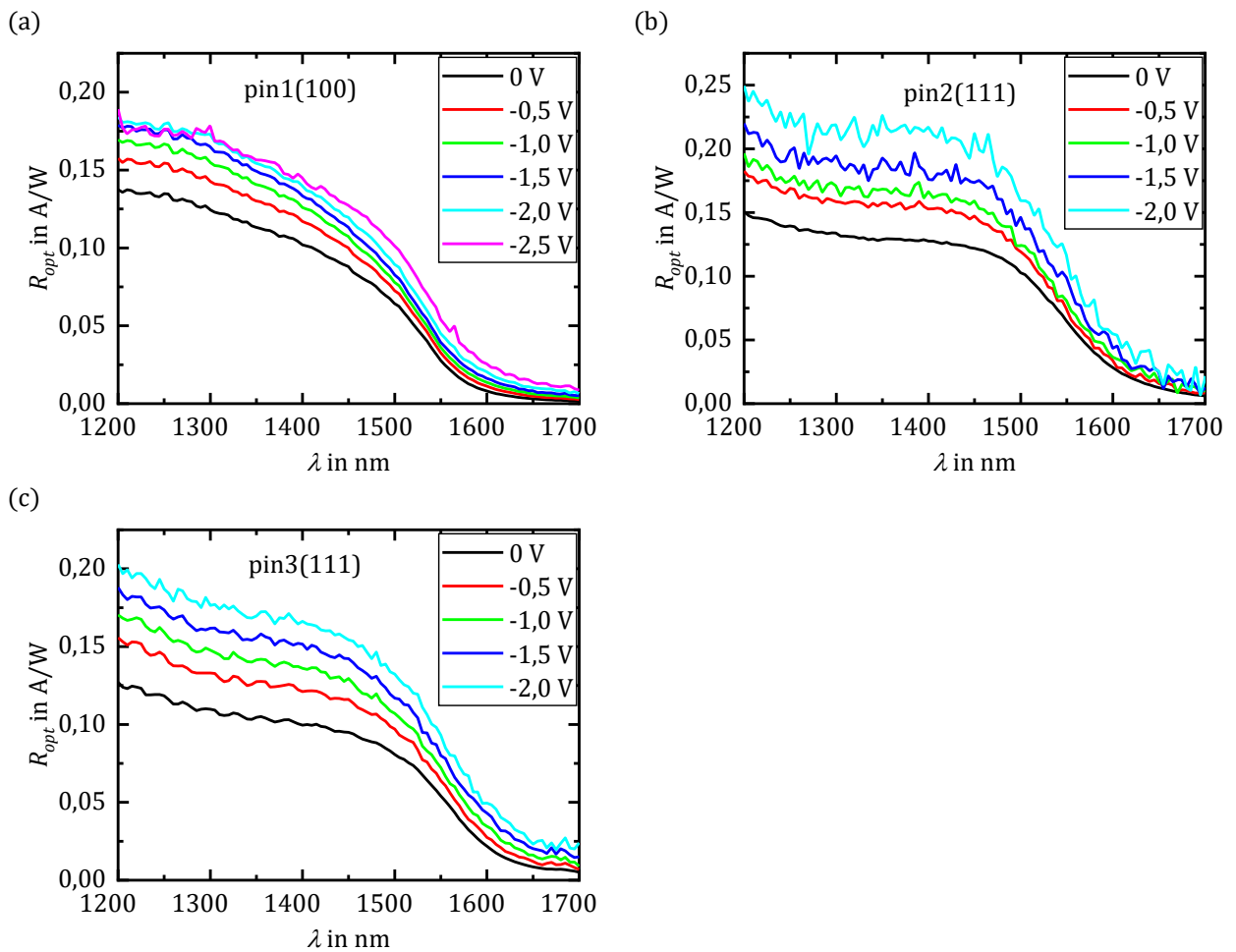


Abb. 3.8: Spektrale Empfindlichkeit in Abhängigkeit der Spannung der Probenserie A: (a) pin1(100), (b) pin2(111), (c) pin3(111).

In Abb. 3.9a ist der Vergleich der spektralen optischen Empfindlichkeit R_{opt} der Proben der Probenserie A bei einer Diodenspannung von $U = 0 \text{ V}$ dargestellt. Aufgrund der gleichen Schichtdicke der absorbierenden i-Schicht und der gleichen Oxiddicke haben die Proben eine ähnliche optische Empfindlichkeit im Wellenlängenbereich bis $\lambda = 1450 \text{ nm}$. Bei höheren Wellenlängen reicht die Energie nicht mehr aus, um die Bandlücke zu überwinden, was sich durch den Abfall der optischen Empfindlichkeit ab $\lambda > 1450 \text{ nm}$ zeigt. Die beiden Ge(111)-Proben zeigen im Vergleich zur pin1(100)-Probe eine deutliche Verschiebung der optischen Empfindlichkeit hin zu höheren Wellenlängen und somit eine Verringerung der Bandlücke hin zu kleineren Energien. Durch den Betrieb der Dioden im Vorwärtsbereich emittieren die Dioden Licht, welches mit einem Spektrometer analysiert werden kann. Eine solche Elektrolumineszenzmessung ist beispielhaft für die Probe pin2(111) für verschiedene Injektionsstromdichten in Abb. 3.9b gezeigt. Die vom Spektrometer gemessene emittierte

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

optische Leistung $P_{opt,LED}$ ist hierbei über der Photonenenergie aufgetragen. Zu sehen ist der typische spektrale Verlauf einer Leuchtdiode. Mit zunehmender Injektionsdichte steigt die emittierte optische Leistung und das Spektrum verschiebt sich zu niedrigeren Energien bzw. höheren Wellenlängen. Das starke Rauschen der Spektren bei niedriger Energie ist durch die sinkende Empfindlichkeit des Spektrometers bedingt.

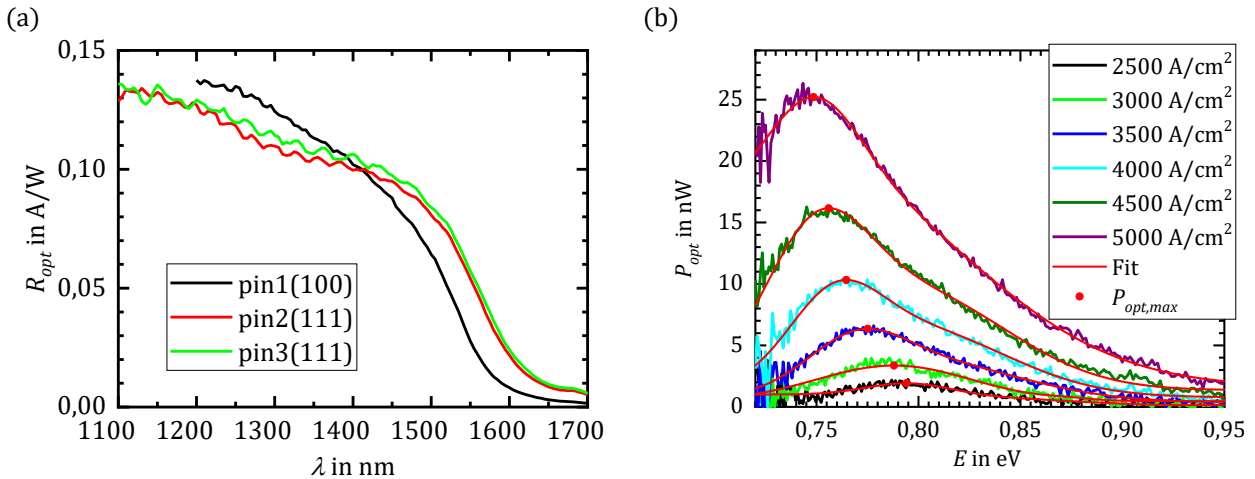


Abb. 3.9: (a) Vergleich der spektralen optischen Empfindlichkeit bei $U = 0$ V. (b) Elektrolumineszenz der Probe pin2(111) für verschiedene Injektionsströme. Die roten Linien sind ein doppelter Gaussfit der Kurven, die roten Punkte stellen das Maximum des Fittes dar.

Sowohl aus der Photostrommessung als auch aus der Elektrolumineszenzmessung kann die Bandlücke der aktiven Schicht extrahiert werden. Für die Bestimmung der Bandlücke aus der Photostrommessung wird aus der optischen Empfindlichkeit mit der gemessenen Reflektion der Schichten die interne Quanteneffizienz berechnet und mit einem analytischen Verfahren die Absorption der Ge-Schicht bestimmt. Bei der Elektrolumineszenzmessung kann aus der Verschiebung der optischen Maxima der Spektren bei unterschiedlichen Injektionsstromdichten die Bandlücke der Schicht extrahiert werden. Eine detaillierte Beschreibung der beiden Verfahren zur Extraktion der Bandlücke aus der Photostrommessung bzw. der Elektrolumineszenzmessung ist in Anhang D.2 und D.3 gegeben. Die aus der Photostrommessung extrahierte Bandlücke der Probe pin2(111) beträgt $E_{g,iph} = 0,784 \text{ eV} \pm 0,001 \text{ eV}$ und ist somit innerhalb der Messungenauigkeit identisch zu der aus der Elektrolumineszenzmessung extrahierten Bandlücke $E_{g,EL} = 0,784 \text{ eV} \pm 0,001 \text{ eV}$. Im Vergleich zu der Referenz-Probe pin1(100) ($E_{g,100} = 0,798 \text{ eV} \pm 0,001 \text{ eV}$) liegt die Bandlücke bei deutlich kleineren Energien. Eine

Verschiebung der Bandlücke kann durch eine verspannte Schicht hervorgerufen werden. Mit der in [70], [71] beschriebenen Abhängigkeit der Bandlücke von der biaxialen Verspannung für Ge(100) lässt sich die Verspannung der Schichten abschätzen. Die damit abgeschätzte biaxiale Zugverspannung beträgt für die Probe Ge2(111) $\varepsilon_{\parallel} = 0,25\%$. Die aus dem Photostrom extrahierte Verspannung zeigt im Vergleich mit der mit einer XRD-Messung (siehe Kapitel 3.1.1) bestimmten Verspannung $\varepsilon_{\parallel, \text{XRD}} = 0,168\%$ eine deutlich größere Verspannung. Der Unterschied lässt sich durch die unterschiedliche Kristallorientierung des für die Abschätzung verwendeten Zusammenhangs zwischen Bandlücke und Verspannung erklären. Die Plausibilität ist dennoch über eine für Ge(111) im Vergleich zu Ge(100) zu erwartende schneller kleiner werdende Bandlücke mit steigender Verspannung gewährleistet [72]. Die Zugverspannung der Ge-Schicht ist bei allen hergestellten Ge(111)-Dioden erkennbar, unabhängig vom verwendeten Prozess zur Bildung des virtuellen Substrats. Der Unterschied in der Ausbildung eines virtuellen Substrats für Ge(111) und Ge(100) ist darin begründet, dass je nach Kristallorientierung unterschiedliche Energien zur Relaxation der Schichten notwendig sind. Die elektrooptischen Messungen zu den Ge(111)-Dioden zeigen, dass die Schichten optisch aktiv ist und das Wachstum von hochdotierten Ge(111)-Schichten auf Si(111)-Substraten mit hinreichend guter Kristallqualität erfolgt.

3.2. Prozessierung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen

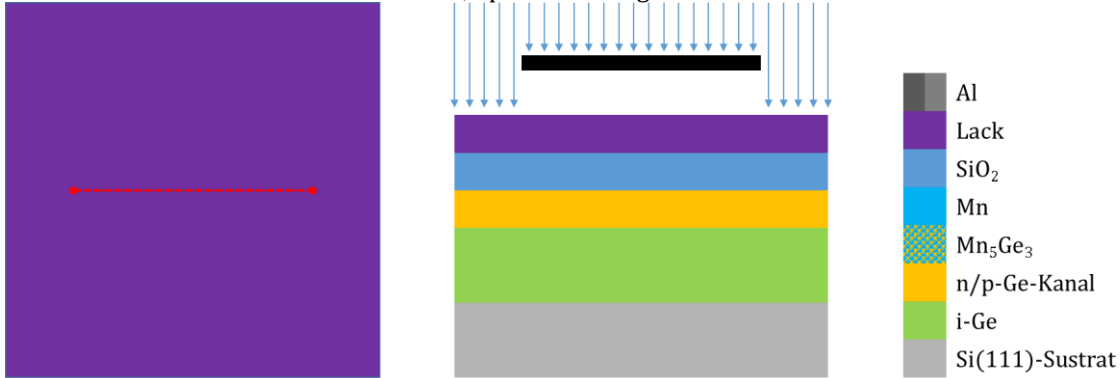
Die Herstellung der 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen erfolgt im Reinraum am IHT. Die einzelnen Herstellungsschritte sind in Tab. 3.3 dargestellt. Nach dem Wachstum der Schichten mittels der MBE und dem Sägen der Wafer in $A = 35 \cdot 35 \text{ mm}^2$ große quadratische Bruchstücke werden diese einer Lösungsmittelreinigung aus ultraschallunterstütztem Propan-2-on (Aceton) sowie Propan-2-ol (Isopropanol) unterzogen. Es folgt ein Spülschritt mit deionisiertem Wasser (DI-Wasser) und einem O_2 -Plasmaverascherschritt. Hierbei dient Aceton zur Säuberung der Wafer von organischen Verunreinigungen und von Partikeln, Isopropanol zur Entfernung des verunreinigten Acetons und der Plasmaverascherschritt zur Entfernung weiterer organischer Verunreinigungen. Im nächsten Schritt wird die optische Kontakt-Lithografie zur Strukturierung der Mesa durchgeführt. Um die Lackhaftung auf der Ge-Oberfläche zu verbessern, wird eine SiO_2 -Hartmaske in Kombination mit dem Haftvermittler 1,1,1,3,3,3-Hexamethyldisilazan (HMDS) verwendet.

3. Kapitel

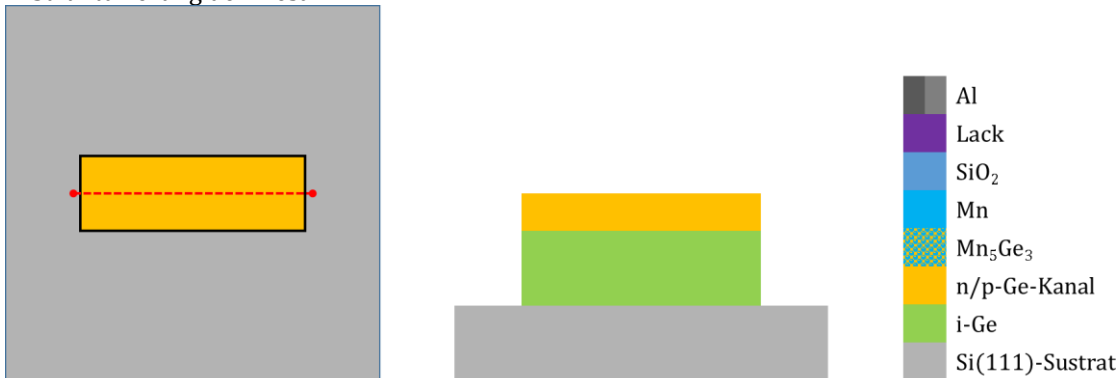
Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

Tab. 3.3: Ausgewählte Prozessschritte zur Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen. Links ist jeweils die Draufsicht auf den Wafer, mittig die Seitenansicht des Schnittes durch die rot gestrichelten Linien dargestellt.

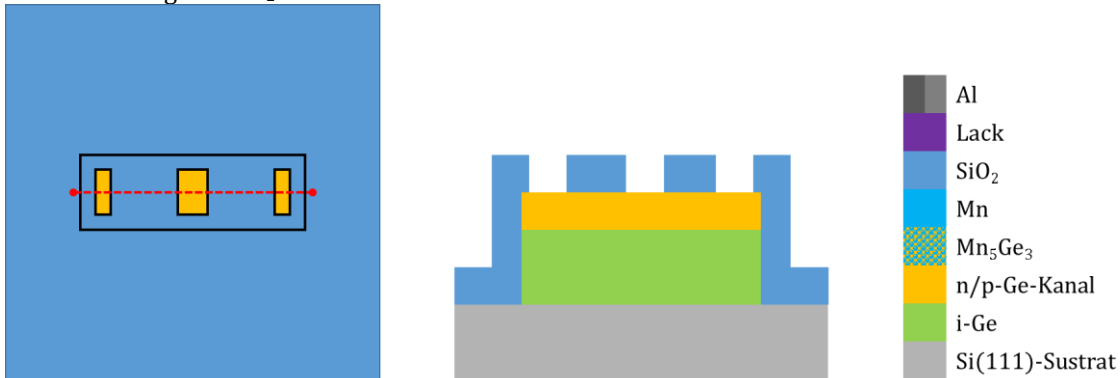
1. Hartmaske aus SiO₂ als Haftvermittler, optische Lithografie



2. Strukturierung der Mesa



3. Passivierung mit SiO₂ und öffnen der Oxidfenster

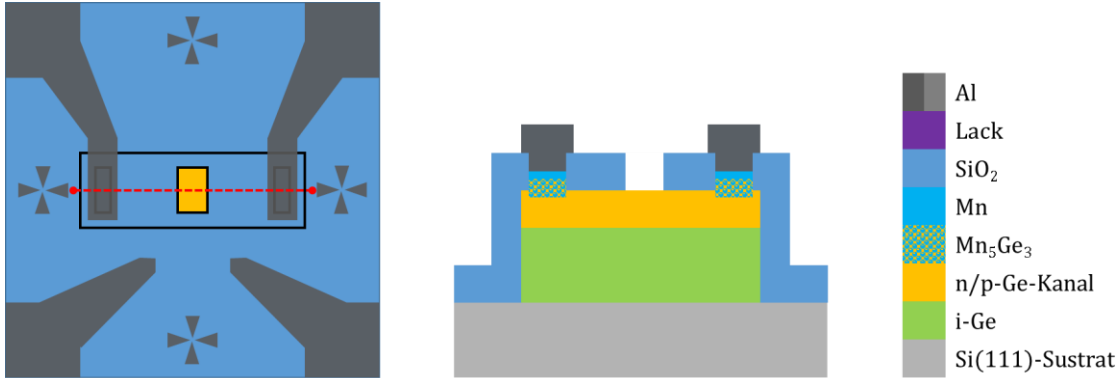


4. Optische Lithografie und Aufdampfen von Al/Mn

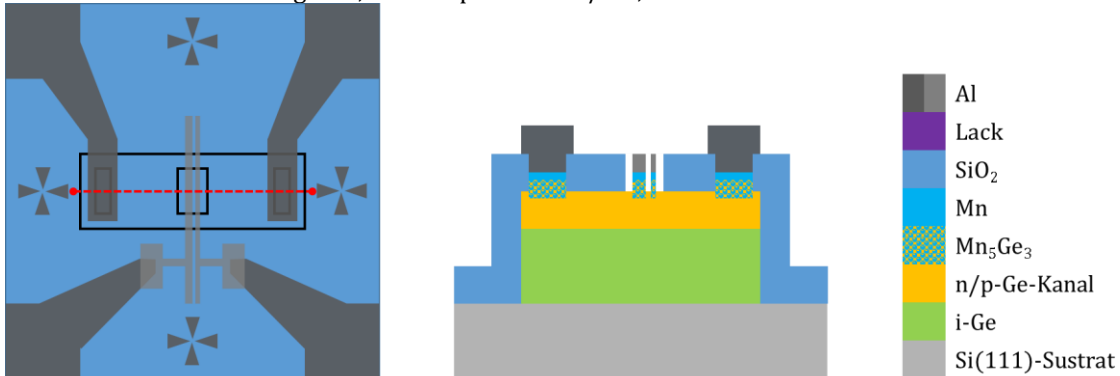


Tab. 3.3: Ausgewählte Prozessschritte zur Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen. Links ist jeweils die Draufsicht auf den Wafer, mittig die Seitenansicht des Schnittes durch die rot gestrichelten Linien dargestellt.

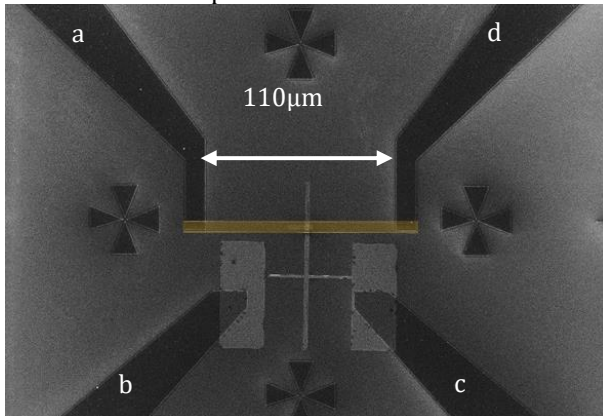
5. Lift-Off und Ausheizen bei 300 °C



6. Elektronenstrahl-Lithografie, Aufdampfen von Al/Mn, Lift-Off und Ausheizen bei 300 °C



7. REM-Bild einer prozessierten 4-Terminal-Struktur.



Für eine gute Lackhaftung ist eine hydrophobe Oberfläche nötig. Das sich natürlich bildende GeO_x an der Ge-Oberfläche ist jedoch zu instabil und sorgt weder für eine definierte hydrophobe noch hydrophile Oberfläche. Um dieses Problem zu umgehen wird deshalb eine SiO₂-Hartmaske verwendet, welche eine hydrophile Oberfläche bildet. In Kombination mit dem für SiO₂ ausgelegten Haftvermittler HMDS wird die Oberfläche hydrophob und die Lackhaftung ist gewährleistet. Beispiele für schlecht haftenden Lack können im Anhang C.2

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

gefunden werden. Durch plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung (PECVD, engl. plasma-enhanced chemical vapour deposition) wird mit Tetraethylorthosilicat (TEOS) und O_2 als Präkursoren das SiO_2 bei einer Temperatur $T_{substrat} = 390\text{ °C}$ abgeschieden. Im Anschluss an die optische Lithografie erfolgt die Ätzung der Mesa mit reaktivem Ionenätzen. Nach dem Ätzen der Hartmaske mit CHF_3 wird Ge mit einem Gasgemisch aus Ar und CF_4 geätzt. Dabei sorgt Ar für die physikalische Komponente zur Ätzung des Ge, CF_4 für die chemische Komponente. Der Querschnitt einer geätzten Mesa ist im Anhang in Abb. C.7 gezeigt. Neben den nahezu senkrechten Kanten fällt vor allem auch die geätzte Ge-Oberfläche mit geringer Rauigkeit auf. Mit den verwendeten Prozessgasen kann die Ätzung aufgrund der Selektivität der Ätzung gegenüber Si auf der darunterliegenden Si-Oberfläche gestoppt werden, ohne dass es zu einer rauen Si-Oberfläche kommt. Nach dem Entfernen des Lackes, der Hartmaske und nach der oben beschriebenen Lösungsmittelreinigung folgt die Passivierung der Proben mit SiO_2 . Im nächsten Schritt werden die Oxidfenster durch reaktives Ionenätzen mit CHF_3 geöffnet. Die Strukturierung der Kontakte erfolgt über einen mechanischen Abhebeprozess des Metalls (Lift-Off-Prozess). Hierzu wird zunächst ein Umkehrlack bildmässig belichtet sowie eine Umkehrtemperung mit anschließender Flutbelichtung und Entwicklung des Lackes durchgeführt. Dabei entstehen Lackflanken mit einem für einen Lift-Off-Prozess optimalen Unterschnitt. Direkt vor der Abscheidung der Metalle wird ein kurzer Dip in Flusssäure ($HF_{(aq)}$ mit einem Volumenanteil $\varphi_i = 2,5\%$) und Spülschritt in DI-Wasser vorgenommen. Die vollflächige Abscheidung der Metalle Mn und Al findet unter Vakuum durch thermisches Verdampfen aus einem Schiffchen aus W statt. Um dickere Al-Schichten zu ermöglichen, wird zusätzlich eine Al-Schicht in einer zweiten Anlage über Elektronenstrahlverdampfung abgeschieden. Nach der Abscheidung der Metalle wird der Lift-Off in einem durch Ultraschall unterstützen Aceton-Bad durchgeführt. Durch Lösen des Lackes in Aceton wird das unerwünschte auf dem Lack liegende Metall abgehoben und es bleibt nur das Metall an den gewünschten Stellen haften. Ein Ausheizen der Probe bei $T_{substrat} = 300\text{ °C}$ führt zur Ausbildung des ferromagnetischen Mn_5Ge_3 . Eine detaillierte Beschreibung des Ausheizprozesses zur Herstellung von Mn_5Ge_3 ist in Kapitel 3.3 dargestellt. Die Herstellung von 3-Terminal-Strukturen, bei denen alle Strukturen mit optischer Lithografie strukturiert werden, ist hiermit abgeschlossen. Für die 4-Terminal-Strukturen ist für die mittleren Kontaktfinger eine Elektronenstrahlithografie mit anschließendem Lift-Off des aufgedampften Metalls und erneutem Ausheizprozess bei

$T_{substrat} = 300\text{ °C}$ nötig. Die vier Kreuze um die Mesa dienen als Justagemarken zur Erstellung eines lokalen Koordinatensystems für die Elektronenstrahlithografie. Der Elektronenstrahlithografie-Lift-Off-Prozess erfolgt mit einer Zweilagelackschicht bestehend aus einer unteren, kurz-kettigen PMMA-Lackschicht (50K) und einer oberen langkettigen PMMA-Lackschicht (200K). Durch die unterschiedliche Polymerkettenlänge der Lacke entsteht beim Entwickeln der Lacke aufgrund der stärkeren Löslichkeit des kurz-kettigen Lackes ein für den Lift-Off-Prozess unterstützender Unterschnitt. Der Elektronenstrahlithografie-Lift-Off-Prozess mit einer Zweilagelackschicht ermöglicht so die Strukturierung von relativ dicken Metall-Schichten ($d_{Metall} \approx 200\text{ nm}$) bei gleichzeitig hoher Strukturauflösung ($l_{min} < 200\text{ nm}$). Eine detaillierte Beschreibung des entwickelten Elektronenstrahlithografie-Lift-Off-Prozesses ist im Anhang C.4 gegeben.

3.3. CMOS-kompatible Herstellung von ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakten

Die Herstellung der ferromagnetischen Kontakte erfolgt durch eine CMOS-kompatible Germanidierung von Mn und Ge zu (poly-)kristallinem Mn_5Ge_3 mit einem Ausheizprozess in einer Kurzzeittemperanlage (RTP, engl. für rapid thermal processing). Zunächst werden die Eigenschaften von Mn_5Ge_3 als Ferromagnet und das Grundprinzip der Germanidierung zu Mn_5Ge_3 erklärt. Mit TEM-Messungen, REM-Messungen, Rasterkraftmikroskop-Messungen (AFM, engl. atomic force microscopy), Magnetisierungsmessungen und TLM-Messungen zur Bestimmung des Kontaktwiderstands wird der Einfluss der Ausheizparameter und der Einfluss der Dotierung von Ge auf die Ausbildung von Mn_5Ge_3 analysiert. Im Anschluss daran wird die Eingliederung des Herstellungsprozesses von Mn_5Ge_3 in einen CMOS-Herstellungsprozess diskutiert. Die folgenden Unterkapitel zeigen, dass es sich bei dieser Germanidierung um einen temperaturrobusten Herstellungsprozess handelt, der zu einer atomar glatten Grenzfläche zwischen Ge und Mn_5Ge_3 führt und sowohl für hoch p- als auch für hoch n-dotiertes Ge möglich ist.

3.3.1. *Eigenschaften von Mn_5Ge_3 und die Germanidierung von Mn zu Mn_5Ge_3*

Die Wahl von Mn_5Ge_3 als Ferromagnet zur elektrischen Spininjektion in Ge begründet sich in der hohen Curietemperatur, dem hohen Polarisationsgrad, der niedrigen Leitfähigkeit, der Symmetrie des Mn_5Ge_3 Kristalls zur Ge(111)-Oberfläche und der potentiell CMOS-kompatiblen Herstellung durch Germanidierung von Mn zu Mn_5Ge_3 . Die Eigenschaften

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

werden im Folgenden näher erläutert. Mit dem Ziel eines spintronischen Bauteils, welches nicht nur bei Tieftemperaturen funktioniert, sondern bei Temperaturen nahe der Raumtemperatur oder Temperaturen darüber, sollte die Curietemperatur T_C des Ferromagneten möglichst hoch sein. Die Curietemperatur gibt dabei an, bis zu welcher Temperatur sich der Ferromagnet magnetisch verhält. Die Curietemperatur von Mn_5Ge_3 beträgt $T_{C,\text{Mn}_5\text{Ge}_3} \approx 300$ K, und lässt sich durch Zugabe von C, um $\text{Mn}_5\text{Ge}_3\text{C}_x$ zu erhalten, auf $T_{C,\text{Mn}_5\text{Ge}_3\text{C}} \approx 450$ K erhöhen [32]. Der hohe Polarisationsgrad von Mn_5Ge_3 mit $P_s \approx 42\%$ [73] ist für eine effektive Spininjektion und Spindetektion von spinpolarisierten Ladungsträgern im Halbleiter vorteilhaft. Das in Kapitel 2.1.1 beschriebene Problem der Leitfähigkeitsfehlانpassung für eine effektive Spininjektion kann mit einem Tunnelkontakt oder einem ferromagnetischen Material gelöst werden, welches eine zum Ge-Kanal ähnliche Leitfähigkeit besitzt. Die häufig für Spininjektion in Ge verwendeten Tunnelkontakte haben einen sehr hohen spezifischen Widerstand (z.B. $\rho_c < 1,5 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}^2$ für $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{n}^+\text{-Ge}$ [74]); die Kontaktwiderstände liegen damit deutlich unter den Anforderungen an den spezifischen Kontaktwiderstand für State-of-the-Art Fin-FETs ($\rho_c < 10^{-8} \Omega\text{cm}^2$ [75]) und sind damit eher ungeeignet als ferromagnetische Kontakte für Spin-Transistoren. Im Gegensatz dazu sind bei einem direkten Metall-Halbleiter-Kontakt für p-Ge als auch n-Ge sehr geringe spezifische Kontaktwiderstände möglich (z.B. $\rho_c < 5 \cdot 10^{-7} \Omega\text{cm}^2$ für $\text{NiGe}/\text{n}^+\text{-Ge}$ [76]). Ni bzw. NiGe als Ferromagnet eignet sich aufgrund des geringen spezifischen Widerstands $\rho_{\text{Ni}} < 0,1 \mu\Omega\text{cm}$ bzw. $\rho_{\text{NiGe}} < 20 \mu\Omega\text{cm}$ [77] und dem damit einhergehenden hohen Unterschied der Leitfähigkeit zu Ge nicht zur Spininjektion in Ge. In Abb. 3.10 ist der spezifische Widerstand von Sb-dotiertem Ge, Mn_5Ge_3 und $\text{Mn}_5\text{Ge}_3\text{C}_{0,8}$ dargestellt. Dabei liegen die spezifischen Widerstände des Mn_5Ge_3 und $\text{Mn}_5\text{Ge}_3\text{C}_{0,8}$ in der gleichen Größenordnung wie die des hoch dotierten n-Ge ($N_D = 1 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$), das Leitfähigkeitsfehlانpassungsproblem kann so gelöst werden.

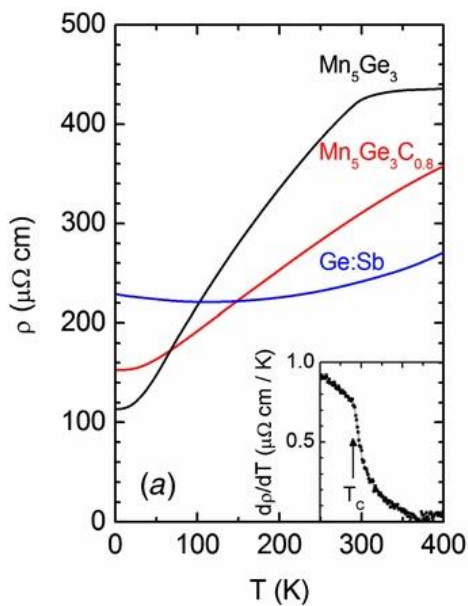


Abb. 3.10: Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands von Sb dotiertem Ge, Mn_5Ge_3 und $Mn_5Ge_3C_{0,8}$. Bild aus [78].

Zur Vermeidung von defektinduzierten Zuständen und „Fermilevelpinning“ am Ferromagnet-Halbleiter-Übergang, welche zu einer Verschlechterung des Kontaktwiderstands führen, ist eine atomar flache Grenzfläche zwischen Mn_5Ge_3 und Ge nötig [79]. Vorteilhaft für die Grenzfläche zwischen Mn_5Ge_3 und Ge ist die Kristallstruktur der beiden Materialien. Die Kristallstruktur von Mn_5Ge_3 ist eine hexagonale $D8_8$ -Struktur [80] und hat eine ähnliche Symmetrie wie die Ge(111)-Oberfläche des kubischen Ge-Kristalls [81] und erlaubt ein kristallines Wachstum des Mn_5Ge_3 auf Ge(111). Abb. 3.11a und b zeigen schematisch, wie der Ge(111)-Kristall und der Mn_5Ge_3 -Kristall zusammenpassen. Die Gitterfehlanpassung beträgt dabei 3,7 % [81]. Aufgrund des im Vergleich zu Ge größeren Elastizitätsmoduls von Mn_5Ge_3 ($E_{Ge} = 77,2$ GPa und $E_{Mn_5Ge_3} = 110$ GPa) führt diese Gitterfehlanpassung zu einer elastischen Deformation des Mn_5Ge_3 -Kristalls mit einer geringen Dichte an Durchstoßversetzungen [32]. Das ferromagnetische Mn_5Ge_3 wird in der Literatur oft durch Molekularstrahlepitaxie auf Ge(111) gewachsen.

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

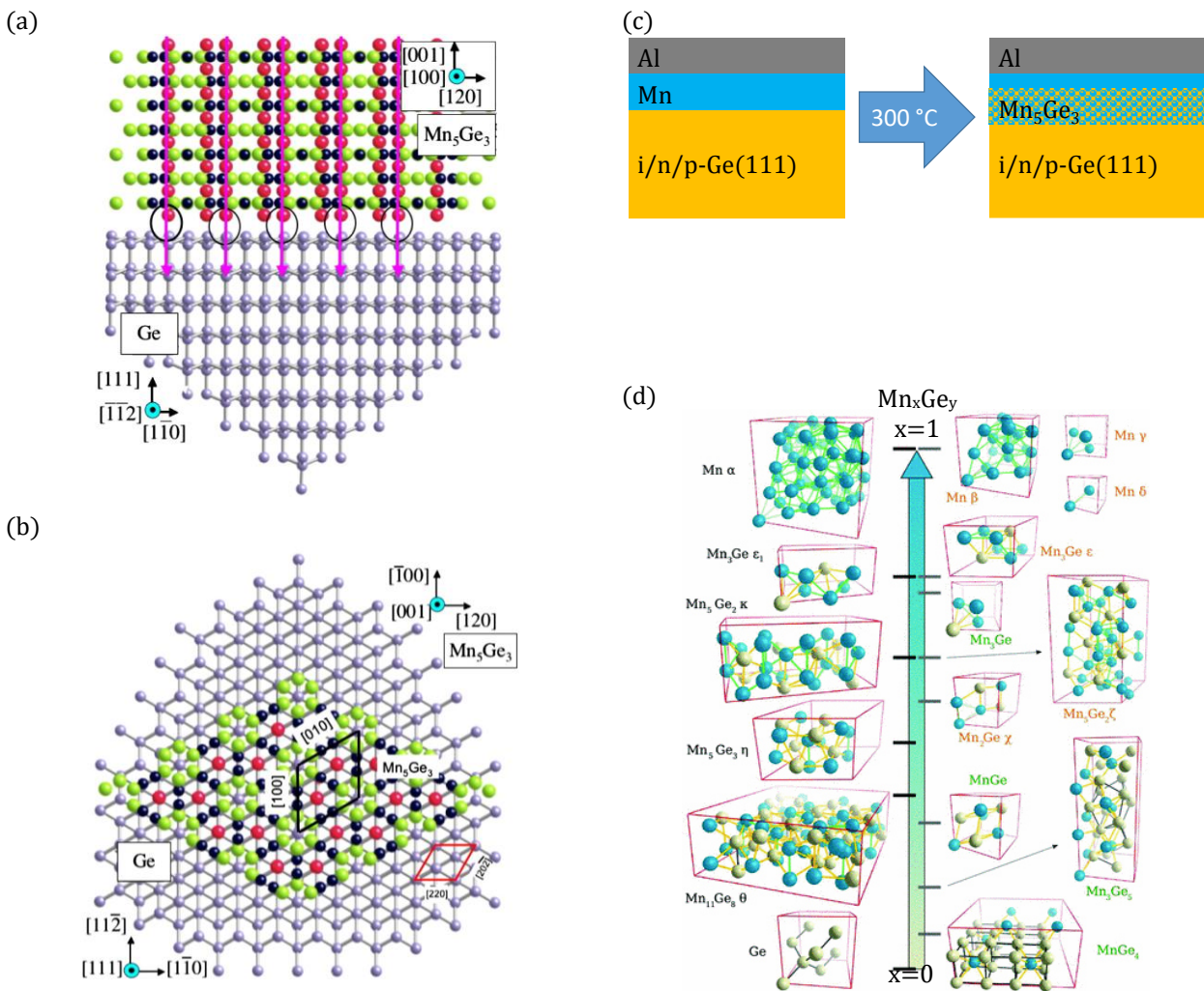


Abb. 3.11: Kristallstruktur von Ge(111) und Mn_5Ge_3 in der Draufsicht (a) bzw. Seitenansicht (b). Die beiden Kristalle haben eine zueinander passende Symmetrie (Bild c und d aus [82]). (c) Herstellungssequenz von Mn_5Ge_3 . Durch einen geeigneten Ausheizzschritt bei 300 °C bildet sich die ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Phase. Die Al-Schicht dient als Oxidationsbarriere. (d) Bekannte Phasen der Mn_xGe_y -Legierung und deren Kristallstruktur (Bild aus [83]).

Die Molekularstrahlepitaxie ist für eine industrielle Herstellung aufgrund der langsamen Wachstumsraten und dem geringen Wafer-Durchsatz nicht geeignet und wird deshalb nicht in einem CMOS-Herstellungsprozess verwendet. Stattdessen ist in der CMOS-Technologie die Silizidierung von Si mit Übergangsmetallen wie Ti, Co, Ni, Pt und W ein gängiger Prozess zur Herstellung von selbstjustierten polykristallinen Kontakten. Ähnlich zu dieser Silizidierung lässt sich Mn_5Ge_3 durch eine Germanidierung von Mn und Ge durch einen geeigneten Ausheizzschritt herstellen. Der prinzipielle Ablauf dieser Germanidierung ist in Abb. 3.11c dargestellt. Nach vorhergehendem HF-Dip oder DI-Wasser-Dip zur Entfernung

des natürlichen GeO_x werden die Mn- und Al-Schichten durch thermische Verdampfung auf Ge(111) aufgebracht. Die Al-Schicht dient dabei als Diffusionsbarriere für O_2 . Die so präparierten Wafer werden im Anschluss in der RTP-Anlage unter N_2 -Atmosphäre ausgeheizt. Die Al-Schicht und die N_2 -Atmosphäre während des Ausheizens und verhindert so eine ungewollte Oxidation der Mn-Schicht, welche die Germanidierung behindern würde. Durch den Ausheizprozess kommt es zu einer Diffusion von Mn in das Ge und einer Reaktion zu Mn_5Ge_3 . Neben der ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Phase gibt es auch andere unerwünschte Phasen der MnGe-Legierung (siehe Abb. 3.11d), welche zum Teil paramagnetisch oder antiferromagnetisch sind. Um nur die gewollte Mn_5Ge_3 -Phase zu erhalten, ist es entscheidend, den Ausheizprozess mit den richtigen Temperaturen durchzuführen. Die ferromagnetische Phase Mn_5Ge_3 beginnt sich ab einer Temperatur $T = 100\text{ °C}$ zu bilden. Bis zu einer Temperatur $T = 310\text{ °C}$ ist Mn_5Ge_3 die dominante Phase. Für Temperaturen $T > 310\text{ °C}$ bildet sich das antiferromagnetische $\text{Mn}_{11}\text{Ge}_8$ bzw. bei noch höheren Temperaturen zusätzlich weitere Phasen. Die geeignete Eingliederung dieses Germanidierungsprozesses von Mn_5Ge_3 in einen CMOS-Herstellungsprozess wird in Kapitel 3.3.4 näher erläutert.

3.3.2. Einfluss der Ausheizparameter auf die Ausbildung von Mn_5Ge_3

Für die Ausbildung des ferromagnetischen Mn_5Ge_3 als alleinige Phase ist die Temperatur des Ausheizprozesses entscheidend. Um den Einfluss der Temperatur zu untersuchen, werden in der Serie C die Parameter des Ausheizprozesses entsprechend der Tab. 3.4 variiert. Alle Proben haben denselben nominellen Schichtaufbau mit Al(80 nm)/Mn(18 nm)/i-Ge(500 nm)/Si(111). Das Wachstum der i-Ge-Schicht erfolgt analog zu der in Kapitel 3.1.1 beschriebenen Probe i-Ge(111). Der Probenname „i-GeXY“ ergibt sich mit „X“ aus der Maximaltemperatur des Ausheizprozesses und mit „Y“ aus der Geschwindigkeit der Temperaturrampe. Die Proben i-Ge260slow, i-Ge280slow, i-Ge300slow werden mit einer Temperaturrampe von 5K/min analog zu der in [33] gegebenen Rampe zu den jeweiligen Endtemperaturen hochgeheizt. Zur Überprüfung, ob die Herstellung von Mn_5Ge_3 mit einem schnellen RTA-Prozess (rapid thermal annealing, engl. für schnelles thermisches Ausheizen) erfolgen kann, wird bei den Proben i-Ge260fast, i-Ge280fast und i-Ge300fast innerhalb von einer Minute auf die entsprechende Endtemperatur hochgeheizt. Um das ferromagnetische

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

Verhalten eindeutig auf die Mn_5Ge_3 -Schicht zurückführen zu können wird ebenfalls eine Referenzprobe i-GeRef hergestellt, welche keinen Ausheizprozess erfährt.

Tab. 3.4: Variation der Ausheizparameter der Probenserie C. Alle Proben haben den selben nominellen Schichtaufbau Al(80 nm)/Mn(18 nm)/i-Ge(500 nm)/Si(111).

Probe		i-Ge 260slow	i-Ge 280slow	i-Ge 300slow	i-Ge 260fast	i-Ge 280fast	i-Ge 300fast	i-Ge Ref
Prozess -name		260slow	280slow	300slow	260fast	280fast	300fast	
Start	T_{start} in °C	100	100	100	100	100	100	-
Ramp	R_{Ramp} in K/min	5	5	5	160	180	200	-
End	T_{end} in °C	260	280	300	260	280	300	-
Plateau	$t_{plateau}$ in min	-	-	-	1	1	1	-
Ramp- down	t_{cool} in min	3	3	3	3	3	3	-

Die nominellen und gemessenen Prozesstemperaturen T_{nom} bzw. T_{mess} der Proben i-Ge300slow, i-Ge260fast, i-Ge280fast, i-Ge300fast sind in Abb. 3.12 dargestellt.

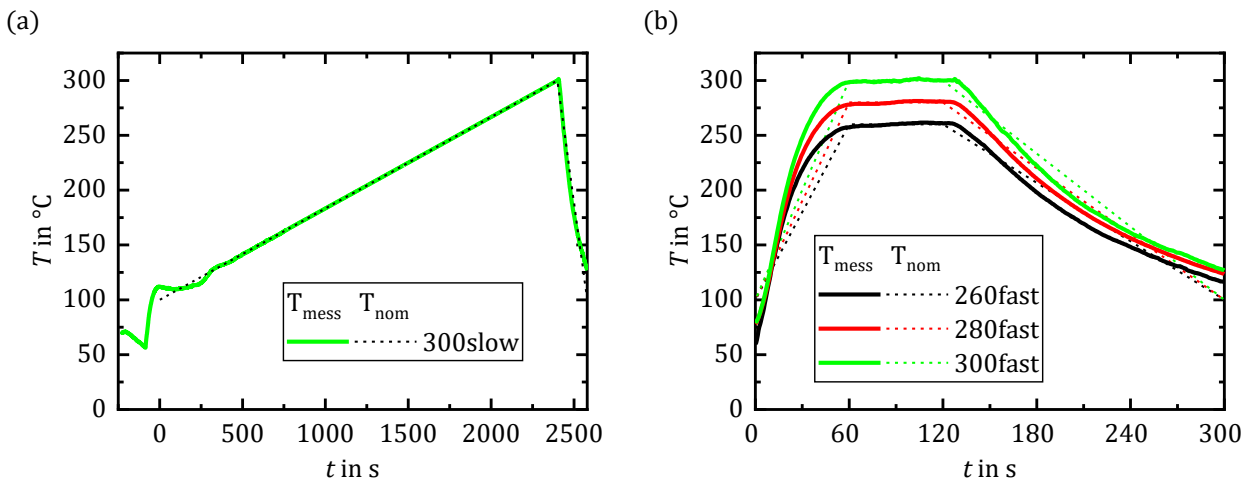


Abb. 3.12: Temperaturverlauf des Ausheizprozesses (a) der Probe i-Ge300slow und (b) der Proben i-Ge260fast, i-Ge280fast, i-Ge300fast. Die gestrichelten Linien geben die nominelle Temperatur T_{nom} des Prozesses an, die durchgezogenen Linien die an der Probe gemessene Temperatur T_{mess} an.

Aufgrund des Übergangs von der ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Phase zur antiferromagnetischen $\text{Mn}_{11}\text{Ge}_8$ -Phase bei $T \approx 310$ K ist die PID-Regelung (engl. proportional-integral-derivative controller) der Temperatursteuerung der RTP-Anlage so eingestellt, dass es zu keinen Überschwingern beim Erreichen der Maximaltemperatur kommen kann. Der Unterschied der gemessenen Maximaltemperatur der Proben gegenüber

der nominellen Temperatur beträgt für alle Proben $\Delta T_{mess} = T_{mess,max} - T_{nom,max} < 2$ K, womit gewährleistet ist, dass die kritische Temperatur $T \approx 310$ K nicht überschritten wird.

❖ *Schichtanalyse mit Transmissionselektronen-, Rasterelektronen- und Rasterkraftmikroskopie*

Die TEM-Aufnahme in Abb. 3.13 zeigt die Grenzfläche zwischen Ge, Mn₅Ge₃, Mn und Al der Probe i-Ge300fast in einer BF-Aufnahme und einer DF-Aufnahme. Auf der mit der MBE gewachsenen Ge-Schicht sind drei verschiedene Schichten zu sehen: das gebildete Mn₅Ge₃ sowie die verbleibende Mn- und die Al-Deckschicht. Der Diffusionsprozess von Mn und Ge bildet eine atomar flache Grenzfläche zwischen Ge und Mn₅Ge₃ ohne jegliche weitere Vermischung von Al, Mn, Mn₅Ge₃ und Ge. Die Dicke des gebildeten Mn₅Ge₃ beträgt $d_{Mn_5Ge_3} \approx 12$ nm und die Dicke des verbleibenden Mn beträgt $d_{Mn} \approx 10$ nm. Die ursprüngliche Mn-Dicke betrug $d_{Mn,vor} \approx 18$ nm. Dies zeigt, dass ein Mn-Film mit einer Dicke von $d_{Mn} \approx 8$ nm zur Bildung der $d_{Mn_5Ge_3} \approx 12$ nm dicken Mn₅Ge₃-Schicht aufgebraucht wurde. Da keine Al-Spikes gefunden werden, ist eine weitere wichtige Erkenntnis, dass die Mn₅Ge₃- und Mn-Filme sich wie eine Diffusionsbarriere verhalten und verhindern, dass Al in das Ge diffundiert. Die DF-Aufnahme zeigt nur eine geringe Intensität für das Mn₅Ge₃ und keine Intensität für das Mn und das Al, was bedeutet, dass das Mn₅Ge₃ nicht perfekt kristallin gebildet wird sondern eher mikrokristallin bzw. polykristallin ist. Trotz der hohen Gitterfehlpassung zwischen Ge und Mn₅Ge₃ ($f = 3,7\%$) können nahezu keine Kristalldefekte im Mn₅Ge₃ gefunden werden.

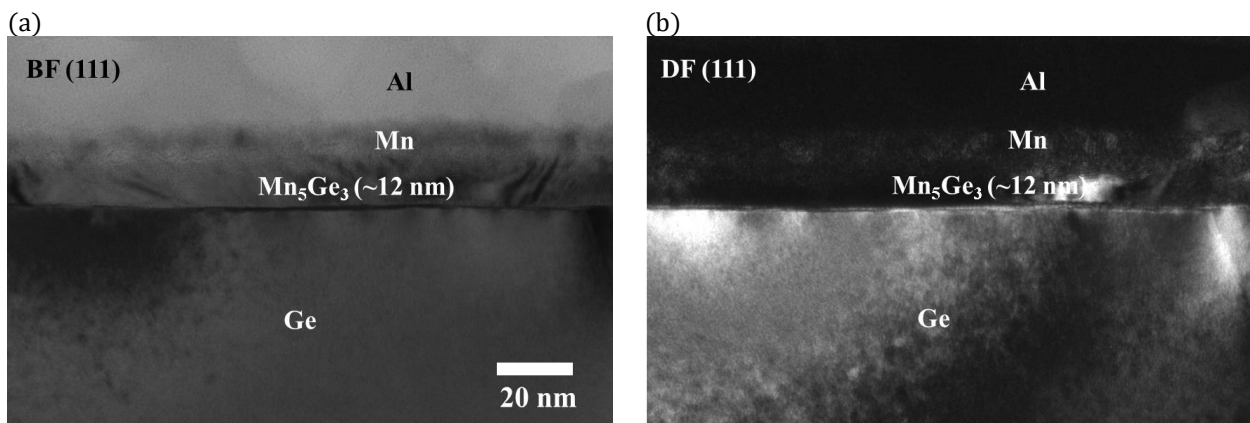


Abb. 3.13: (a) TEM-Hellfeldaufnahme der Probe i-Ge300fast mit dem Schichtstapel aus Al/Mn(10 nm)/Mn₅Ge₃(12 nm)/i-Ge und (b) TEM-Dunkelfeldaufnahme der Probe i-Ge300fast. Die Dicke der Mn Schicht vor dem Ausheizen war $d_{Mn,vor} = 18$ nm.

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

Betrachtet man die HR-TEM-Bilder in Abb. 3.14, so sind die Gitterebenen sowohl des kubischen Ge als auch des hexagonalen Mn_5Ge_3 zu sehen. Der Diffusionsprozess zur Ausbildung des ferromagnetischen Mn_5Ge_3 führt zu einer atomar glatten Grenzfläche zwischen Ge und Mn_5Ge_3 . Aufgrund der Symmetrie der Ge(111)-Oberfläche und des hexagonalen Gitters von Mn_5Ge_3 ist die c -Achse des Mn_5Ge_3 -Kristalls senkrecht zur Ge(111)-Oberfläche ausgerichtet. Es kann keine Ausbildung von Mn_xGe_y -Clustern in der Ge-Schicht wie in [84] beobachtet werden. Das Mn wird nicht vollständig zur Bildung der Mn_5Ge_3 -Schicht aufgebraucht und bleibt als amorphe Schicht zwischen dem Mn_5Ge_3 und Al stehen. Die atomar flache Grenzfläche zwischen Mn_5Ge_3 und dem Ge-Kanal und die Kristallinität des hexagonalen Mn_5Ge_3 -Gitters führen aufgrund der Abwesenheit von möglichen Streuzentren an der Grenzfläche zu einem guten Spininjektionsverhältnis. Im Gegensatz zu der atomar flachen Grenzfläche zwischen Ge und Mn_5Ge_3 sieht die Grenzfläche zwischen Mn_5Ge_3 und dem restlichen Mn rau aus, was zu einer signifikanten Variation der Dicke des gebildeten Mn_5Ge_3 über der Probe führt.

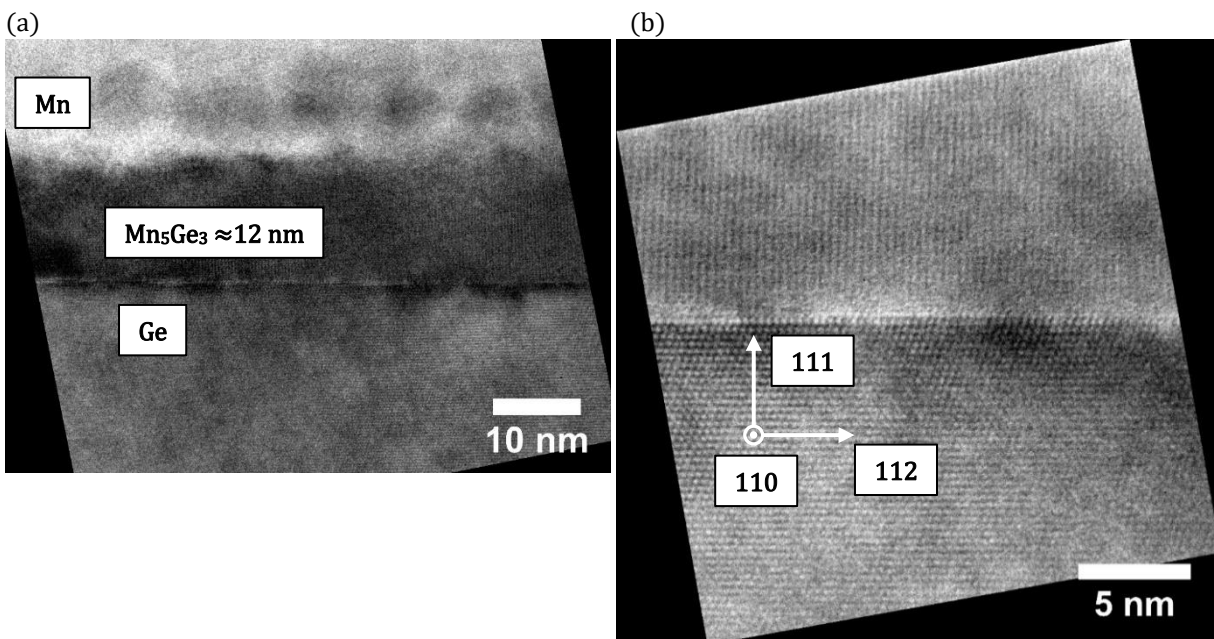


Abb. 3.14: (a) HR-TEM-Aufnahme der Probe i-Ge300fast. (b) Vergrößerung der HR-TEM-Aufnahme.

Um die Grenzfläche zwischen dem Mn_5Ge_3 und dem restlichen Mn besser betrachten zu können, wird die Probe i-Ge300fast in H_3PO_4 mit einer Konzentration $C = 1,84 \text{ mol/l}$ für eine Minute geätzt um Al und Mn zu entfernen. Abb. 3.15a zeigt das REM-Bild dieser geätzten Probe. Die rau aussehende Oberfläche mit vielen dunklen Flecken zeigt, dass die Bildung des

Mn_5Ge_3 nicht auf der gesamten Probe homogen ist. Anstelle einer homogenen und flachen Oberfläche ist sichtbar, dass mikrokristalline Körner gebildet werden, wobei an den Korngrenzen die Bildung des Mn_5Ge_3 unterschiedlich oder sogar verhindert wird. Die unterschiedlich großen Körner können zu unterschiedlichen magnetischen Domänen in der ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Schicht führen. Ein möglicher Grund für die raue Grenzfläche zwischen dem Mn_5Ge_3 und dem Mn könnte die Diffusion von O_2 durch das Al und Mn sein. Dies führt zu einer Oxidation von Mn und verhindert so die Ausbildung von Mn_5Ge_3 . Diese mögliche Oxidation von Mn kann verhindert werden, indem Au anstelle von Al als Deckschicht verwendet wird oder ein in-situ-Ausheizen direkt nach der Abscheidung von Mn durchgeführt wird.

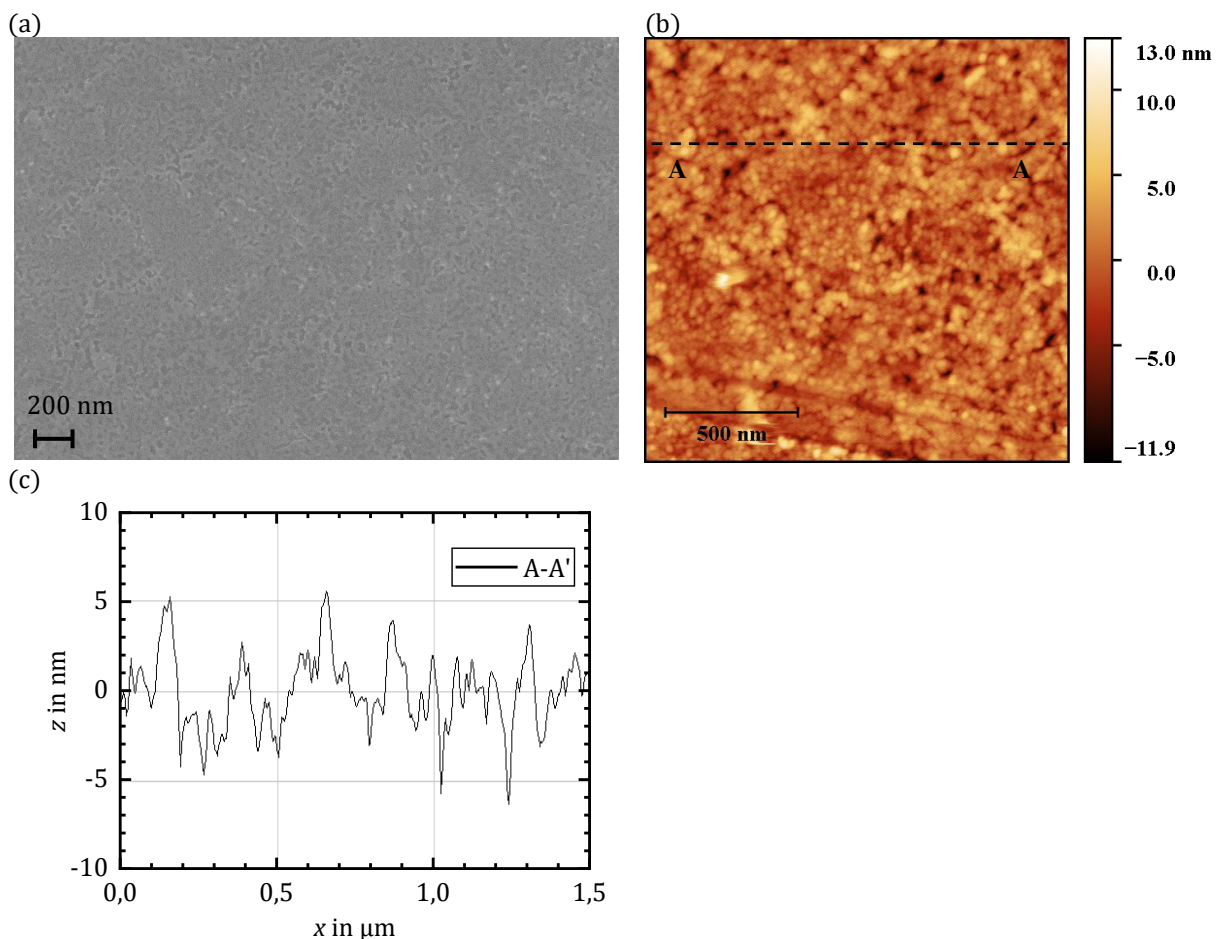


Abb. 3.15: (a) REM-Aufnahme der Oberfläche der Probe iGe300fast nach dem nasschemischen Ätzen von Al und Mn. (b) AFM-Aufnahme und (c) Profil durch den Schnitt A-A'.

In Abb. 3.15b und c ist die AFM-Aufnahme der geätzten Probe und das Profil entlang des Schnittes der A - A'-Ebene dargestellt. Aus der AFM-Aufnahme lässt sich die quadratische

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

Rauheit R_q als quadratischer Mittelwert der Profilabweichung bestimmen. Die quadratische Rauheit der geätzten Probe beträgt $R_q = 2,25$ nm und liegt in einem sehr niedrigen Bereich, vergleichbar mit epitaktisch gewachsenen Mn_5Ge_3 -Schichten ($R_q = 2,17$ nm bei $d_{\text{Mn}_5\text{Ge}_3} = 300$ nm [34]). Die unebene Oberfläche kann aus der Ätzung der Mn- und Al-Schicht hervorgehen, jedoch ist die unebene Grenzfläche zwischen Mn_5Ge_3 und Mn bereits in der TEM-Aufnahme sichtbar, was eher darauf hindeutet, dass die unebene Grenzfläche durch einen inhomogenen Diffusionsprozess entsteht. Eine Möglichkeit zur Verbesserung der Grenzfläche besteht darin, eine geringere Mn-Schichtdicke aufzudampfen, so dass kein Mn mehr übrigbleibt.

❖ *Magnetisierungsmessungen*

Die Temperaturabhängigkeit des magnetischen Moments der Proben der Serie C ist in Abb. 3.16a gezeigt. Die Magnetisierungsmessungen sind bei einem parallelen Magnetfeld bei $\mu_0 H_{\parallel} = 0,1$ T durchgeführt. Alle sechs Proben der Serie C haben eine für das Mn_5Ge_3 spezifische Curietemperatur $T_C \approx 300$ K. Die Proben zeigen somit, dass Mn_5Ge_3 die dominante Phase ist und sich keine weitere unerwünschte Phase der MnGe-Legierung ausgebildet hat. Bei $T \approx 50$ K zeigen die Proben i-Ge260fast, i-Ge280fast und i-Ge280slow einen Anstieg der Magnetisierung. Dieser Anstieg ist durch das für die Messung zu hoch gewählte Magnetfeld begründet: bei $\mu_0 H_{\parallel} = 0,1$ T erfolgt die Messung nicht im linearen Bereich der Neukurve von Mn_5Ge_3 . In Verbindung mit der temperaturabhängigen Hysterese von Mn_5Ge_3 [85] führt das zu diesem messtechnisch bedingten Anstieg der Magnetisierung. Bei einer Wechselstrom-Magnetisierungsmessung ist kein Signal messbar und es kann damit ausgeschlossen werden, dass der Anstieg durch eine superparamagnetische MnGe-Phase, wie in [86] beschrieben, hervorgerufen wird.

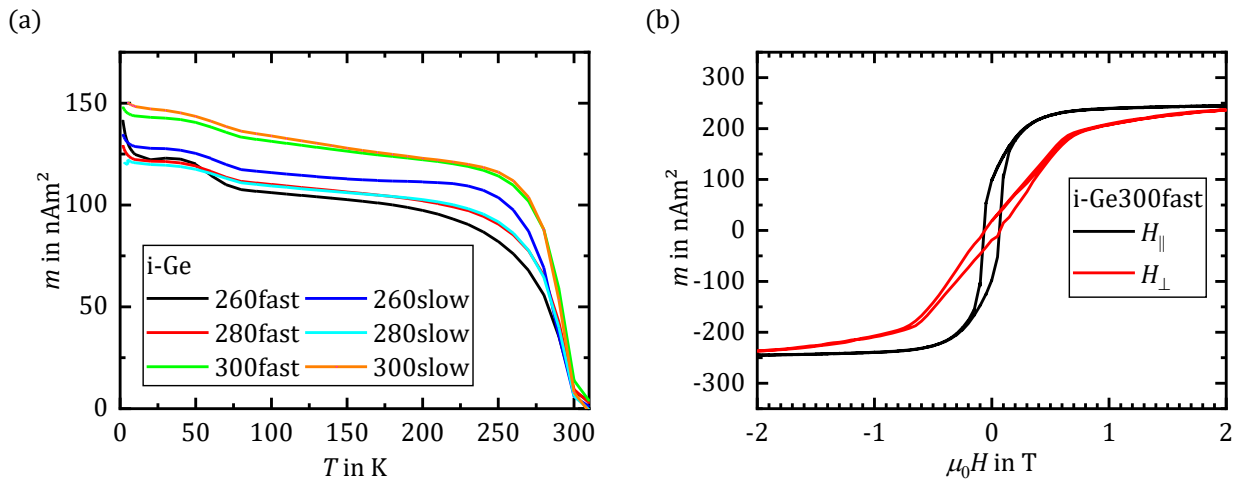


Abb. 3.16: (a) Temperaturabhängige Magnetisierung der Probenserie C bei einem parallelen Magnetfeld bei $\mu_0 H_{\parallel} = 0,1$ T. (b) Vergleich der parallelen und senkrechten Magnetisierung der Probe i-Ge300fast bei $T = 5$ K.

Abb. 3.16b zeigt die Magnetisierungsmessung der Probe i-Ge300fast bei $T = 5$ K senkrecht und parallel zur Ebene. Die Probe zeigt ferromagnetisches Verhalten mit einer bevorzugten Magnetisierung parallel zur Ebene und einer geringeren, jedoch nicht vernachlässigbaren Magnetisierung senkrecht zur Ebene. Durch die aus der Hysteresekurve bestimmte Koerzitivität $\mu_0 H_{C,\parallel} = 65$ mT und das Verhältnis der Remanenzmagnetisierung zur Sättigungsmagnetisierung $M_{rem}/M_{sät} = 45\%$ kann die Schichtdicke durch einen Vergleich der extrahierten Werte mit [32] und [87] abgeschätzt werden. Die damit abgeschätzte Mn_5Ge_3 -Dicke $d_{\text{Mn}_5\text{Ge}_3} \approx 16$ nm liegt nahe der aus der TEM-Messung bestimmten Schichtdicke und bestätigt, dass das Mn bei der Umwandlung nicht komplett aufgebraucht wurde. Wie in [87] im Detail beschrieben, verändert sich in Abhängigkeit der Schichtdicke die Orientierung der ferromagnetisch weichen Achse parallel zur Ebene für Schichtdicken $d_{\text{Mn}_5\text{Ge}_3} < 10$ nm, hin zu einer Orientierung senkrecht zur Ebene für $d_{\text{Mn}_5\text{Ge}_3} > 20$ nm: Unterhalb von $d_{\text{Mn}_5\text{Ge}_3} < 10$ nm bildet sich eine Einzeldomänenstruktur aus, zwischen $d_{\text{Mn}_5\text{Ge}_3} = 10$ nm und $d_{\text{Mn}_5\text{Ge}_3} = 20$ nm erfolgt eine kontinuierliche Neuausrichtung der Magnetisierung von parallel zur Ebene hin zu senkrecht zur Ebene. In Abb. 3.17a und b sind die Magnetisierungsmessungen parallel bzw. senkrecht zur Ebene für die komplette Probenserie C bei $T = 5$ K gezeigt. Alle Proben zeigen eine ähnliche Hysterese der Magnetisierung parallel und senkrecht zur Ebene.

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

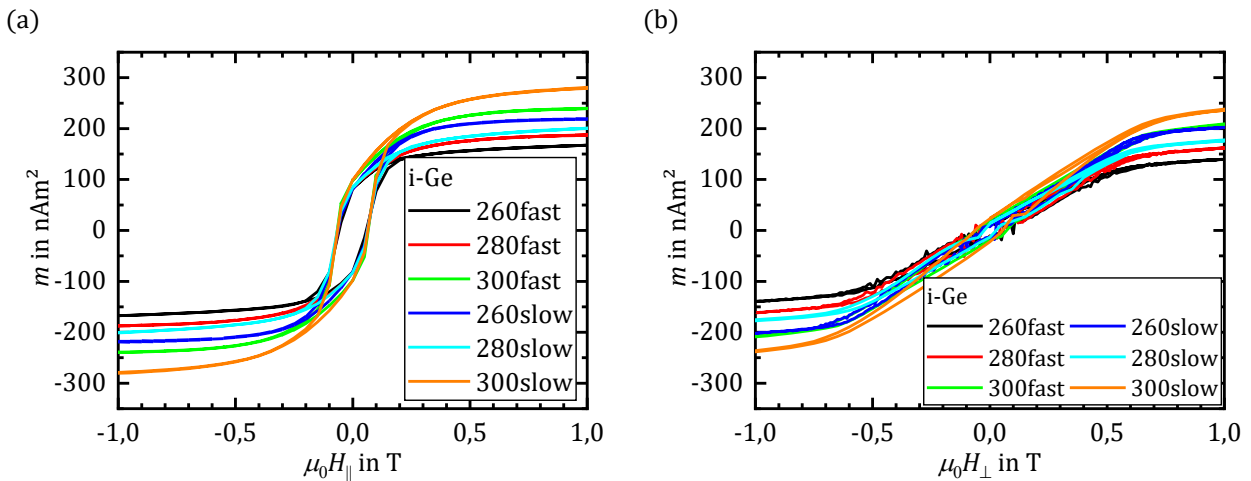


Abb. 3.17: Magnetisierungsmessung mit externem Magnetfeld (a) parallel zur Ebene und (b) senkrecht zur Ebene für die Probenserie C.

Die extrahierte Koerzitivfeldstärke, Remanenz- und Sättigungsmagnetisierung von allen Proben der Serie C ist in Tab. 3.5 zusammengefasst. Mit steigender Maximaltemperatur des Ausheizprozesses zeigt sich eine höhere Sättigungsmagnetisierung und das Verhältnis der Remanenz- zur Sättigungsmagnetisierung nimmt ab. Vergleicht man die Proben mit dem schnellen Ausheizprozess mit den Proben mit dem langsamen Ausheizprozess, so zeigt sich ein niedrigeres Verhältnis der Remanenz- zur Sättigungsmagnetisierung für den schnellen Ausheizprozess. Eine erneute Abschätzung der Schichtdicke durch den Vergleich der extrahierten Werte mit [87] ergibt eine Schichtdicke $10 \text{ nm} < d_{\text{Mn}_5\text{Ge}_3} < 20 \text{ nm}$: mit steigender Maximaltemperatur vergrößert sich die Schichtdicke; durch einen schnellen Ausheizprozess reduziert sich die Schichtdicke. Die Diffusion von Mn und Ge hängt von der maximalen Temperatur sowie dem aufgebrauchten Temperaturbudget ab und führt so zur Variation der Schichtdicken.

Tab. 3.5: Zusammenfassung der aus der Magnetisierungsmessung extrahierten Parameter der Probenserie C.

Probe		i-Ge 260fast	i-Ge 280fast	i-Ge 300fast	i-Ge 260slow	i-Ge 280slow	i-Ge 300slow
M_{Rem}	in nAm^2	82	83	98	83	84	99
M_{Sat}	in nAm^2	162	206	249	222	222	301
M_{Rem}/M_{Sat}		0,50	0,40	0,39	0,37	0,37	0,33
$\mu_0 H_{coer}$	in T	0,057	0,063	0,066	0,064	0,065	0,062

Trotz der unterschiedlichen eingebrachten Temperaturbudgets der verschiedenen Proben sind die Auswirkungen auf die Magnetisierung relativ gering und zeigen, dass mit diesem

Ausheizprozess in einem relativ breiten Temperaturfenster die Ausbildung von Mn_5Ge_3 gelingt und es sich um einen robusten Herstellungsprozess handelt.

3.3.3. Einfluss der Dotierung von Ge auf die Ausbildung von Mn_5Ge_3

Die Herstellung von Mn_5Ge_3 auf dotierten Ge-Schichten ist ein wichtiges Element zur Umsetzung ferromagnetischer Kontakte von spintronischen Bauelementen. Analog zum Salizidprozess zur Herstellung von selbstjustierten Source-, Drain- und Gate-Kontakten von MOSFETs ist es für den vorgestellten Ausheizprozess entscheidend, dass die Germanidierung auch auf dotierten Ge-Schichten funktioniert. Die Probenserie D untersucht den Einfluss des Dotierstoffs und der Dotierstoffkonzentration auf die Ausbildung von Mn_5Ge_3 (siehe Tab. 3.6). Der Probenname „XY“ bezieht sich mit „X“ auf den Dotierstofftyp („X“: n oder p) der dotierten Ge-Schicht und mit „Y“ auf die Höhe der Dotierung ($N = 10^Y \text{ cm}^{-3}$). Der nominelle Schichtaufbau der Proben ist Al(80 nm)/Mn(20 nm)/(i/n/p)-Ge(100 nm)/i-Ge(300 nm)/Si(111). Hierzu sind die Proben mit dem in Kapitel 3.1 beschriebenen Verfahren gewachsen. Die Ausbildung des Mn_5Ge_3 erfolgt mit dem Temperaturprozess „300slow“: Die Maximaltemperatur beträgt $T_{Probe} = 300 \text{ °C}$ bei $dT/dt = 5 \text{ K/min}$. Die nominelle Dotierung der Kanalschicht der verschiedenen Proben ist intrinsisch, Sb-dotiert ($N_D = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) bzw. B-dotiert ($N_A = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $N_A = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Die Magnetisierungsmessungen erfolgen an unstrukturierten Proben. Zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentrationen und Kontaktwiderstände sind die Proben zu TLM-Strukturen prozessiert.

Tab. 3.6: Übersicht der Probenserie D. Alle Proben haben den selben nominellen Schichtaufbau Al(80 nm)/Mn(20 nm)/(i/n/p)-Ge(100 nm)/i-Ge(300 nm)/Si(111) mit unterschiedlichen Dotierungen im Kanal und sind mit dem „300slow“-Prozess ausgeheizt.

Probe		i-Ge	n18	n20	p20	p19
d_{Kanal}	in nm	100	100	100	100	100
$T_{Sub,Kanal}$	in °C	330	330	160	330	330
Dotierung			n	n	p	p
n/p	in cm^{-3}	-	$1 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{20}$	$1 \cdot 10^{20}$	$1 \cdot 10^{19}$
ρ_C	in Ωcm^2	-	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$
R_{Sh}	in Ω/sq	-	459	31	100	145
ρ_{Ge}	in Ωcm	-	$4,59 \cdot 10^{-3}$	$3,10 \cdot 10^{-4}$	$1,00 \cdot 10^{-3}$	$1,45 \cdot 10^{-3}$
$r_\rho = \frac{\rho_{Ge}}{\rho_{Mn_5Ge_3}}$			10,9	0,74	2,38	3,45

Die Abb. 3.18a und b zeigt die Magnetisierung der Proben der Serie D parallel sowie senkrecht zur Ebene. Die Proben zeigen ein klares ferromagnetisches Verhalten mit einer

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

bevorzugten Magnetisierung parallel zur Ebene und einem geringeren Anteil der Magnetisierung senkrecht zur Ebene. Beim Vergleich des magnetischen Moments für die verschiedenen Dotierungen gibt es nur geringe Unterschiede in der Sättigungsmagnetisierung. Es kann keine offensichtliche Korrelation der Sättigungsmagnetisierung mit dem Typ der Dotierung und der Höhe der Dotierung gefunden werden. Der Unterschied in der Sättigungsmagnetisierung kann auf kleine Unterschiede in der Dicke des gebildeten Mn_5Ge_3 und Unterschiede in der Probenoberfläche zurückgeführt werden. Die Ähnlichkeit der Hysterese-Kurven senkrecht zur Ebene zeigt, dass sogar die hohen Dotierstoffkonzentrationen von $N_{A/D} = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ sowohl für Sb- als auch für B-dotiertes Ge die Bildung von Mn_5Ge_3 nur geringfügig beeinflussen und nicht zu einer Verhinderung der Ausbildung führen. Somit ist es mit dem aufgezeigten Herstellungsverfahren von Mn_5Ge_3 möglich, einen Ferromagneten mit einem Germanidierungsprozess auf dotiertem Ge zu realisieren.

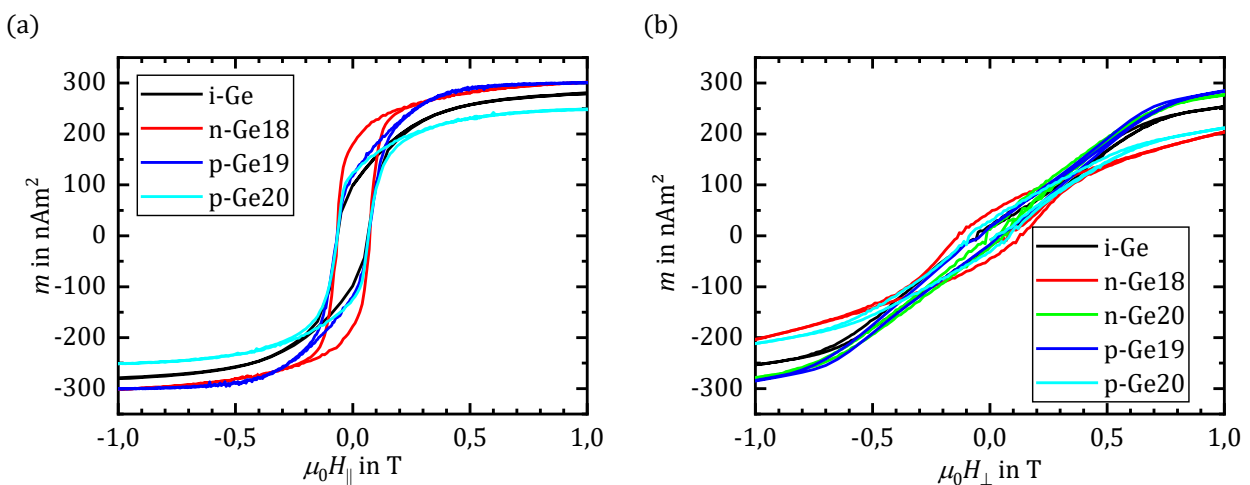


Abb. 3.18: Magnetisierungsmessung mit externem Magnetfeld (a) parallel zur Oberfläche bzw. (b) senkrecht zur Oberfläche für die komplette Probenserie D.

Da sich die Hysterese der Probe n18 qualitativ von den anderen Proben der Serie D unterscheidet, wird diese Probe detaillierter diskutiert. Die nominelle Dotierung der Probe n18 beträgt $N_{D,nom} = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, die über eine TLM-Messung bestimmte Elektronenkonzentration $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Im Gegensatz zur Probe n20 wurde die dotierte Schicht der Probe n18 bei einer Substrattemperatur von $T_{sub,n-Ge1e20} = 330 \text{ }^\circ\text{C}$ statt $T_{sub,n-Ge1e20} = 160 \text{ }^\circ\text{C}$ gewachsen. Aufgrund der Segregation von Sb in Ge, welche stark von der Substrattemperatur abhängt [69], ist die Dotierung der Probe n18 geringer. Als Folge

der zu hohen Wachstumstemperatur bleibt segregiertes Sb auf der Oberfläche des Ge und kann einen Einfluss auf die Ausbildung von Mn_5Ge_3 haben. Die starke rechteckige Hysterese der Magnetisierung parallel zur Ebene mit $M_{rem} / M_{sat} = 57\%$ deutet auf eine Dicke der Mn_5Ge_3 -Schicht von $d_{Mn_5Ge_3} = 10$ nm hin. Bei dieser Dicke sollte die Magnetisierung keinen oder nur einen sehr geringen Anteil senkrecht zur Ebene besitzen [87] [32]. Im Gegensatz zur damit erwarteten geringen Magnetisierung senkrecht zur Ebene zeigt die Messung eine offene Hysterese mit einer höheren Koerzitivfeldstärke senkrecht zur Ebene im Vergleich zur Koerzitivfeldstärke parallel zur Ebene.

3.3.4. Eingliederung von Mn_5Ge_3 in den CMOS-Herstellungsprozess

Die Eingliederung des Mn_5Ge_3 -Herstellungsprozesses in einen CMOS-Herstellungsprozess soll im Folgenden diskutiert werden. Hierzu wird zunächst der CMOS-Basisprozess in seinen Grundzügen beschrieben und anschließend gezeigt, an welchen Stellen eine Erweiterung des CMOS-Basisprozesses für die Herstellung des ferromagnetischen Mn_5Ge_3 nötig ist. Der CMOS-Basisprozess stellt dabei den typischen Herstellungsprozessfluss in der CMOS-Technologie dar. In Abb. 3.19 ist die Reihenfolge der einzelnen Module des CMOS-Basisprozesses aufgezeigt: 1. Wannenherstellung, 2. Isolation, 3. MOS-Herstellung, 4. Metallisierung, 5. Passivierung. Meist werden die ersten drei Module im „Front-End-of-Line“ (FEOL) zusammengefasst, der erste Teil der Metallisierung in „Middle-of-Line“ (MOL) und die folgenden Prozesse in das „Back-End-of-Line“ (BEOL) eingeteilt. Die Herstellung im FEOL, MOL und BEOL erfolgen für gewöhnlich in unterschiedlichen Bereichen der Fertigung um mögliche Quereinflüsse durch Kontamination mit den verwendeten Materialien zu verhindern. Eine detaillierte Beschreibung des CMOS-Herstellungsprozesses kann z.B. in [88, Kap. 8], [89, Kap. 2] gefunden werden. Für jedes Modul gibt es einen vorgeschriebenen Temperaturbereich bzw. ein vorgeschriebenes maximales Temperaturbudget, um so die Funktionsweise der MOSFETs zu gewährleisten, welche sich durch falsch gewählte Temperaturen verschlechtern können. Dabei nehmen die maximalen Prozesstemperaturen in der Prozessabfolge stetig ab. Entscheidend für eine Erweiterung des CMOS-Basisprozesses ist daher, dass ein neu eingeführter Prozessschritt so in den Basis-Prozess integriert wird, dass keine der vorherigen bzw. darauffolgenden Prozessschritte gestört werden.

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

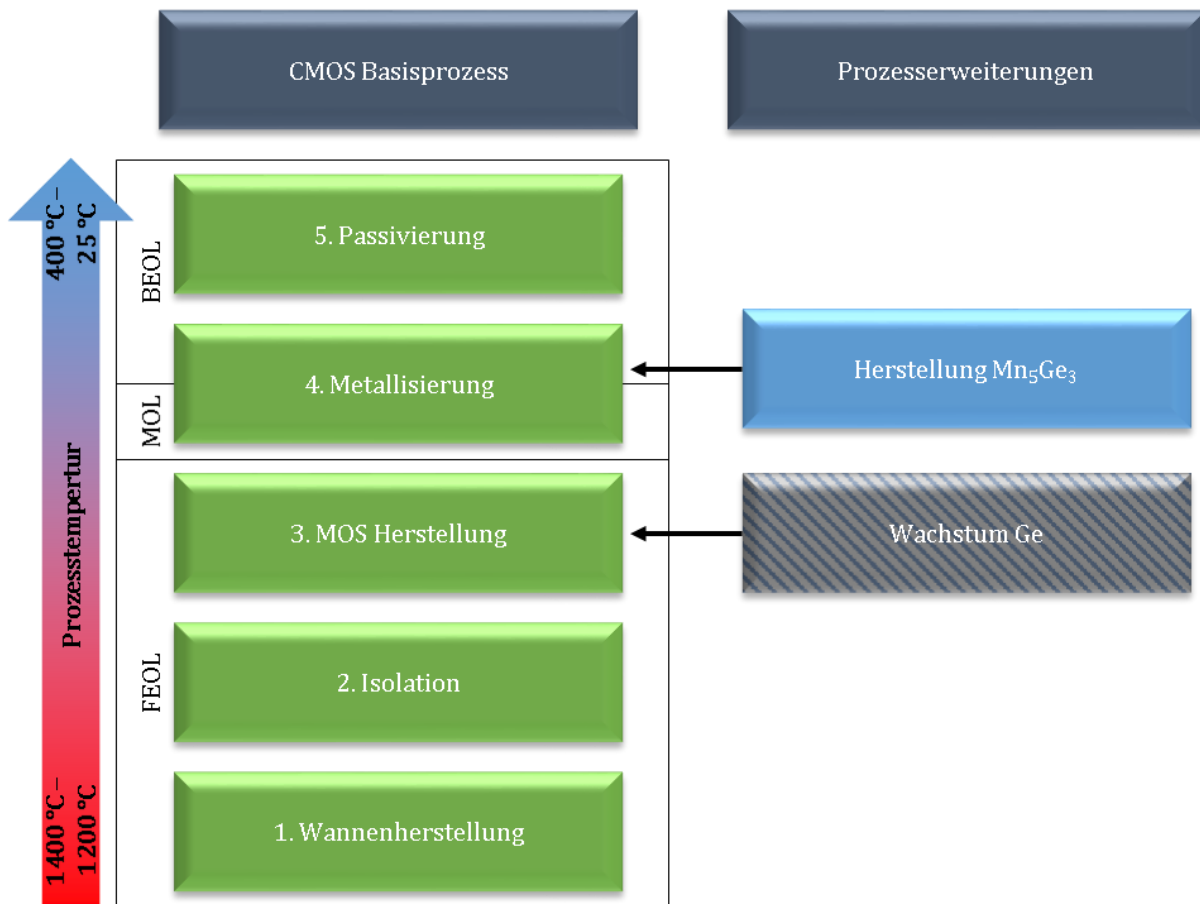


Abb. 3.19: Prozessblöcke des CMOS Basisprozesses (links) und Erweiterung des Basisprozesses um das Wachstum von Ge und die Herstellung von Mn_5Ge_3 (rechts).

Im Allgemeinen beginnt der CMOS-Prozess mit einem nach dem Czochralski-Verfahren hergestellten Si-Wafer. Im ersten Modul „Wannenherstellung“ werden die p-Si- und n-Si-Wannen durch Ionenimplantation gefolgt von einem Ausheizschritt bzw. durch Diffusion erzeugt. Im Modul „Isolation“ werden die einzelnen Bauelemente bzw. Transistoren durch eine lokale Oxidation von Si (LOCOS, engl. local oxidation of silicon) oder durch Grabenisolation (STI, engl. shallow trench isolation) voneinander getrennt. Die Erzeugung der MOS-Struktur erfolgt im Modul „MOS-Herstellung“. Dieses Modul beinhaltet die folgenden Schritte: die Erzeugung der Kanaldotierung durch Ionenimplantation; die Herstellung des Gate-Oxids mit thermischer Oxidation für SiO_2 bzw. Atomlagenabscheidung (ALD, engl. atomic layer deposition) für high-k Dielektrika wie Al_2O_3 , HfO_2 , Ta_2O_5 oder Y_2O_3 ; die Erzeugung der Gate-Elektrode mit polykristallinem Si sowie die Dotierung der Gate-Elektrode, der Source- und Drain-Gebiete durch Ionenimplantation. Im ersten Teil des

Moduls „Metallisierung“ erfolgt die Kontaktierung der Gate-, Source- und Drain-Elektroden mit einem selbstjustierten Silizid-Prozess (Salicide, engl. Akronym von self-aligned silicide) mit WSi_2 , TiSi_2 , NiSi oder CoSi_2 . Im zweiten Teil des Moduls „Metallisierung“ werden die Bauteile miteinander verbunden: Die Bauteile werden mit einem Kontaktloch (VIA, engl. vertical interconnect access) aus W kontaktiert und Cu-Leiterbahnen werden zwischen den Bauelementen durch einen Dual-Damascene-Prozess in Kombination mit metallischen Diffusionsbarrieren (z.B. aus TiN) erzeugt. Die Zwischenlagenisolation (ILD, engl. inter layer dielectric) wird mit einem low-k Dielektrika realisiert. Im letzten Modul „Passivierung“ erfolgt die finale Isolation des Wafers von äußeren Einflüssen mit Hilfe von Nitriden.

Für einen CMOS-Prozess wird standardmäßig mit einem Si(100)-Wafer gearbeitet. Diese verwendete Kristallorientierung des Wafers liegt historisch bedingt vor allem in der geringen Defektdichte der Grenzfläche zwischen der Si(100)-Oberfläche und dem SiO_2 Gateoxid der MOSFETs begründet. Mittlerweile sind jedoch die high-k Dielektrika wie Al_2O_3 , HfO_2 , Ta_2O_5 oder Y_2O_3 die bevorzugte Wahl als Gateoxid. Mit dem Übergang von einer zweidimensionalen Planartechnologie zu einer dreidimensionalen Fin-FET-Technologie bei State-of-the-Art Transistoren ist die Grenzfläche zum Gateoxid nicht mehr alleinig die Si(100)-Oberfläche. Somit ist die Kristallorientierung nicht mehr ein zwingendes Kriterium in der CMOS-Technologie, die Verwendung von Si(111)-Substraten stellt kein Problem dar. Die Integration von Ge lässt sich je nach Anwendung an unterschiedlichen Stellen in den CMOS-Prozess realisieren. Beispiele hierfür sind (1) die Integration von Ge in einen BiCMOS-Herstellungsprozess [25] [90] durch selektives Wachstum von Ge nach der Ionenimplantation und dem anschließenden Ausheizen der Source- und Drain-Kontakte, jedoch vor dem Salizid-Prozess der CoSi_2 -Kontakte, und (2) die Verwendung eines GeOI-Wafers für einen vollständigen Übergang eines Si-MOSFETs zum Ge-MOSFET [91].

Für die Integration von Mn_5Ge_3 in einen CMOS-Prozess muss die maximale Prozesstemperatur für die Herstellung von Mn_5Ge_3 betrachtet werden. Aufgrund der niedrigen Ausheiztemperatur zur Herstellung von Mn_5Ge_3 ist der Einfluss auf die vorherigen Prozessschritte gering, es kommt nicht zu einer Ausdiffusion von Dotierstoffen im Halbleiter. Da sich das antiferromagnetische $\text{Mn}_{11}\text{Ge}_8$ bei Temperaturen $T_{probe} > 310 \text{ °C}$ zu bilden beginnt, sollte jedoch die Temperatur der darauf folgenden Prozesse diese Temperatur nicht übersteigen. Dabei muss der Mn_5Ge_3 -Prozess nach dem Salizid-Prozess stattfinden, da die Prozesstemperaturen zur Salizidierung je nach Reaktionsmetall (z.B. TiSi_2 , CoSi_2 , NiSi) bei

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

$400\text{ °C} < T_{\text{Substrat}} < 800\text{ °C}$ liegen [92] [93]. Die darauffolgenden Prozessschritte zur Herstellung der Metallisierung sowie der Passivierung erfolgen für gewöhnlich bei Temperaturen $T_{\text{Substrat}} < 400\text{ °C}$ [94] und können so angepasst werden, dass diese unterhalb von $T_{\text{Substrat}} < 300\text{ °C}$ erfolgen [95]. Die Löslichkeit von Mn in Ge liegt bei Temperaturen zwischen $450\text{ °C} < T < 600\text{ °C}$ unter 0,9 Prozent, die Diffusivität in Ge ist gering [96]. Die Diffusivität von Mn in Si ist um 10 Größenordnungen höher, führt wie Co ebenso zu tiefen Störstellen in Si [12, S. 23]. Die niedrigen Prozesstemperaturen zu Herstellung von Mn_5Ge_3 sind dabei vorteilhaft, um eine Kontamination durch Diffusion zu verringern. Aufgrund der aufgeführten Temperaturverläufe im Prozess sollte für die Integration die Germanidierung von Mn zu Mn_5Ge_3 im Prozessblock „Metallisierung“ im BEOL durchgeführt werden.

3.4. Zusammenfassung und Ausblick

❖ Zusammenfassung

Zum Nachweis der Spininjektion in Ge-Kanäle wurde das Wachstum von Ge auf Si(111)-Substraten, ein Herstellungsprozess von 4-Terminal-Hanle-Strukturen und ein CMOS-kompatibler Herstellungsprozess von ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakten entwickelt. Aufgrund der für die Herstellung der ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakte bevorzugten Ge(111)-Oberfläche, wurde das Wachstum von Ge auf Si(111)-Substraten untersucht. Hierzu wurde das virtuelle Ge-Substrat als Pufferschicht durch Wachstum einer 100 Nanometer dicken Ge-Schicht und durch ein Ausheizen des Wafers bei $T_{\text{Substrat}} = 820\text{ °C}$ erzeugt. Die Schichtanalysen mittels Transmissionselektronenmikroskopie und Röntgenbeugung zeigten, dass mit dem verwendeten virtuellen Ge-Substrat verspannte Ge-Schichten auf Si(111) mit hoher Kristallqualität gewachsen werden können. Das Wachstum von p-i-n dotierten Ge-Schichten auf Si(111) und die Prozessierung dieser p-i-n-Dioden zu Photo- und Leuchtdioden hat gezeigt, dass der Einbau der Dotierstoffe in die Ge-Schicht gelingt, die Schichten optisch aktiv sind und eine hinreichend gute Kristallqualität aufweisen. Im Vergleich zu Ge-p-i-n-Dioden auf Si(100) zeigten die Dioden bei $U = -1\text{ V}$ einen höheren Sperrstrom, was auf eine höhere Defektdichte hinweist und das Potential für eine weitere Optimierung des Wachstums zeigt.

Die Herstellung von 3-Terminal-Strukturen und 4-Terminal-Strukturen erfolgte durch die Strukturierung der Mesen mit optischer Lithografie mit einer SiO_2 -Hartmaske als

Haftvermittler und reaktivem Ionenätzen der Ge-Schicht, einer SiO₂-Passivierung und einem Lift-Off-Prozess zur Strukturierung der Kontakte. Für die kleineren Strukturabmessungen der inneren Kontakte einer 4-Terminal-Struktur wurde ein Doppellack-Elektronenstrahl-Lift-Off-Prozess entwickelt. Mit dem Doppellack-Elektronenstrahl-Lift-Off-Prozess konnten 4-Terminal-Strukturen mit einem Abstand der inneren Elektroden kleiner als 200 Nanometer hergestellt werden.

Mithilfe eines CMOS-kompatiblen Herstellungsprozesses konnten ferromagnetische Mn₅Ge₃-Kontakte auf Ge hergestellt werden. Zur Herstellung der ferromagnetischen Phase wurden zunächst Mn und Al auf die Ge-Schicht aufgedampft und anschließend in einer RTA-Maschine bei unterschiedlichen Prozessparametern getempert. Bei dem verwendeten Ausheizprozess zeigte sich eine Abhängigkeit der Schichtdicke des Mn₅Ge₃ von der Maximaltemperatur des Prozesses und der Änderungsrate der Temperaturrampe zur Maximaltemperatur. Die Maximaltemperatur wurde zwischen $T = 260\text{ °C}$ und $T = 300\text{ °C}$, variiert. Die Änderungsrate der Temperaturrampe wurde zwischen $dT/dt = 300\text{ K/min}$ und $dT/dt = 5\text{ K/min}$ variiert. Je höher die Maximaltemperatur und je langsamer die Temperaturrampe, desto größer war das aufgebrachte Temperaturbudget und führte zu einer größeren Schichtdicke des Mn₅Ge₃. Die Transmissionselektronen-, Rasterelektronen- und Rasterkraftmikroskopie haben gezeigt, dass die Grenzfläche zwischen dem Ge-Kanal und dem ferromagnetischen Mn₅Ge₃ atomar flach und die Grenzfläche zwischen Mn₅Ge₃ und Mn uneben ist. Das Mn₅Ge₃ bildet sich polykristallin aus. Die Magnetisierung der hergestellten Mn₅Ge₃-Schichten wurden mittels SQUID-Magnetisierungsmessungen bestimmt. Die Mn₅Ge₃-Schichten waren alle ferromagnetisch mit einer bevorzugten Magnetisierung in der Ebene und einem geringeren Anteil der Magnetisierung senkrecht zur Ebene. Die Herstellung von Mn₅Ge₃ auf hoch p-dotierten und n-dotierten Ge-Schichten mit einer maximalen Dotierung von $N_A = 1 \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-3}$ bzw. $N_D = 1 \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-3}$ wurde untersucht. Die Ausbildung von Mn₅Ge₃ zeigte nur einen geringen Einfluss auf die Dotierung der darunterliegenden Ge-Schicht. Die Kontaktwiderstände betragen sowohl für die B als auch Sb dotierten Schichten $\rho_C < 3 \cdot 10^{-6}\text{ }\Omega\text{cm}^2$. Aufgrund der Herstellung von Mn₅Ge₃ mit einem robusten schnellen Ausheizprozess und der Möglichkeit der zum Silizidprozess analogen selbstjustierten Germanidierung ist die Integration dieses Prozesses in einen CMOS-Herstellungsprozess im BEOL denkbar.

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

Im Folgenden sind weiterführende Experimente und Überlegungen zur Optimierung des Wachstums von Ge auf Si(111)-Substraten und zur Schichtanalytik durch Defektätzen aufgeführt. Sie dienen als Ausgangspunkt für eine weitere Optimierung der Qualität der Ge-Schichten.

❖ *Ausblick: Optimierung des Wachstums von Ge auf Si(111)-Substraten*

In Anlehnung an die Veröffentlichung von *Nguyen* [65] wird in der Probenserie B das virtuelle Substrat durch eine dünne Ge-Saatschicht mit $d_{i-Ge} = 10$ nm mit niedriger Wachstumstemperatur mit anschließender dicker Ge-Schicht mit $d_{i-Ge} = 490$ nm mit hoher Wachstumstemperatur gebildet. Bei diesem zweistufigen virtuellen Substrat formen sich durch ein Ausheizen der Saatschicht zunächst Inseln, in denen sich die beweglichen Fehlversetzungen auslöschten. Das weitere Ge-Wachstum bei höherer Temperatur führt zu einem Zusammenwachsen der Inseln, wodurch sich die beweglichen Durchstoßversetzungen gegenseitig aufheben, und zu einer Glättung der Oberfläche führen. Die Wachstumstemperatur der Saatschicht beträgt $T = 400$ °C. In einem Vorversuch zur Serie wurde die Wachstumstemperatur der $d_{i-Ge} = 490$ nm dicken i-Ge-Schicht in drei Proben von $T_{substrat} = 670$ °C auf $T_{substrat} = 590$ °C und $T_{substrat} = 500$ °C reduziert. Im Anschluss an das Wachstum der i-Ge-Schicht erfolgt ein Ausheizschritt bei $T_{substrat} = 820$ °C für $t = 10$ min. Dabei hat sich nur für die dritte Probe mit $T_{substrat} = 500$ °C eine spiegelnde Si-Oberfläche gezeigt. Die beiden anderen Proben hatten eine milchige Oberfläche, was für eine extrem raue Oberfläche aufgrund einer hohen Versetzungsdichte an der Oberfläche oder für ein polykristallines bzw. amorphes Wachstum spricht. Ausgehend von diesem Vorversuch wurde für die Probe pin4(111) eine Diodenstruktur auf dieses virtuelle Ge-Substrat gewachsen. Bei der Probe pin5(111) wurde eine Diodenstruktur auf ein virtuelles Ge-Substrat mit demselben Prozess der Probe i-Ge(111) gewachsen. Die Probe pin6(111) hat mit $T_{substrat} = 830$ °C eine um $\Delta T = 10$ K höhere Ausheiztemperatur bei der Ausbildung des virtuellen Ge-Substrats. Eine Übersicht der drei Proben der Probenserie B ist in Tab. 3.7 gegeben. Alle drei pin-Strukturen haben eine $d_{p-Ge} = 400$ nm dicke p-Ge-Schicht, eine $d_{i-Ge} = 300$ nm dicke i-Ge-Schicht und eine $d_{n-Ge} = 100$ nm dicke n-Ge-Schicht. Die Dotierstoffkonzentrationen betragen $N_A = 1 \cdot 10^{20}$ cm⁻³ bzw. $N_D = 1 \cdot 10^{20}$ cm⁻³. Die Schichten sind zu pin-Strukturen mit einer $d_{SiO_2} = 300$ nm dicken SiO₂-Passivierung und mit einer Mn₅Ge₃/Al-Metallisierung prozessiert.

Tab. 3.7: Probenserie B zur Optimierung des Ge-Wachstums auf Si(111).

	pin4(111)	pin5(111)	pin6(111)
Metall			
n-Ge	100 nm 160 °C	100 nm 160 °C	100 nm 160 °C
i-Ge	300 nm 300 °C→160 °C	300 nm 300 °C→160 °C	300 nm 300 °C→160 °C
p-Ge	400nm Ge 330°C	400 nm 330°C	400 nm 330 °C
Ausheizen	820 °C 600 s	820 °C 300 s	830 °C 300 s
i-Ge VS	490 nm 500 °C	100 nm 330 °C	100 nm 330 °C
i-Ge Saat-Schicht	10 nm 400 °C	-	-
i-Si Puffer	50 nm 600 °C	50 nm 600 °C	50 nm 600 °C
Substrat	Si(111)	Si(111)	Si(111)

Die Stromdichte-Spannungs-Kennlinien der Proben der Serie B sind Abb. 3.20 dargestellt. Alle drei Proben zeigen kein Diodenverhalten. Um einen Fehler bei der Herstellung auszuschließen, sind die Proben der Serie B zweimal zu fertigen Dioden prozessiert. Die Probe pin5(111) ist nominell gleich gewachsen wie die funktionierende Probe pin3(111) und zeigt dennoch kein Diodenverhalten. Da es sich deshalb um ein Problem während des Wachstums der Schicht mit der MBE handelt, ist keine Aussage über eine Verbesserung des virtuellen Ge-Substrats bzw. des Wachstums auf Ge mit Hilfe einer Anpassung des Wachstumsrezeptes möglich. Für eine weitere Optimierung des Wachstums sollte der Versuch erneut durchgeführt werden.

3. Kapitel

Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen zur Spininjektion in Ge

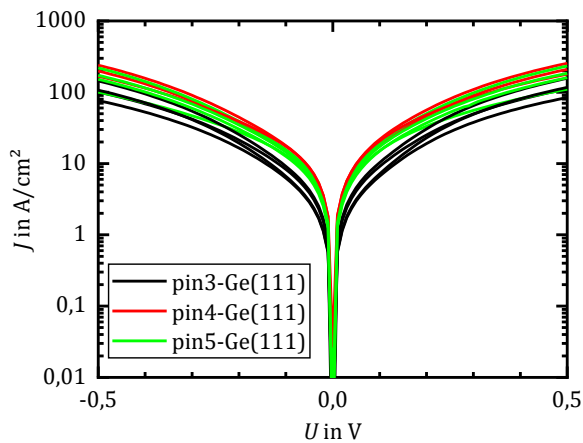


Abb. 3.20: Stromdichte-Spannungs-Kennlinie der Probenserie B. Keine der Proben zeigt ein Diodenverhalten.

❖ *Ausblick: Defektätzen von Ge(111)*

Eine Beurteilung der Qualität der gewachsenen Ge-Schichten ist durch Defektätzen möglich. Im Gegensatz zur aufwendigen und kostenintensiven TEM-Analyse kann die Schichtanalyse durch Defektätzen mit einem relativ einfachen Prozess erfolgen. Hierzu wird die Probe für einige Sekunden bis einige Stunden in eine Ätzlösung gebracht. Aufgrund der selektiven Ätzung der Schicht ist die Ätzgeschwindigkeit der Defekte des Kristalls unterschiedlich zum defektfreien Kristall. Die Defekte sind deshalb mit einem einfachen Mikroskop sichtbar. Verfügbare Ätzlösungen für Ge sind z.B. in [97] angegeben. Aufgrund der hohen Ätzraten von mehreren Mikrometern pro Minute und der sinkenden Selektivität bei Verdünnung sind diese nur bedingt zum Defektätzen von dünnen Schichten geeignet. Zur Untersuchung der Defektdichte von Si(100) und Ge(100) wird für gewöhnlich eine Schimmelätze durchgeführt [98], [99]. Für Ge(111) ist diese Ätzlösung ebenso geeignet, jedoch enthält die Schimmelätze HF und CrO_3 und ist stark gesundheitsgefährdend sowie krebserregend. Eine mögliche Alternative zur Untersuchung der Defektdichte ist durch chromfreies Defektätzen von Ge(111)-Oberflächen mit $\text{Ce}/\text{H}_2\text{O}$ bzw. $\text{MnO}_4/\text{H}_2\text{O}$ -Lösungen möglich (siehe Abb. 3.21a, b, entnommen aus [100]). Mit diesem Verfahren zur Analyse der Defektdichten sollten die verschiedenen Ge-Schichten analysiert werden.

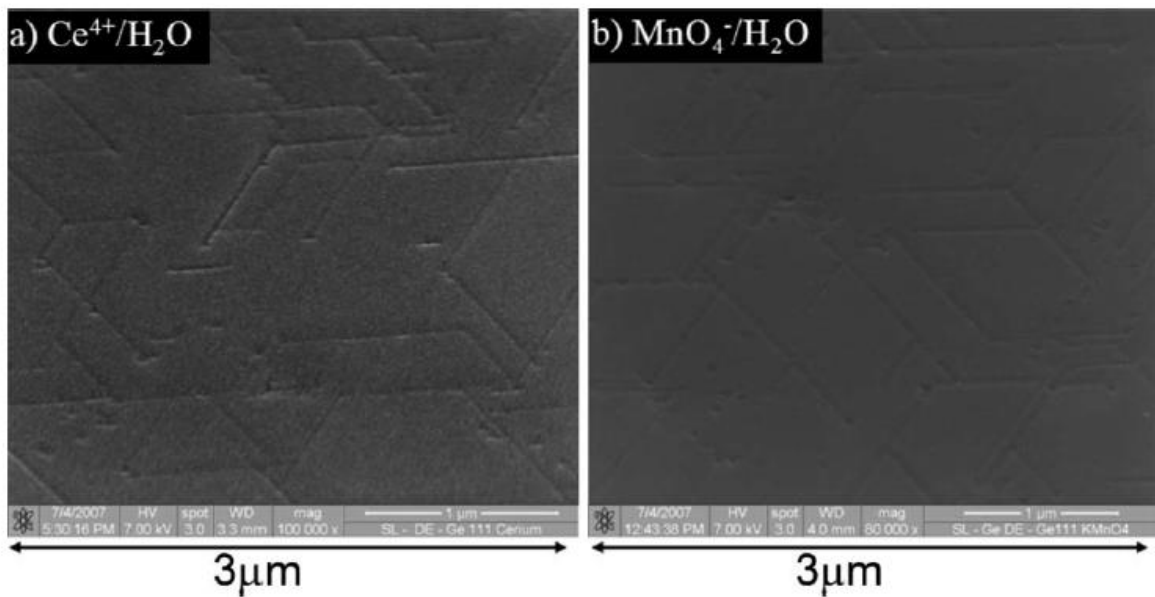


Abb. 3.21: (a) REM-Aufnahme einer mit $\text{Ce}^{4+}/\text{H}_2\text{O}$ geätzten Ge(111)-Probe (b) REM-Aufnahme einer mit $\text{MnO}_4^-/\text{H}_2\text{O}$ geätzten Ge(111)-Probe. Die Bilder sind entnommen aus [100].

❖ *Ausblick: Optimierung von Mn_5Ge_3*

Für spintronische Bauelemente ist eine definierte Magnetisierung parallel zur Ebene wünschenswert, was durch eine reduzierte Schichtdicke $d_{\text{Mn}_5\text{Ge}_3} < 10 \text{ nm}$ erreicht werden kann. Die Umsetzung hierzu kann durch einen Ausheizprozess mit niedrigeren Temperaturen, schnelleren Ausheizrampen oder einer reduzierten Mn-Schicht zur Limitierung der sich ausbildenden Mn_5Ge_3 -Schicht erfolgen. Eine weitere Möglichkeit zur Optimierung der Mn_5Ge_3 -Schichten besteht darin, die Polykristallinität durch eine weitere Variation der Ausheizparameter zu untersuchen und so die Korngrößen bzw. Domänen in der Schicht zu vergrößern, um die parasitären Domäneneffekte zu minimieren. Für ein besseres Verständnis des Herstellungsprozesses von Mn_5Ge_3 auf dotierten Ge-Schichten sollte mit einer Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS) zur Ermittlung der Dotierstoff- und Elementverteilung in den Schichten sowie mit einer energiedispersiven Röntgenbeugung (EDXRD) zur ortsaufgelösten Element- und Kristallanalyse die Verteilung der Dotierstoffe in den Schichten ermittelt werden. Damit ließe sich zeigen, inwieweit die Dotierstoffe in den Mn_5Ge_3 -Kristall eingebaut werden.

4. Spininjektion in Ge mit 3-Terminal-Hanle-Strukturen

In diesem Kapitel werden die durchgeführten 3-Terminal-Messungen für Proben mit Tunneloxid und ohne Tunneloxid mit Mn_5Ge_3 -Kontakt gezeigt. Hierbei werden zunächst die unterschiedlichen Proben vorgestellt. Nach den Strom-Spannungs-Kennlinien werden die entsprechenden Hanle-Messungen gezeigt und die daraus extrahierte Spinlebensdauer diskutiert.

4.1. Probenübersicht

Dieses Kapitel beschreibt die für die 3-Terminal-Hanle-Messungen hergestellten Proben. Der schematische Probenaufbau der 3-Terminal-Strukturen ist in Abb. 4.1a und b dargestellt, Tab. 4.1 zeigt den Schichtaufbau der einzelnen Proben. Der Abstand der Kontakte A und B bzw. B und C beträgt $l_{AB} = 50 \mu\text{m}$ bzw. $l_{BC} = 70 \mu\text{m}$, die Kontaktbreite beträgt $b_{\text{Kontakt}} = 198 \mu\text{m}$, die Kontaktlänge $l_{\text{Kontakt}} = 98 \mu\text{m}$. Die Probenbezeichnung ergibt sich aus der obersten Ge-Schicht der 3-Terminal-Strukturen „3Txy“, wobei „x“ für eine n-typ oder p-typ Dotierung der Ge-Schicht und „y“ für die Höhe der Dotierstoffkonzentration $N_{A,D} = 1 \cdot 10^y \text{ cm}^{-3}$ der Schicht steht. Die einzelnen Proben werden im Folgenden im Detail beschrieben. Das Wachstum der Ge-Schichten und die Strukturierung der Proben entspricht dem in Kapitel 3 beschriebenen Prozess. Alle Proben sind mit einer $d_{\text{SiO}_2} \approx 100 \text{ nm}$ dicken Oxidschicht passiviert.

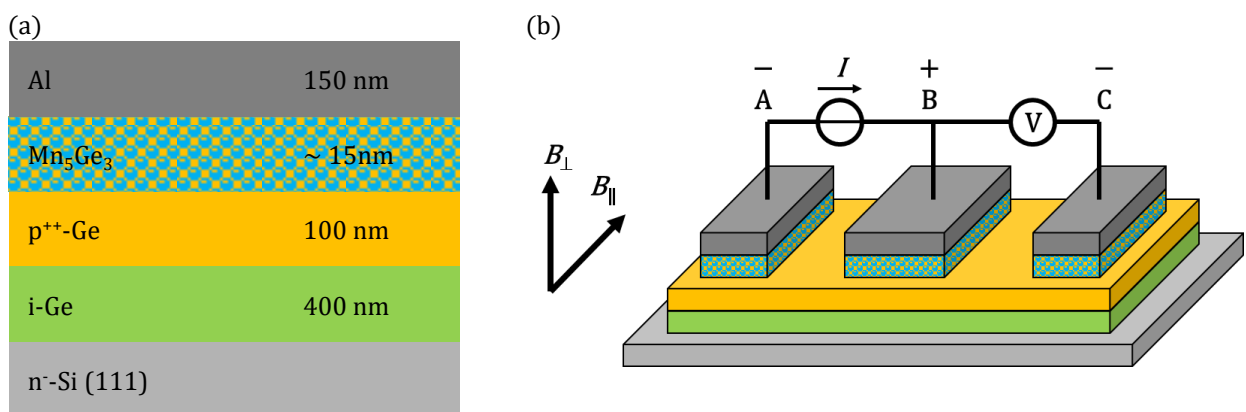


Abb. 4.1: (a) Schichtaufbau der hergestellten 3-Terminal-Strukturen. Die nominelle Schichtdicke der Mn-Schicht vor dem Annealing beträgt $d_{\text{Mn}} = 30 \text{ nm}$. (b) Schematischer Probenaufbau der 3-Terminal-Strukturen.

Die Probe 3Tn20AlOx besteht aus einem undotierten virtuellen Ge-Substrat auf n-Si(111) Substraten, einem leicht n-dotierten Puffer und einem hoch n-dotierten Ge-Kanal

4. Kapitel

Spininjektion in Ge mit 3-Terminal-Hanle-Strukturen

($N_A = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Die Probe besitzt ein $d_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 2 \text{ nm}$ dickes Al_2O_3 Tunneloxid sowie ein $d_{\text{Mn}_5\text{Ge}_3\text{C}_{0,8}} = 40 \text{ nm}$ dickes $\text{Mn}_5\text{Ge}_3\text{C}_{0,8}$ und $d_{\text{Al}} = 300 \text{ nm}$ dickes Al als Kontaktschicht. Hierbei wurden das $\text{Mn}_5\text{Ge}_3\text{C}_{0,8}$ und das Al am KIT gesputtert und anschließend mit Hilfe von H_3PO_4 am IHT strukturiert. Der zusätzliche C-Anteil des Ferromagnets dient der Steigerung der Curietemperatur auf $T_C > 300 \text{ °C}$. Die restlichen Proben ohne Tunneloxid bestehen aus einem undotierten virtuellen Ge-Substrat auf n-Si(111) Substraten, einem undotierten Puffer und einem hoch n- bzw p-dotierten Ge-Kanal. Die nominellen Dotierstoffkonzentrationen sind $N_D = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ für die Probe 3Tn20, $N_A = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ für 3Tp19 und $N_A = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ für 3Tp20. Die nominellen Schichtdicken der abgeschiedenen Mn- und Al-Schichten beträgt $d_{\text{Mn}} \approx 40 \text{ nm}$ und $d_{\text{Al}} \approx 155 \text{ nm}$ für die Proben 3Tn20, 3Tp20 und 3Tp19. Das Annealing der Proben zur Herstellung der Mn_5Ge_3 -Schichten erfolgt mit dem in Kapitel 3 beschriebenen „300slow“-Prozess: Die Maximaltemperatur beträgt $T_{\text{Probe}} = 300 \text{ °C}$ bei $dT/dt = 5 \text{ K/min}$.

Tab. 4.1: Probenübersicht der hergestellten 3-Terminal-Strukturen der Probenserie E. (Aufgrund der Ungewissheit der Schichtdicke von Mn_5Ge_3 ist nur die nominelle Schichtdicke der abgeschiedenen Mn-Schicht angegeben.)

Probe	3Tn20AlOx	3Tn20	3Tp20	3Tp19
Beschreibung	n-Ge mit Tunneloxid	n-Ge	p-Ge	p-Ge
Kontaktschicht	Al 300 nm	Al 155 nm	Al 155 nm	Al 155 nm
Ferromagnet	$\text{Mn}_5\text{Ge}_3\text{C}_{0,8}$ 40 nm	Mn_5Ge_3 (40 nm)*	Mn_5Ge_3 (40 nm)*	Mn_5Ge_3 (40 nm)*
Tunneloxid	2 nm Al_2O_3	-	-	-
Kanal-Gebiet	n-Ge 40 nm 10^{20} cm^{-3}	n-Ge 100 nm 10^{20} cm^{-3}	n-Ge 100 nm 10^{20} cm^{-3}	n-Ge 100 nm 10^{19} cm^{-3}
Puffer	350 nm n-Ge 10^{18} cm^{-3}	i-Ge 300 nm	i-Ge 300 nm	i-Ge 300 nm
Virtuelles Ge-Substrat	i-Ge 100 nm	i-Ge 100 nm	i-Ge 100 nm	i-Ge 100 nm
Substrat	n-Si(111)	n-Si(111)	n-Si(111)	n-Si(111)

4.2. 3-Terminal-Spininjektion in Ge mit Tunneloxid

Eine Möglichkeit, um das Leitfähigkeits-Fehlanpassungs-Problem zu lösen, ist die Verwendung eines Tunneloxids zwischen dem Halbleiterkanal und dem Ferromagneten. Für

die Probe nGe20AlOx mit Tunneloxid wird eine temperaturabhängige Strom-Spannungs-Kennlinie gezeigt. Der von TLM-Messungen bestimmte Kontaktwiderstand, spezifische Widerstand und die Hanle-Messungen, welche an zwei verschiedenen Messplätzen an der UCLA und am IPC durchgeführt wurden, werden diskutiert, Durch die Messung der Probe an zwei verschiedenen Messplätzen soll der neu aufgebaute Messplatz am IPC verifiziert werden.

In Abb. 4.2a ist die temperaturabhängige Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe 3Tn20AlOx zu sehen. Bei $T = 300$ K zeigt die Probe noch ein ohmsches Verhalten, mit abnehmender Temperatur verändert sich die Kennlinie zu einem nichtlinearen Verhalten und die durch das Tunneloxid bedingte Tunnelbarriere wird deutlich. Mit sinkender Temperatur wird die Überwindung der Tunnelbarriere immer schwieriger, was sich in einem größer werdenden spezifischen Kontaktwiderstand der Probe äußert (Abb. 4.2b). Der spezifische Kontaktwiderstand wurde dabei aus einer TLM-Messung extrahiert. Von $T = 300$ K bis $T = 60$ K steigt der spezifische Kontaktwiderstand um drei Größenordnungen an.

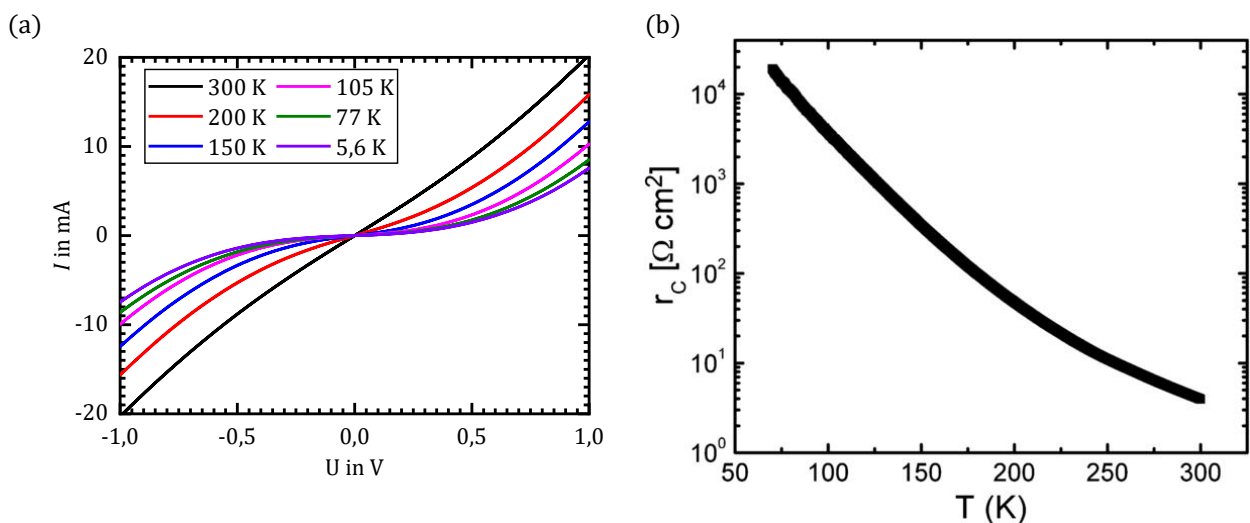


Abb. 4.2: (a) Temperaturabhängige Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe 3Tn20AlOx zwischen Kontakt A und B. Der Abstand der Elektroden beträgt $L_{AB} = 30 \mu\text{m}$. (b) Temperaturabhängiger spezifischer Kontaktwiderstand der Probe 3Tn20AlOx extrahiert aus einer TLM-Messung (Bild aus [101]).

Abb. 4.3 zeigt die zwei Hanle-Messungen der Probe 3Tn20AlOx, welche zum einen an der UCLA (Abb. 4.3a) und zum anderen am IPC durchgeführt wurden (Abb. 4.3b). Die Messung erfolgt für ein Magnetfeld parallel zur Oberfläche für verschiedene Injektionsströme bei einer Temperatur von $T_{probe} = 4$ K für die Messung an der UCLA bzw. $T_{probe} = 1,5$ K für die

4. Kapitel

Spininjektion in Ge mit 3-Terminal-Hanle-Strukturen

Messung am IPC. Beide Messungen zeigen nahezu das identische Hanle-Signal für die entsprechenden positiven und negativen Injektionsströme. Dies zeigt, dass die Messung an unterschiedlichen Messplätzen zu demselben Ergebnis führt. Somit ist gewährleistet, dass die Messungen nicht durch potentielle systematische Fehler beim Messaufbau bzw. Fehler bei der Messung durch externe Störquellen beeinflusst sind. Das Herausrechnen des Hintergrundsignals erfolgt wie in Kapitel 2.2 beschrieben durch einen parabolischen Fit des Hintergrundsignals und anschließender Subtraktion dieses gefitteten Hintergrundsignals. Durch die nahezu identischen Hanle-Signale bei den Messungen an beiden Messplätzen ist auch gezeigt, dass die Subtraktion des Hintergrundsignals zu konsistenten Ergebnissen führt. Mögliche Fehler durch einen falschen bzw. fehlerbehafteten Fit des Hintergrundsignals können somit ebenso ausgeschlossen werden. Die geringen Unterschiede der jeweiligen Spannungshübe des Hanle-Signals lassen sich auf die Messung bei verschiedenen Temperaturen zurückführen.

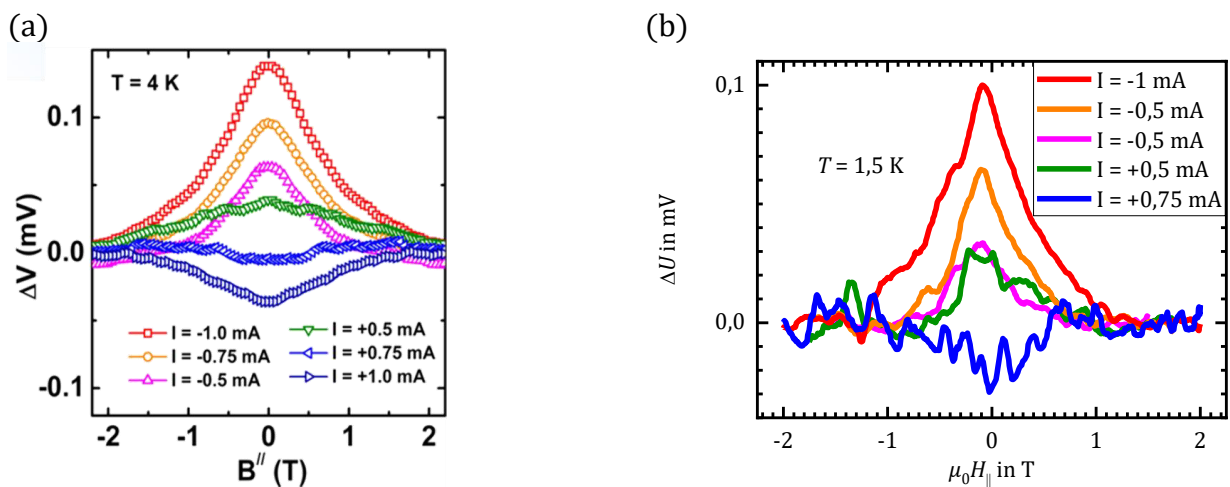


Abb. 4.3: 3-Terminal-Hanle-Messung der Probe 3Tn20AlOx, gemessen (a) an der UCLA bei $T_{probe} = 4$ K (Bild aus [101]) und gemessen (b) am IPC bei $T_{probe} = 1,5$ K.

Für negative Injektionsströme (Spininjektion) ergibt sich mit steigendem Strom ein stärker ausgeprägtes positives Hanle-Signal mit gleichbleibender Halbwertsbreite des Signals. Durch eine Veränderung des Stromes lässt sich somit kein Einfluss auf die Spinlebensdauer erkennen. Für positive Injektionsströme (Spinextraktion) verringert sich mit sinkendem Injektionsstrom das negative Hanle-Signal bei gleichbleibender Halbwertsbreite, jedoch verändert sich beim kleinsten Injektionsstrom $I = 0,5$ mA das Vorzeichen des Hanle-Signals und das Hanle-Signal wird positiv. Die Veränderung des Vorzeichens des Hanle-Signals wird

in der Literatur bei ähnlichen Experimenten mit 3-Terminal-Strukturen durch Tunnelübergänge in gebunden Zuständen und durch resonantes Tunneln erklärt [102] [103] [104]. Abb. 4.4 zeigt die gemessenen Spannungshübe ΔU für verschiedene Injektionsströme und Ausrichtungen des Magnetfelds der am IHT gemessenen Probe (Abb. 4.4a) und der an der UCLA gemessenen Probe (Abb. 4.4b). Die beiden Messungen an den unterschiedlichen Messplätzen zeigen ein nahezu identisches Verhalten des Spannungshubes für die verschiedenen Injektionsströme. Somit ist sichergestellt, dass die Prozessierung und die Aufbautechnik der Proben am IHT sowie die Messtechnik am IPC valide sind und zu sinnvollen Ergebnissen führen.

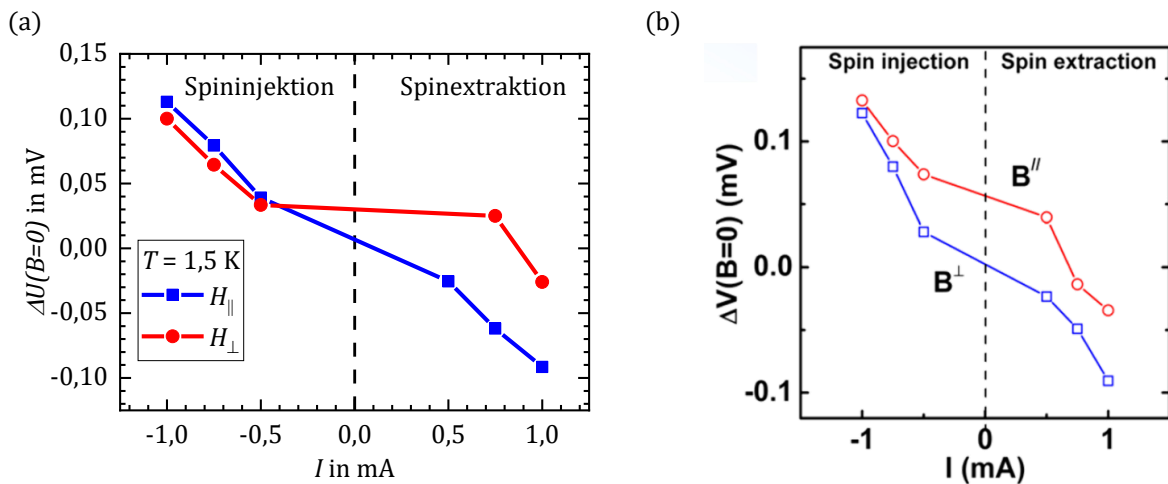


Abb. 4.4: Spannungshub der 3-Terminal-Hanle-Messung in Abhängigkeit der Injektionsströme und der Orientierung des magnetischen Feldes (a) der am IPC gemessenen Probe bei $T_{Probe} = 1,5$ K und (b) der an der UCLA gemessenen Probe $T_{Probe} = 4$ K (Bild aus [101]).

Abb. 4.5 zeigt die Temperaturabhängigkeit des Spannungshubes (Abb. 4.5a) und der extrahierten Spinlebensdauer (Abb. 4.5b) der Probe 3Tn20AlOx bis zu einer Temperatur von 11 K. Die temperaturabhängige Messung des Spannungshubes zeigt für die verschiedenen positiven Injektionsströme mit steigender Temperatur eine exponentielle Abnahme des Spannungshubes. Aufgrund der starken Abnahme des messbaren Spannungshubes sind nur Messungen eines Hanle-Signals bis zu einer Temperatur bis $T_{Probe} = 11$ K möglich. Aus der Spinlebensdauer $\tau_s = 25$ ps und der für n-Ge bestimmten Diffusionskonstante $D_n = 37,5$ cm²/s und ergibt sich die Spindiffusionslänge zu $\lambda_{spin} = 306$ nm.

4. Kapitel

Spininjektion in Ge mit 3-Terminal-Hanle-Strukturen

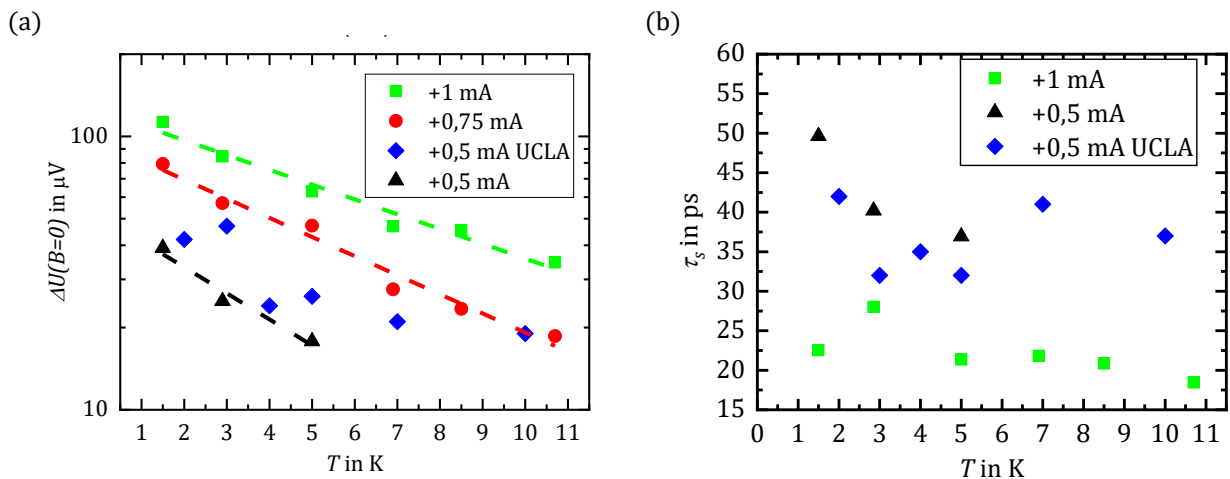


Abb. 4.5: (a) Temperaturabhängigkeit des Spannungshubes des Hanle-Signals für die Probe 3Tn20AlOx und (b) Temperaturabhängigkeit der extrahierten Spinlebensdauer für die Probe 3Tn20AlOx.

Für höhere Temperaturen sind aufgrund des geringer werdenden Verhältnisses von Spannungshub zu Hintergrundsignalsstärke (mV-Bereich) keine Hanle-Signale mehr erkennbar. Die starke Abnahme des Spannungshubes mit steigender Temperatur lässt sich durch die Veränderung der Leitfähigkeit von Mn_5Ge_3 (siehe Abb. 3.10 in Kapitel 3.3.1) und die Veränderung des stark temperaturabhängigen Kontaktwiderstands erklären. Hierdurch verändert sich der Polarisationsgrad im Halbleiter, welcher sich aus den Widerständen des Ferromagneten, des Tunnelübergangs und des Halbleiterkanals bestimmt. Die aus dem Hanle-Signal extrahierte Spinlebensdauer bleibt für die jeweiligen Injektionsströme bis $T_{\text{Probe}} = 11 \text{ K}$ nahezu konstant, was sich durch eine bei tiefen Temperaturen gleichbleibende Leitfähigkeit und Beweglichkeit der n-dotierten Ge-Schicht begründet.

4.3. 3-Terminal-Spininjektion in Ge ohne Tunneloxid

In diesem Kapitel werden die temperaturabhängigen Strom-Spannungs-Messungen und die Hanle-Messungen an den 3-Terminal-Hanle-Strukturen ohne Tunneloxid mit unterschiedlich dotierten Ge-Schichten gezeigt. Im Gegensatz zu der Probe nGeAlOx zeigen alle 3-Terminal-Proben ohne Tunneloxid auch bei tiefen Temperaturen ohmsches Verhalten. Dies ist für die Probe 3Tp20 in Abb. 4.6a gezeigt. Die hohe Dotierung der Schicht und der daraus resultierende geringe Kontaktwiderstand von $\rho_c = 2,55 \cdot 10^{-8} \Omega\text{cm}^{-2}$ (aus einer TLM-Messung extrahiert) sorgen auch bei tiefen Temperaturen für einen linearen Verlauf

der Kennlinien. Bei niedrigeren Temperaturen zeigt die Probe einen geringer werdenden Widerstand. Die Entartung des Halbleiters sorgt dabei für dieses metallische Verhalten.

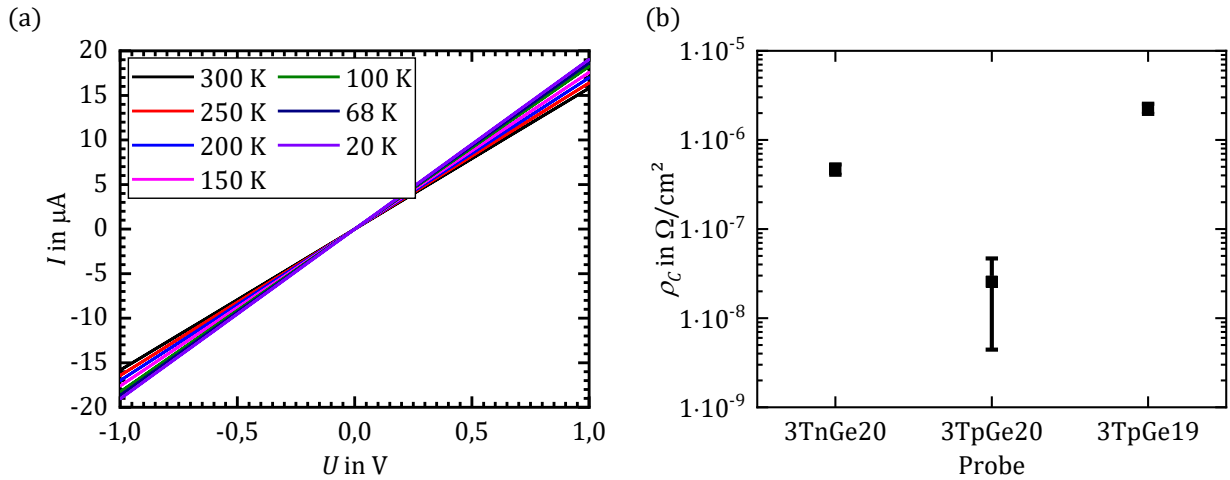


Abb. 4.6: (a) Temperaturabhängige Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe 3Tp20 zwischen Kontakt A und B. Der Abstand der Elektroden beträgt $L_{AB} = 30 \mu\text{m}$. (b) Aus einer TLM-Messung extrahierter spezifischer Kontaktwiderstand der 3-Terminal-Proben ohne Tunneloxid bei $T = 300 \text{ K}$.

In Abb. 4.6b sind die spezifischen Kontaktwiderstände der 3-Terminal-Proben ohne Tunneloxid gezeigt. Alle Proben, sowohl die p-dotierten als auch die n-dotierte Probe, zeigen einen geringen spezifischen Kontaktwiderstand $\rho_c < 3 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}^{-2}$ und verhalten sich deshalb auch bei niedrigen Temperaturen ohmsch. Aufgrund des niedrigen Wertes des Kontaktwiderstands ist der Polarisationsgrad im Halbleiter hauptsächlich durch das Verhältnis der Leitfähigkeit des Ferromagneten und der dotierten Schicht gegeben. In Tab. 4.2 sind die aus der TLM-Messung extrahierten spezifischen Kontaktwiderstände ρ_c , Schichtwiderstände R_{sh} , der spezifische Widerstand des Kanals ρ_{Ge} , die daraus bestimmte Ladungsträgerkonzentration, sowie das Verhältnis $r_\rho = \rho_{Ge} / \rho_{Mn_5Ge_3}$ des spezifischen Widerstands des Kanals zum spezifischen Widerstand des ferromagnetischen Mn_5Ge_3 $\rho_{Mn_5Ge_3}$ zusammengefasst. Die Berechnung der Ladungsträgerdichte basiert auf den Beweglichkeiten in Ge, entnommen aus [105]. Für die Probe 3Tn20 und 3Tp19 stimmen die nominellen Dotierungen mit den experimentell bestimmten überein, für die Probe 3Tp20 liegt die gemessene Dotierung deutlich unter dem nominellen Wert.

4. Kapitel

Spininjektion in Ge mit 3-Terminal-Hanle-Strukturen

Tab. 4.2: Aus einer TLM-Messung bestimmte spezifischer Kontaktwiderstand, Schichtwiderstand, Ladungsträgerdichte, spezifischer Widerstand und Verhältnis der spezifischen Widerstände der 3-Terminal-Proben ohne Tunneloxid.

Probe		3Tn20	3Tp20	3Tp19
ρ_c	in Ωcm^2	$4,7 \cdot 10^{-7}$ $\pm 0,6 \cdot 10^{-7}$	$2,55 \cdot 10^{-8}$ $\pm 2,1 \cdot 10^{-8}$	$2,26 \cdot 10^{-6}$ $\pm 0,3 \cdot 10^{-6}$
R_{sh}	in Ω/sq	$43 \pm 0,4$	$100 \pm 0,1$	145 ± 2
n/p	in cm^{-3}	$8,9 \cdot 10^{19}$	$4 \cdot 10^{19}$	$2,3 \cdot 10^{19}$
ρ_{Ge}	in Ωcm	0,00043	0,001	0,000145
$r_\rho = \frac{\rho_{Ge}}{\rho_{Mn5Ge3}}$		0,7	0,3	0,21

Ein Grund für die Abweichung der Dotierung kann ein Unterschied zwischen dem für die Berechnung verwendeten Literaturwert der Beweglichkeit und der tatsächlichen Beweglichkeit der hoch p-dotierten Ge-Schicht sein. Für alle drei hochdotierten Schichten liegen die spezifischen Widerstände in der gleichen Größenordnung wie der spezifischer Kontaktwiderstand von Mn_5Ge_3 , was sich durch $r_\rho > 0,2$ ausdrückt. Mit diesem hohen Verhältnis der spezifischen Widerstände kann das Leitfähigkeitsfehlanpassungsproblem gelöst und in Verbindung mit den niedrigen Kontaktwiderständen ein hoher Polarisationsgrad im Halbleiter erwartet werden. Abb. 4.7a zeigt die Hanle-Messung für die Probe 3Tp19 für Injektionsströme $I = \pm 2 \text{ mA}$ für unterschiedliche Temperaturen. Mit steigender Temperatur sinkt der Spannungshub, jedoch sinkt auch die Breite des gemessenen Hanle-Signals. Auffällig ist insbesondere die sich verändernde Form der Hanle-Signale bei den unterschiedlichen Temperaturen. Die Breite des Hanle-Signals ist proportional zur Spinlebensdauer, was in diesem Fall eine Vergrößerung der Spinlebensdauer mit steigender Temperatur bedeuten würde. Dies steht jedoch im Widerspruch zu der erwarteten Temperaturunabhängigkeit der Spinlebensdauer bei tiefen Temperaturen entsprechend der Probe $n\text{GeAlOx}$. Bei $T = 1,5 \text{ K}$ und $T = 3,3 \text{ K}$ zeigen die gemessenen Spannungssignale anstelle eines einfachen Hanle-Signals vielmehr eine Überlagerung mehrerer Peaks. Dies lässt darauf schließen, dass es zu einer temperaturabhängigen Veränderung von Domänen innerhalb des Ferromagneten kommt [35] [106] und die sich ergebenden Hanle-Signale durch dieses Domänenverhalten überlagert sind. Die Herstellung von Mn_5Ge_3 durch Ausheizen führt zu einem eher polykristallinen Wachstum von Mn_5Ge_3 mit unterschiedlich großen Körnern, vgl. Kapitel 3.3.

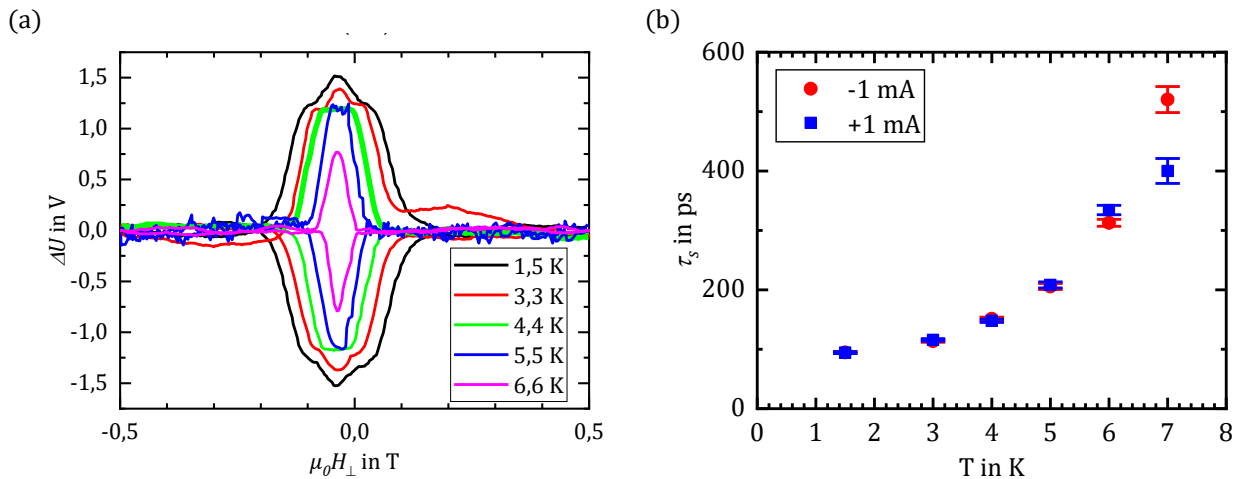


Abb. 4.7: (a) 3-Terminal-Hanle-Messung der Probe 3Tp19 bei unterschiedlichen Temperaturen und einem Injektionsstrom $I = +2$ mA und $I = -2$ mA. Die Änderungsrate des Magnetfeldes beträgt $\text{dB}/\text{dt} = 0,4$ T/min. (b) Aus dem Fit des Hanle-Signals extrahierte Spinlebensdauer der Probe 3Tp19.

In Abb. 4.7b ist die mit dem in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Fit der Hanle-Kurven extrahierte Spinlebensdauer dargestellt. Die extrahierte Spinlebensdauer steigt von $\tau_s = 100$ ps bei $T = 1,5$ K auf $\tau_s = 525$ ps bei $T = 7$ K an. Aufgrund der konstant bleibenden Beweglichkeit bei diesen tiefen Temperaturen ist der zu erwartende Verlauf der Spinlebensdauer aufgrund der Proportionalität zur Beweglichkeit konstant. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist, dass das Hanle-Signal nicht alleine durch die Präzession der injizierten, spinpolarisierten Ladungsträger hervorgerufen wird, sondern auch durch eine Veränderung der Domänen innerhalb des Ferromagneten, welche zu einer fehlerhaften Extraktion der Spinlebensdauer führt. Zur Unterstützung dieser These sind im Folgenden die Hanle-Signale der 3-Terminal-Proben für verschiedenen Änderungsraten des Magnetfeldes gezeigt. Domänen können sich je nach Änderungsrate des Magnetfeldes verändern [107] und so zu einer Veränderung des Hanle-Signals führen. Je nach Änderungsrate des Magnetfeldes werden Sprünge im Hanle-Signal ersichtlich, was eindeutig ein Indiz für die magnetfeldabhängige Ausbildung von Domänen ist. Diese Effekte lassen sich bei allen Proben ohne Tunneloxid feststellen. Hierzu sind das Hanle-Signale der Probe 3Tp20 für verschiedene Änderungsraten des Magnetfelds bei $T = 1.5$ K in Abb. 4.8a und das Hanle-Signale der Probe 3Tn20 für verschiedene Änderungsraten des Magnetfelds bei drei verschiedenen Temperaturen in Abb. 4.8b dargestellt.

4. Kapitel

Spininjektion in Ge mit 3-Terminal-Hanle-Strukturen

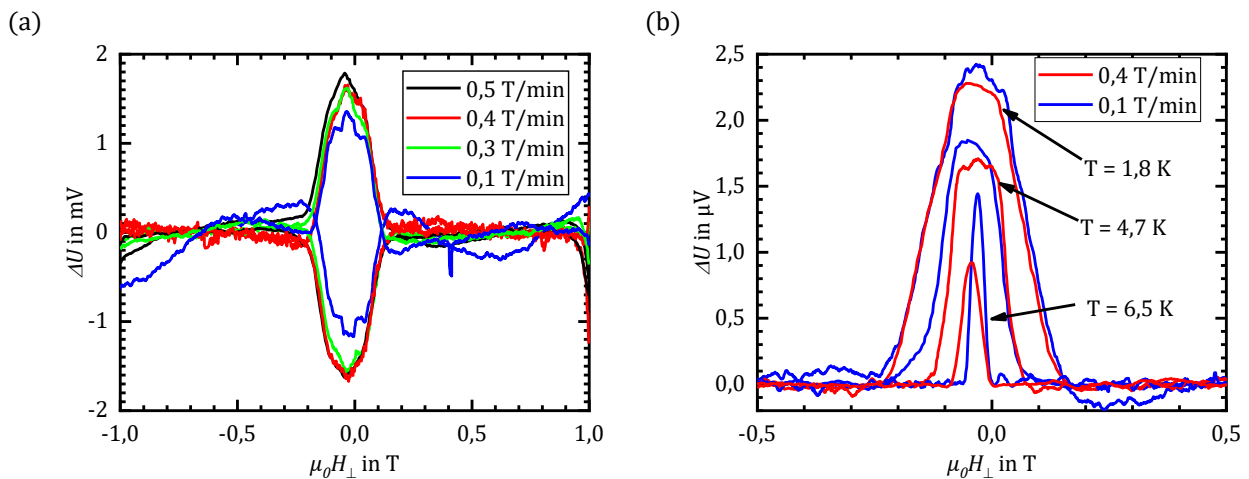


Abb. 4.8: (a) 3-Terminal-Hanle-Messung der Probe 3Tp20 für verschiedene Änderungsraten des Magnetfeldes bei einer Temperatur $T_{Probe} = 1,5$ K und einem Injektionsstrom $I = +2$ mA und $I = -2$ mA. (b) 3-Terminal-Hanle-Messung der Probe 3Tn20 für verschiedene Änderungsraten des Magnetfeldes und bei verschiedenen Temperaturen.

Bei der Probe 3Tp20 zeigt sich bei allen Änderungsraten ein Hanle-Signal mit gleicher Breite und gleicher Höhe. Jedoch erkennt man einen sich stärker ausprägenden zusätzlichen Peak im Hanle-Signal bei Reduktion der Änderungsrate. Bei der niedrigsten Änderungsrate von $dB/dt = 0,1$ T/min scheint es zu einer Verringerung der Höhe des Hanle-Signals zu kommen. Dies ist jedoch auf eine fehlerhafte Subtraktion des Hintergrundsignals zurückzuführen und daher kein Effekt der geringen Änderungsrate. Die Probe 3Tn20 zeigt bei verschiedenen Temperaturen ein ähnliches Verhalten des Hanle-Signals. Auch bei höheren Temperaturen prägt sich ein zusätzlicher Peak innerhalb des Hanle-Signals mit Reduzierung der Änderungsrate stärker aus. Die Ausbildung von Domänen und Korngrenzen im ferromagnetischen Mn_5Ge_3 sind in Kapitel 3.3 gezeigt. Aufgrund der Domäneneffekte ist es nicht möglich, sinnvolle Werte für die Spinlebensdauer aus den 3-Terminal-Hanle-Messung zu extrahieren.

4.4. Zusammenfassung und Ausblick

❖ Zusammenfassung

Hanle-Messungen an 3-Terminal-Hanle-Strukturen zeigten, dass die Spininjektion mit einem Mn_5Ge_3/Al_2O_3 Tunnelkontakt in n-Ge möglich ist und bis $T = 10,8$ K ein Hanle-Signal gemessen werden kann. Die aus dem Hanle-Signal extrahierte Spinlebensdauer betrug $\tau_{spin} = 25$ ps, die Spindiffusionslänge $\lambda_{spin} = 306$ nm. Durch einen Abgleich der Hanle-

Messungen an zwei verschiedenen Messplätzen konnte der neu entwickelte Messplatz am IPC validiert werden. Die Messungen haben dabei gezeigt, dass mit dem neu entwickelten Messplatz die Ergebnisse der Messungen an der UCLA reproduziert werden konnten. Die Hanle-Messungen an 3-Terminal-Strukturen mit Mn_5Ge_3 ohne Tunneloxid für n- und p-dotierte Ge-Schichten zeigten bis $T = 7 \text{ °K}$ ein Hanle-Signal. Die Spininjektion in n- und p-Ge führte aufgrund der Polykristallinität der ferromagnetischen Kontakte zu einer Überlagerung des Hanle-Signals mit Domäneneffekten. Die Domäneneffekte zeigten sich durch ein Hanle-Signal, welches abhängig von der Änderungsrate des Magnetfeldes eine unterschiedliche Form des Signals zeigte. Aufgrund der Domäneneffekte war keine sinnvolle Extraktion der Spinlebensdauer möglich.

❖ *Ausblick*

Durch eine kleinere Kontaktfläche des mittleren Kontaktes B sowie eine weitere Optimierung der Herstellung von Mn_5Ge_3 ist es möglich, die Domäneneffekte zu verringern. Aufgrund der am IHT vorhandenen optischen Lithografie mit einer minimalen Auflösung von $l_{\min} = 500 \text{ nm}$ sind für 3-Terminal-Strukturen mit kleineren Abmessungen des Kontaktes B eine Kombination von optischer und Elektronenstrahlithografie notwendig. Ein weiteres Problem der 3-Terminal-Hanle-Messung besteht in der Verwendung des mittleren Kontaktes B als Injektor- und Detektorelektrode und der daraus resultierenden Ungewissheit, ob das gemessene Signal bei der Hanle-Messung durch Grenzflächenzustände dieses Kontaktes hervorgerufen wird. Um dieses Problem zu umgehen, sollten die elektrische Spininjektion und Detektion mit einer 4-Terminal-Struktur durchgeführt werden, bei der die Injektorelektrode von der Detektorelektrode getrennt ist. Auf diese Weise kann eine nichtlokale Messung durchgeführt werden. Durch diese Trennung der Injektorelektrode von der Detektorelektrode und die Diffusion der spinpolarisierten Ladungsträger können Grenzflächenzustände für die Erzeugung des Hanle-Signals ausgeschlossen werden.

5. Spininjektion in p-Ge mit 4-Terminal-Strukturen

In diesem Kapitel werden die hergestellten 4-Terminal-Strukturen vorgestellt. Es wird auf die mit einer Hall-Messung bestimmte Beweglichkeit und Ladungsträgerdichte des hochdotierten p-Ge-Kanals sowie der aus einer TLM-Messung bestimmten Kontaktwiderstand eingegangen. Auf Basis dieser Ergebnisse werden die Strom-Spannungskennlinien der inneren und äußeren Kontakte diskutiert. Im Anschluss wird der Nachweis der Spininjektion mit der 4-Terminal-Hanle-Messung und der 4-Terminal-Spin-Ventil-Messung gezeigt. Aus den Hanle-Signalen wird die Spinlebensdauer, Spindiffusionslänge und der Polarisationsgrad im p-dotierten Ge extrahiert.

5.1. Probenübersicht

Der Schichtaufbau und die schematische Darstellung der 4-Terminal-Struktur ist in Abb. 5.1 dargestellt. Das Wachstum der Schichten und die Prozessierung zu einer 4-Terminal-Struktur erfolgt mit den in Kapitel 3 beschriebenen Verfahren. Das virtuelle Ge-Substrat besteht aus einer $d_{\text{VS,Ge}} = 100$ nm dicken i-Ge-Schicht auf einem Si(111)-Wafer. Nach dem Ausheizen der Schicht bei $T_{\text{Substrat}} = 820$ °C zur Ausbildung des virtuellen Ge-Substrats folgt das Wachstum einer $d_{\text{i-Ge}} = 300$ nm dicken i-Ge-Schicht als weitere Pufferschicht. Die $d_{\text{p-Ge}} = 100$ nm hochdotierte p-Ge-Schicht mit einer Dotierung von $N_A = 1 \cdot 10^{20}$ cm⁻³ bildet das Kanalgebiet. Die Mesa ist $d_{\text{Mesa}} = 67$ nm in die i-Ge-Schicht geätzt, um den Stromfluss im Kanalgebiet zu definieren, gleichzeitig jedoch die Stufenhöhe gering zu halten, damit der Lift-Off der Metallisierung funktioniert. Die Strukturen sind mit $d_{\text{SiO}_2} = 100$ nm SiO₂ passiviert. Die nominelle Schichtdicke der aufgedampften Mn- und Al-Schicht beträgt $d_{\text{Mn}} = 30$ nm bzw. $d_{\text{Al}} = 150$ nm. Für die Bestimmung des Kontaktwiderstands sowie der Beweglichkeit werden neben den 4-Terminal-Strukturen TLM-Strukturen und Hall-Strukturen hergestellt.

5. Kapitel

Spininjektion in p-Ge mit 4-Terminal-Strukturen

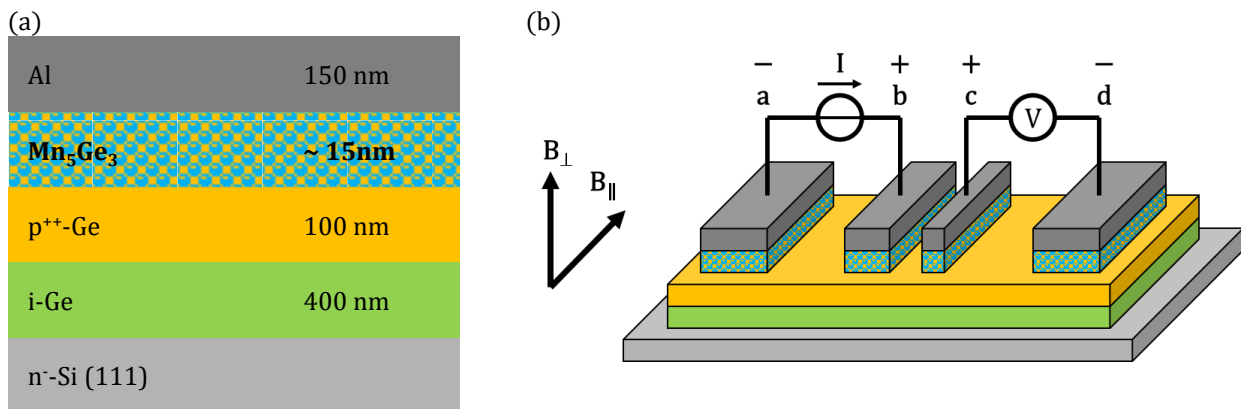


Abb. 5.1: (a) Schichtaufbau der hergestellten 4-Terminal-Struktur. Die nominelle Schichtdicke der Mn-Schicht vor dem Annealing beträgt $d_{Mn} = 30$ nm. Die 4-Terminal-Struktur ist mit SiO_2 mit $d_{SiO_2} = 100$ nm passiviert. (b) Schematischer Aufbau der 4-Terminal-Struktur.

Die in p-Ge dominanten Spinrelaxationsmechanismen sind durch die Elliot-Yafet-Streuung und durch den Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus gegeben. Beim Elliot-Yafet-Mechanismus ist die Spinlebensdauer τ_s proportional zur Beweglichkeit μ des Halbleiters. Für das Hanle-Signal geht neben der Spinlebensdauer auch der spezifische Widerstand ρ_{Ge} mit ein, welcher aus dem Schichtwiderstand berechnet werden kann. Die Bestimmung des Schichtwiderstands und der Beweglichkeit erfolgen mit einer Van-der-Pauw- und einer Hall-Messung. Abb. 5.2a zeigt den aus einer Van-der-Pauw-Messung extrahierten Schichtwiderstand in Abhängigkeit der Temperatur. Mit fallender Temperatur sinkt der Schichtwiderstand, bleibt jedoch ab $T_{Probe} < 40$ K konstant bei $R_{sh} = 93 \pm 1 \Omega/\square$. Entsprechend ähnlich verhält sich die temperaturabhängige Beweglichkeit in Abb. 5.2b, welche mit abnehmender Temperatur steigt und ab einer Temperatur $T < 40$ K konstant bei $\mu = 100 \pm 2$ cm^2/Vs bleibt. In Abb. 5.2c ist die Ladungsträgerkonzentration dargestellt, welche über den kompletten Temperaturbereich konstant bleibt und innerhalb des Messfehlers nahezu identisch mit der nominellen Dotierung von $p = 1 \cdot 10^{20} cm^{-3}$ ist. Aus der bestimmten Beweglichkeit und dem Schichtwiderstand geht klar das metallische Verhalten des entartet dotierten p-Ge hervor. Mit sinkender Temperatur wird die Streuung an optischen Phononen unterdrückt, was zu einem Anstieg der Beweglichkeit und einer Abnahme des Schichtwiderstands führt. Die durch die Entartung des p-Ge über die Temperatur gleichbleibende Ladungsträgerkonzentration zeigt, dass im gemessenen Temperaturbereich kein Ausfrierverhalten der Ladungsträger zu beobachten ist. Zudem führt die Entartung des p-Ge mit der konstant bleibenden Beweglichkeit bei tiefen

Temperaturen auch zu einem konstant bleibenden Schichtwiderstand für tiefe Temperaturen.

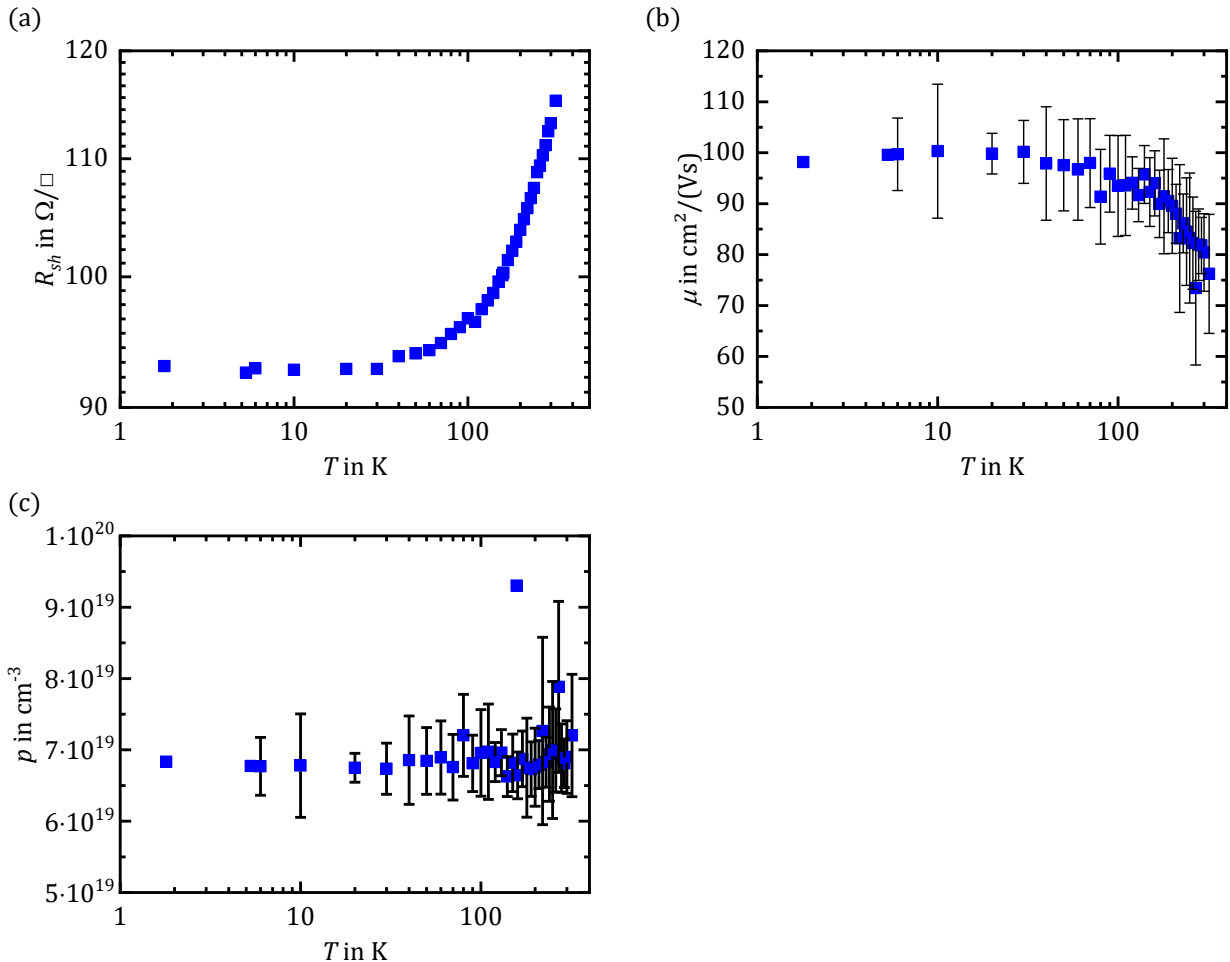


Abb. 5.2: (a) Schichtwiderstand bzw. spezifischer Widerstand der Probe 4Tp20 aus einer Van-der-Pauw-Messung. (b) Beweglichkeit der Probe 4Tp20 aus einer Hall-Messung. (c) Ladungsträgerkonzentration der Probe 4Tp20 aus einer Hall-Messung.

Abb. 5.3a zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinie zwischen den äußeren Kontakten A und D bzw. zwischen den inneren Kontakten B und C, gemessen für verschiedene 4-Terminal-Strukturen. Aus den Strom-Spannungs-Kennlinien geht hervor, dass nur eine der hergestellten Strukturen funktioniert und nur für diese ein Stromfluss zwischen den inneren Kontakten $I_{BC} > 10 \text{ nA}$ möglich ist. Der Widerstand zwischen den äußeren Kontakten $R_{AD} = 895 \Omega \pm 70 \Omega$ ist trotz des größeren Abstandes zwischen den Elektroden um zwei Größenordnungen kleiner als der Widerstand zwischen den inneren Kontakten $R_{BC} = 84 \text{ k}\Omega \pm 1 \text{ k}\Omega$.

5. Kapitel

Spininjektion in p-Ge mit 4-Terminal-Strukturen

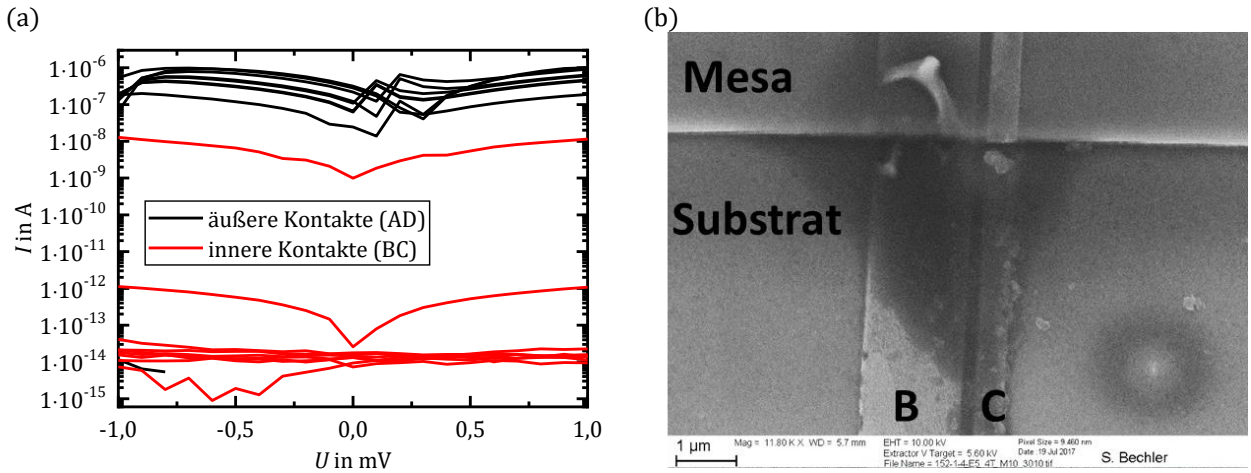


Abb. 5.3: (a) Strom-Spannungs-Kennlinien verschiedener hergestellter 4-Terminal-Strukturen. Nur bei einer Struktur ist ein Stromfluss zwischen den inneren Kontakten möglich. (b) Durch Elektromigration zerstörte Zuleitungen der inneren Kontakte einer 4-Terminal-Struktur.

Der Grund für den hohen Widerstand liegt hauptsächlich in den metallischen Zuleitungen der inneren Kontakte und nicht in einem schlechten Ferromagnet-Halbleiter-Kontakt. Dies wird im Folgenden durch eine Abschätzung des Widerstands gezeigt: Mit den aus den TLM-Messungen ermittelten Werten des Schichtwiderstands $R_{sh} = 100 \Omega/\square$, des spezifischen Kontaktwiderstands $\rho_c = 1,6 \cdot 10^{-8} \Omega\text{cm}^2$ und den geometrischen Abmessungen der 4-Terminal-Struktur lassen sich die Kontaktwiderstände der einzelnen Kontakte $R_{C,i} (i = A, B, C, D)$ und die zu erwarteten Widerstände zwischen den Kontakten ohne Berücksichtigung der Zuleitungen errechnen:

$$R_{BC,theo.} = R_{C,B} + R_{C,C} + R_{sh}L_{BC}/W = 1,77 \text{ k}\Omega, \quad (5.1)$$

$$R_{AD,theo.} = R_{C,A} + R_{C,D} + R_{sh}L_{AD}/W = 131 \Omega. \quad (5.2)$$

Ein Vergleich der gemessenen Widerstandswerte mit den berechneten Widerstandswerten zeigt Folgendes auf: Sowohl die berechneten Werte für den Widerstand zwischen den inneren Kontakten als auch für den Widerstand zwischen den äußeren Kontakten sind um eine Größenordnung von den Messwerten entfernt. Ein Grund für den deutlichen Unterschied muss deshalb in den Zuleitungen liegen. Neben der relativ dünnen Mn- ($d_{Mn} = 30 \text{ nm}$) und Al-Schicht ($d_{Al} = 150 \text{ nm}$) ist es problematisch, dass die metallischen Zuleitungen an der Kante zur Mesa trotz seitlicher Bedampfung auf die Probe eine dünnere Metallschichtdicke besitzen. Die Zuleitungen sind mit ein Grund dafür, warum nur eine der

hergestellten 4-Terminal-Proben funktioniert. Bei den restlichen Proben kommt es aufgrund des lokal hohen Widerstands an der Mesa sehr schnell zu einem Durchbrennen der Kontakte durch Elektromigration (siehe Abb. 5.3b). Aufgrund der dünneren Metallschicht an der Stufe der Mesa kommt es zu einem Abtrag des Metalls, was zu einer Unterbrechung der Zuleitung zu den Kontakten B und C führt. Die Abmessungen der funktionierenden Probe 4Tp20 sind in Abb. 5.4 zu sehen.

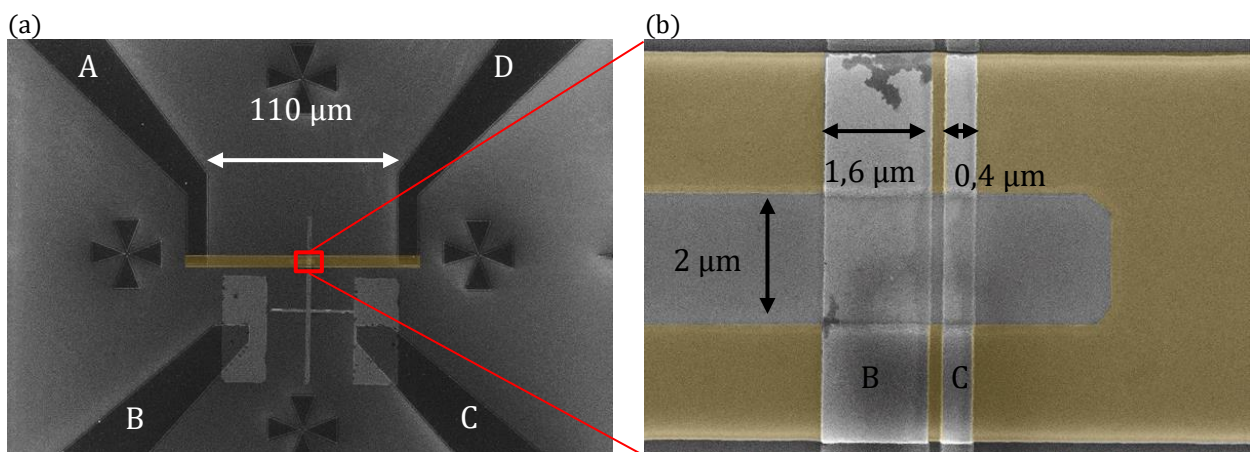


Abb. 5.4: (a) REM-Aufnahme der 4-Terminal-Struktur. Die Kontaktflächen der äußeren Kontakte A und D beträgt $A = 2 \cdot 10 \mu\text{m}^2$. Die Mesa ist $b_{\text{Mesa}} = 6 \mu\text{m}$ breit. (b) Vergrößerung des rot markierten Bereiches der Mesa und der Zuleitungen der inneren Kontakte B und C. Die Kontaktflächen sind durch die Breite der Kontakte und die Höhe der Oxidfenster gegeben.

5.2. 4-Terminal-Spininjektion in p-Ge

Mit der im vorherigen Unterkapitel 5.1 vorgestellten funktionierenden 4-Terminal-Struktur werden die Hanle- und Spin-Ventil-Messungen durchgeführt. Die Hanle- und Spin-Ventil-Messungen der 4-Terminal-p-Ge-Probe 4Tp20 erfolgen für verschiedene Injektionsströme, Temperaturen und Orientierungen des externen magnetischen Feldes. Alle im folgenden gezeigten Messungen sind mit dem in Kapitel 2.2 beschriebenen Messaufbau durchgeführt und mit dem dort vorgestellten Verfahren vom Hintergrund bereinigt. Abb. 5.5a zeigt das gemessene nicht-lokale Spannungssignal für einen Injektionsstrom von $I_{AB} = 10 \mu\text{A}$ bei einer Temperatur von $T_{\text{Probe}} = 5 \text{ K}$ in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes. Dabei ist die Orientierung des Magnetfeldes parallel zur Ebene (in schwarz) bzw. senkrecht zur Ebene (in rot). Sowohl für das senkrechte Magnetfeld (Hanle-Messung) als auch für das parallele Magnetfeld (Spin-Ventil-Messung) ist ein klares Hanle-Signal zu erkennen. Das gemessene

5. Kapitel

Spininjektion in p-Ge mit 4-Terminal-Strukturen

Signal bei parallelem Magnetfeld entspricht hierbei nicht einem zu erwarteten Spin-Ventil-Signal, sondern einem Hanle-Signal.

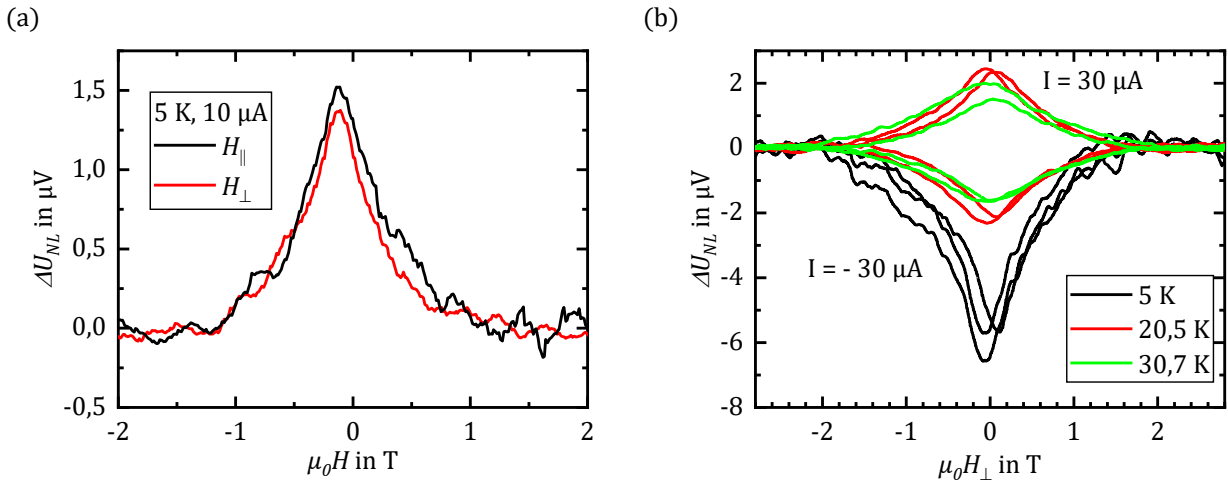


Abb. 5.5: (a) Nicht-lokales Hanle-Signal für das externe Magnetfeld parallel und senkrecht zur Ebene. (b) Nicht-lokales Hanle-Signal für verschiedene Injektionsströme und bei verschiedenen Temperaturen. Das externe Magnetfeld ist parallel zur Ebene orientiert. Bei höheren Temperaturen nimmt das Hanle-Signal deutlich ab.

Es ist also kein unterschiedliches Umschalten der magnetischen Ausrichtung der Ferromagnete zu erkennen. Stattdessen nimmt die nicht-lokale Spannung mit zunehmendem Magnetfeld entsprechend einem Hanle-Signal ab. Der Grund hierfür liegt in der Magnetisierung der Ferromagnete. Zum einen ist die Magnetisierung der Kontakte nicht komplett in der Ebene ausgerichtet und besitzt immer einen Anteil senkrecht zur Ebene (siehe Kapitel 3.3). Somit führt ein externes Magnetfeld sowohl senkrecht als auch parallel zur Ebene zu einer Präzession der injizierten spinpolarisierten Ladungsträger, wodurch das charakteristische Hanle-Signal entsteht. Zum anderen sind wie bei den 3-Terminal-Strukturen in Kapitel 4.3 auftretenden Domäneneffekte in Mn_5Ge_3 verantwortlich für dieses Verhalten. Zudem fällt auf, dass der Peak der Hanle-Signale nicht bei einem Magnetfeld von $\mu_0 H = 0\text{ T}$ liegt, sondern leicht verschoben bei $\mu_0 H \approx -0,1\text{ T}$. Die temperaturabhängigen Messungen bei einem Injektionsstrom $I_{AB} = \pm 30\ \mu\text{A}$ sind in Abb. 5.5b dargestellt. Die Messungen bei $T_{Probe} = 5\text{ K}$, $T_{Probe} = 20,5\text{ K}$ und $T_{Probe} = 30,7\text{ K}$ erfolgen hierbei mit einem Magnetfeld sowohl von negativ zu positiv laufend, als auch von positiv zu negativ laufend. Für die Messungen mit von negativ zu positiv laufendem Magnetfeld liegt der Hanle-Peak bei einem positiven Magnetfeld $\mu_0 H \approx 0,1\text{ T}$. Für die Messungen mit von positiv zu negativ

laufendem Magnetfeld liegt der Hanle-Peak bei einem negativen Magnetfeld $\mu_0 H \approx -0,1$ T. Diese Verschiebung des Hanle-Peaks kann nicht an der möglichen Remanenz von Mn_5Ge_3 liegen, welche bei $\mu_0 H_{rem} \approx \pm 0,065$ T liegt. Das gleiche Verhalten hat sich in [27] bei einer nicht-lokalen Spin-Ventil-Messung an einem Nanodraht aus p-Ge mit Mn_5Ge_3 -Kontakten gezeigt. Wie in [28] beschrieben kann dieses Verhalten durch magnetische Phasenübergänge und eine magnetfeldabhängige Bewegung der Domänengrenzen begründet werden.

Aus der Höhe des Maximums des Hanle-Signals ΔV_{spin} geteilt durch den Injektionsstrom I_{AB} lässt sich der nicht-lokale Widerstand $R_{NL} = \Delta V_{spin}/I_{AB}$ bestimmen. Der nicht-lokale Widerstand der Probe 4Tp20 ist in Abb. 5.6a in Abhängigkeit der Temperatur für das externe Magnetfeld parallel (rot) bzw. senkrecht (schwarz) zur Ebene dargestellt. Mit steigender Temperatur nimmt der nicht-lokale Widerstand exponentiell ab. Ab einer Temperatur $T > 40$ K ist kein Hanle-Signal mehr messbar, was sich durch die starke Abnahme des nicht-lokalen Widerstands und durch eine Abnahme des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses erklären lässt. Aufgrund des hohen Widerstands der Zuleitungen ist es mit der hergestellten Probe nicht möglich, den injizierten Strom zu vergrößern, um so auch für höhere Temperaturen noch ein Hanle-Signal zu erhalten. Alle gemessenen nicht-lokalen-Spannungen haben die Form eines Hanle-Signals und lassen sich mit dem in Kapitel 2.2.1 beschriebenen eindimensionalen Spin-Drift-Diffusionsmodell fitten. Beispielhaft ist dies in Abb. 5.6b für eine Messung bei $T_{probe} = 5$ K und $I_{AB} = -30 \mu\text{A}$ für ein Magnetfeld parallel zur Ebene gezeigt. Aus dem Fit des Hanle-Signals lassen sich zudem die Spinlebensdauer, Spindiffusionslänge sowie der Polarisationsgrad im Halbleiter extrahieren. Die Ergebnisse hierzu sind im folgenden Unterkapitel dargestellt.

5. Kapitel

Spininjektion in p-Ge mit 4-Terminal-Strukturen

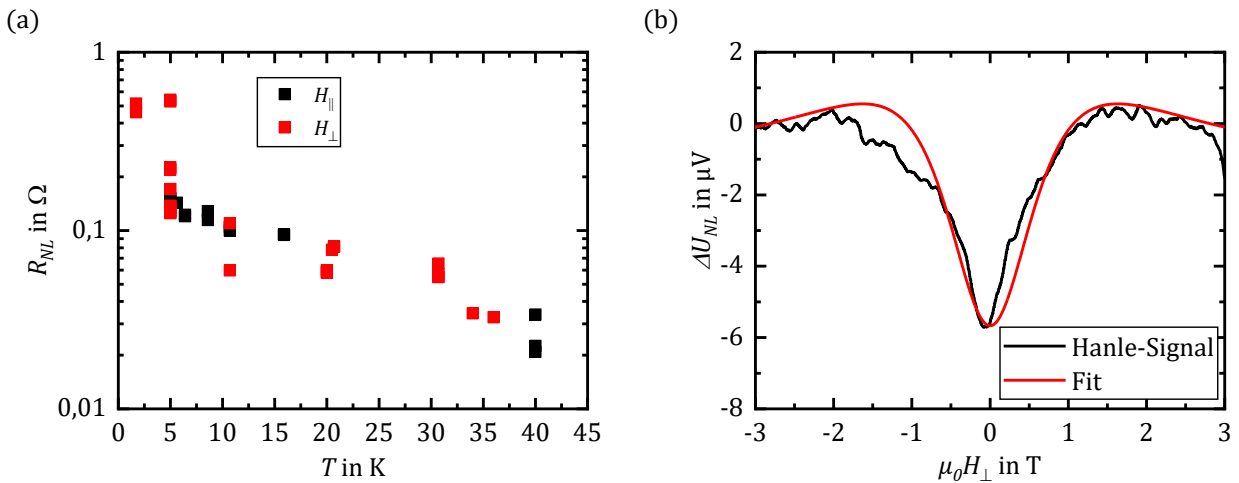


Abb. 5.6: (a) Nicht-lokaler Widerstand der Probe 4Tp20. (b) Hanle-Signal und Fit der Kurve mit dem eindimensionalen Spin-Drift-Diffusionsmodell.

5.3. Spinlebensdauer, Spindiffusionslänge, Polarisationsgrad

Die Extraktion der Spinlebensdauer, der Spindiffusionslänge und des Polarisationsgrads erfolgt durch einen Fit der Messkurven mit dem in Kapitel 2.2.1 beschriebenen eindimensionalen Spin-Drift-Diffusionsmodell. Der Fit erfolgt mit dem aus der Hall-Messung bestimmten temperaturabhängigen spezifischen Widerstand ρ_{Ge} , der berechneten Diffusionskonstante für Löcher $D_h = 14,5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, dem g-Faktor für Löcher in Ge $g_h = 7,2$ [57] und den geometrischen Abmessungen. In Abb. 5.7a ist die extrahierte Spinlebensdauer der Probe 4Tp20 für verschiedene Injektionsströme und parallelem (schwarz) sowie senkrechtem Magnetfeld (rot) über der Temperatur aufgetragen. Zusätzlich ist die aus einer 3-Terminal-Messung bestimmte Spinlebensdauer einer p-Ge-Schicht mit einer Dotierung von $N_A = 9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ aus der Veröffentlichung von *Rortais et al.* [31] dargestellt.

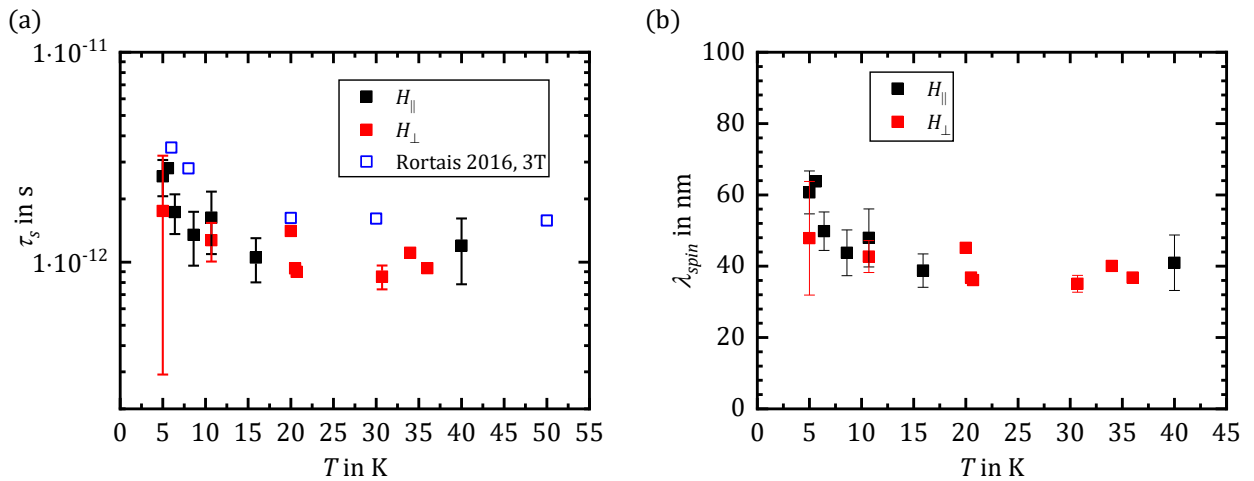


Abb. 5.7: (a) Extrahierte Spinlebensdauer für die Messungen mit parallelem (schwarz) bzw. senkrechtem (rot) Magnetfeld. (b) Extrahierte Spindiffusionslänge für die Messungen mit parallelem (schwarz) bzw. senkrechtem (rot) Magnetfeld.

Die Spinlebensdauer der Probe 4Tp20 liegt sowohl für das parallele als auch für das senkrechte Magnetfeld in derselben Größenordnung und zeigt die gleiche Temperaturabhängigkeit: Mit zunehmender Temperatur sinkt die Spinlebensdauer und bleibt ab $T_{Probe} \geq 20$ K konstant. Die Spinlebensdauer ist im Gegensatz zu der in Abb. 5.2b gezeigten Beweglichkeit der Probe für $T_{Probe} < 20$ K nicht mehr konstant. Dies zeigt, dass die Spinlebensdauer nicht direkt proportional zur gemessenen Beweglichkeit ist. Der Relaxationsmechanismus ist nicht allein durch den Elliot-Yafet-Mechanismus gegeben, welcher hauptsächlich von der Beweglichkeit abhängt, sondern durch Kombination mit dem für p-Typ dotierte Halbleiter hinzukommenden Bir-Aronov-Pikus-Relaxationsmechanismus gegeben. Im Vergleich zur der Probe von *Rortais* ist die Spinlebensdauer der Probe 4Tp20 etwas niedriger. Die niedrigere Spinlebensdauer ist durch die höhere Dotierung der Probe 4Tp20 erklärbar, welche zu einer erhöhten Anzahl an Streuzentren führt und somit zu einer Reduktion der Spinlebensdauer. Aufgrund der Abschwächung des Hanle-Signals bei steigenden Temperaturen konnte mit der hergestellten Probe ab Temperaturen $T > 40$ K kein Hanle-Signals mehr gemessen werden. Die im Vergleich zu n-Ge niedrigere Spinlebensdauer für p-Ge lässt sich ebenso durch den zusätzlichen Bir-Aronov-Pikus-Relaxationsmechanismus erklären.

Für spintronische Bauelemente ist jedoch in der Regel nicht alleine die Spinlebensdauer entscheidend, sondern vielmehr die sich daraus ergebende Spindiffusionslänge. Die extrahierte Spindiffusionslänge λ_{spin} der Probe 4Tp20 ist in Abb. 5.7b dargestellt. Die

5. Kapitel

Spininjektion in p-Ge mit 4-Terminal-Strukturen

Spindiffusionslänge hängt von der Spindiffusionskonstante und der Spinlebensdauer ab und zeigt deshalb ein ähnliches Temperaturverhalten: Mit steigender Temperatur sinkt die Spindiffusionslänge und bleibt ab $T_{Probe} = 20$ K konstant, was sich über die bei Temperaturänderungen konstant bleibende Beweglichkeit der Ladungsträger erklären lässt. Die Spindiffusionslänge liegt unterhalb der Länge des Abstands zwischen den Kontakten $\lambda_{spin} < L_{BC}$. Nichtsdestotrotz ist ein Hanle-Signal messbar, welches aufgrund der nicht-lokalen Messung bei einer 4-Terminal-Struktur nur durch diffundierende spinpolarisierte Ladungsträger hervorgerufen werden kann. Die scheinbar widersprüchliche Spindiffusionslänge zeigt vielmehr, dass der Fit mit dem eindimensionalen Spin-Drift-Diffusionsmodell und die damit extrahierte Spinlebensdauer- und Spindiffusionslänge als untere Grenze für die Spinlebensdauer und Spindiffusionskonstante anzusehen ist. Das verwendete Modell beschreibt die Diffusion und den Drift der spinpolarisierten Ladungsträger einer idealen eindimensionalen Struktur. Bei der untersuchten Probe unterscheidet sich die Geometrie stark von einer idealen Struktur: Das Verhältnis der Kontaktbreite zur Mesabreite liegt bei $b_{Kontakt} / b_{Mesa} = 1/3$, wodurch es nicht zwingend zu einer linearen Verteilung des Stroms zwischen den inneren Kontakten B und C kommt. Zusätzlich geht das Modell von punktförmigen Kontakten aus und berücksichtigt nicht den Einfluss des Kontaktwiderstands auf die Transferlänge. Die Verteilung der unter der Injektorelektrode (Kontakt B) injizierten Ladungsträger ist nicht homogen, die effektive Kontaktfläche hängt dabei vom Kontaktwiderstand und vom spezifischen Widerstand des Kanals ab (vgl. die Beschreibung der TLM-Messung im Anhang D.4). Die Transferlänge, mit der die effektive Weite des Kontaktes beschrieben wird, führt zu einer Verbreiterung des Kontaktabstands der inneren Kontakte. Die genannten Punkte können deshalb der Grund für die geringe extrahierte Diffusionslänge sein. Für eine bessere Bestimmung der Spindiffusionslänge sollten Hanle-Messungen an weiteren Strukturen mit unterschiedlichen Abständen der inneren Kontakte durchgeführt werden.

In Abb. 5.8 ist der Polarisationsgrad der injizierten Ladungsträger der Probe 4Tp20 in Abhängigkeit der Temperatur gezeigt. Die Polarisation bleibt über die Temperatur nahezu konstant. In blau ist der gewichtete lineare Fit der Polarisation über den kompletten Temperaturbereich dargestellt. Das Konfidenzintervall ist durch die blaue Schattierung gegeben.

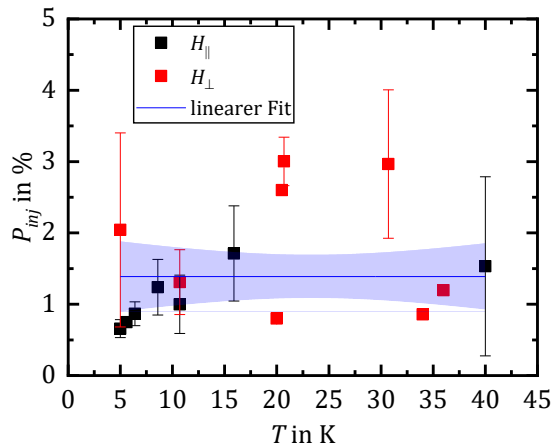


Abb. 5.8: Polarisationsgrad der injizierten Ladungsträger der Probe 4Tp20 für Messungen mit parallelem (schwarz) bzw. senkrechtem (rot) Magnetfeld.

Die extrahierte Polarisation beträgt dabei $P_{s,HL} = 1,3 \pm 0,1\%$ und ist vergleichbar mit Literaturwerten für Spininjektion mit alternativen Ferromagneten (z.B. [30]: MgO/n-Ge $P = 10\%$). Ein Grund für den im Vergleich zum Polarisationsgrad von Mn_5Ge_3 ($P_{s,FM} = 42\%$) deutlich niedrigeren Polarisationsgrad im p-Ge kann in der Fehlanpassung der Leitfähigkeiten von Mn_5Ge_3 und p-Ge liegen. Für folgende Abschätzung wird der aus [78] entnommene Wert des spezifischen Widerstands für Mn_5Ge_3 $\rho_{Mn_5Ge_3}(10\text{ K}) = 0,115 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}$ sowie der ermittelte Wert für p-Ge $\rho_{Ge}(10\text{ K}) = 0,93 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}$ verwendet. Setzt man diese Werte in Gleichung (2.3) ein, so ergibt sich ein Polarisationsgrad im Ge von $P_{s,HL} = 9,6\%$. Aus dieser Abschätzung geht hervor, dass der extrahierte Polarisationsgrad zwar unter dem berechneten Wert liegt, jedoch in der gleichen Größenordnung. Dies zeigt, dass die experimentell bestimmten Werte für den Polarisationsgrad nahe an den erwarteten Werten liegen und ein stimmiges Ergebnis liefern. Für eine genauere Bestimmung des zu erwartenden Polarisationsgrad muss der spezifische Widerstand des durch Ausheizen hergestellten Mn_5Ge_3 bestimmt werden. Trotz exponentieller Abnahme des nicht-lokalen Widerstands über der Temperatur bleiben die Spinlebensdauer, Spindiffusionslänge und Polarisation nahezu konstant, was konsistent zur Beweglichkeit des p-Ge-Kanals ist.

5.4. Zusammenfassung und Ausblick

❖ Zusammenfassung

Mit 4-Terminal-Strukturen konnte Spininjektion in p-Ge bis zu einer Temperatur von $T_{Probe} = 40\text{ K}$ gezeigt werden. Die Strukturen zeigten sowohl für die Hanle- als auch für die

5. Kapitel

Spininjektion in p-Ge mit 4-Terminal-Strukturen

Spin-Ventil-Messung ein Hanle-Signal. Der Grund hierfür sind die Polykristallinität der Mn_5Ge_3 -Kontakte und die damit verbundenen magnetischen Domänen. Mit zunehmender Temperatur nahm das Hanle-Signal ab. Die aus dem Hanle-Signal extrahierte Spinlebensdauer lag bei $\tau_s < 4$ ps. Die Spinlebensdauer liegt im Vergleich zu Literaturwerten im gleichen Pikosekundenbereich. Die geringe Spindiffusionslänge $\lambda_{spin} < 70$ nm führt zu einem relativ niedrigen Hanle-Signal und ist mit ein Grund für die starke Streuung des Hanle-Signals. Trotz exponentieller Abnahme des nicht-lokalen Widerstands über der Temperatur blieben die Spinlebensdauer, Spindiffusionslänge und Polarisation nahezu konstant, was konsistent zur Beweglichkeit des p-Ge-Kanals ist. Die 4-Terminal-Hanle-Messungen zeigen, dass mit dem verwendeten CMOS-kompatiblen Prozess zur Herstellung von Mn_5Ge_3 Spininjektion in hoch p-dotiertes Ge möglich ist. Durch diesen Nachweis der Spininjektion ist gezeigt, dass sich die ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakte zur Realisierung von Spin-FETs bzw. Spin-MOSFETs sowie für Spin-Photodioden und Spin-LEDs eignen.

❖ *Ausblick: Optimierung der 4-Terminal-Strukturen*

Zur weiteren Verbesserung der Spininjektion in p-Ge müssen die Messungen mit optimierten Strukturen wiederholt werden. Die Strukturen sollten einen höheren Injektionsstrom erlauben, um auch bei höheren Temperaturen ein Hanle-Signal messbar zu machen. Um das Problem der zu dünnen Metallisierung bei der Herstellung zu vermeiden, kann mit einem Planarisierungsschritt des Passivierungsoxids der Elektronenstrahlithografie-Lift-Off-Prozess auf einer ebenen Oberfläche durchgeführt werden. Dies ist in Abb. 6.7a und b schematisch dargestellt. Durch die Planarisierung des Oxids verringert sich die Stufe der Mesa. Idealerweise ist das Oxid nach der Planarisierung auf gleicher Höhe wie die Mesa. Dies ermöglicht, dass auch der Lift-Off-Prozess mit dickerer Metallisierung erfolgreich ist und so ein Durchbrennen oder Abreisen der Kontakte verhindert wird. Zusätzlich können mit einer planarisierten Oberfläche kleinere Strukturen realisiert werden: Bei der Entwicklung des Elektronenstrahlithografie-Lift-Off-Prozesses konnten auf unstrukturierten Substraten Strukturen mit einer Strukturauflösungen $d_{EBL,min} = 100$ nm hergestellt werden (siehe Kapitel C.4.). Mit einem geringeren Abstand der Kontakte B und C der 4-Terminal-Struktur kann ein größeres Hanle-Signal-Signal erwartet werden.

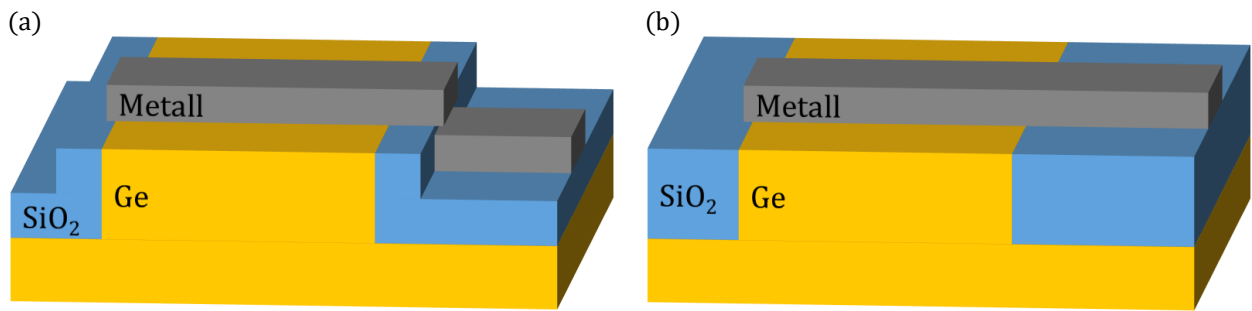


Abb. 5.9: (a) Lift-Off mit nicht planarisiertem Oxid kann zum Abreisen der metallischen Zuleitung führen. (b) Lift-Off mit planarisiertem Oxid. Es kommt nicht zu einem Abriss der Zuleitung.

Eine Wiederholung der Hanle-Messungen mit Strukturen mit unterschiedlichen Abständen der inneren Kontakte B und C ermöglicht es, die Diffusionslänge des Kanals unabhängig von einem Fit des Hanle-Signals zu bestimmen. Wird der nicht-lokale Widerstand R_{NL} über dem Kontaktabstand L_{BC} aufgetragen, so kann durch den exponentiellen Zusammenhang

$$R_{NL} \sim \exp(-L_{BC}/\lambda_{spin}) \quad (5.3)$$

die Diffusionslänge bestimmt werden [54]. Durch diese Bestimmung der Spindiffusionslänge lässt sich der aus dem Fit des Hanle-Signals extrahierte Wert validieren und es verbessert sich die Selbstkonsistenz der Messung.

Die Hanle-Messungen mit einer 4-Terminal-Struktur in unterschiedlich dotiertem Ge können durchgeführt werden, um den Einfluss der Dotierung auf die Spinlebensdauer zu untersuchen. Dazu gilt es, das Optimum der Dotierung zu finden: durch eine niedrige Dotierung verbessert sich die Beweglichkeit der Ge-Schicht aufgrund der Verringerung von ionischen Streuzentren und die Spinlebensdauer steigt; durch eine hohe Dotierung verringert sich der spezifische Widerstand der Schicht, die Leitfähigkeitsfehlanpassung zwischen Mn_5Ge_3 und der dotierten Ge-Schicht verringert sich und die Spinpolarisation im Halbleiter vergrößert sich. Für eine Abschätzung, welche Dotierung zur Verringerung der Leitfähigkeitsfehlanpassung optimal ist, muss der temperaturabhängige spezifische Widerstand von Mn_5Ge_3 bestimmt werden. Dabei stellt sich ebenso die Frage, wie der Zusammenhang der Leitfähigkeit des Mn_5Ge_3 und der Dotierung der Ge-Schicht ist, welche zur Germanidierung verwendet wird.

Bei den durchgeführten Messungen war das niedrige Hanle-Signal auch durch die geringe Spindiffusionslänge bedingt. Die Verbesserung der Spindiffusionslänge ist durch eine

5. Kapitel

Spininjektion in p-Ge mit 4-Terminal-Strukturen

Optimierung der Beweglichkeit des Kanalgebiets möglich. Dies kann durch eine Anpassung des Kanalmaterials erfolgen: (1) Eine Verringerung der Dotierstoffhöhe von Ge führt aufgrund der geringeren Anzahl von ionischen Störstellen zu einer höheren Beweglichkeit. (2) Die Verwendung von GeSn als Kanalmaterial eignet sich aufgrund der intrinsisch höheren Beweglichkeit von GeSn gegenüber Ge. (3) Die Verwendung einer MODFET-Struktur mit einem zweidimensionalen Elektron- bzw. Löchergas als Kanalgebiet ist sinnvoll, da sich mit MODFET-Strukturen sehr hohe Beweglichkeiten erzielen lassen. Im nächsten Kapitel wird deshalb auf Hochbeweglichkeitskanäle basierend auf MODFET-Strukturen eingegangen.

6. Hochbeweglichkeitskanäle für die Spininjektion

Hochbeweglichkeitskanäle für die Spininjektion können unter anderem durch undotierte Ge-Schichten, $\text{Ge}_x\text{Sn}_{1-y}$ -Schichten oder MODFET-Strukturen realisiert werden. Der Vorteil dieser Strukturen mit hoher Beweglichkeit liegt darin begründet, dass der für zentrosymmetrische Halbleiter dominante Spinrelaxationsmechanismus durch die Eliot-Yafet-Relaxation gegeben ist. Somit können für Schichten mit hoher Beweglichkeit auch große Spinlebensdauern und Spindiffusionslängen erwartet werden. In diesem Kapitel werden SiGe-MODFET-Strukturen zur Realisierung von Hochbeweglichkeitskanälen untersucht. Am IHT wurde bereits ausführlich an SiGe-MODFETs auf Si(100) geforscht [108] und es wurden erste Versuche zu SiGe-MODFETs auf Si(111) in Kooperation mit der UCLA im Rahmen der Dissertation von *Li-Te Chang* [37] durchgeführt. Auf diesem Wissen aufbauend werden im Rahmen dieser Arbeit weitere SiGe-MODFETs auf Si(111) gewachsen. Die gewachsenen Schichten werden mit Raman-Messungen sowie TEM-Bildern charakterisiert und bezüglich ihrer Beweglichkeit mittels einer Hall-Messung analysiert.

6.1. Probenübersicht

Die hohe Beweglichkeit von MODFET-Strukturen wird dadurch erzielt, dass das Kanalgebiet intrinsisch ist und somit frei von Streuzentren an Dotierstoffen. Durch eine geeignete Wahl der verwendeten Heterostruktur bildet der Kanal einen Quantentopf mit besetzbaren Energiezuständen unterhalb des Fermi-niveaus. Mit Hilfe einer dotierten Schicht in der Nähe des Kanalgebiets können Ladungsträger in den Quantentopf gelangen und dort ein zweidimensionales Elektron- bzw. Löchergas (2DEG bzw. 2DHG) bilden. Für die Ladungsträger im Kanalgebiet erfolgt der Ladungsträgertransport aufgrund der Abwesenheit von durch Dotierstoffen hervorgerufenen Streuzentren idealerweise ballistisch mit einer sehr hohen Beweglichkeit der Ladungsträger. Die dotierte Schicht kann hierbei als Sb- δ -Dotierung realisiert sein. Entscheidend für einen Hochbeweglichkeitskanal ist neben der guten Schichtqualität des Kanals der optimale Abstand der dotierten Schicht vom Kanal. Ein zu geringer Abstand führt zur Fernstreuung der Ladungsträger an den Dotierstoffen („remote scattering“) und einer Verringerung der Beweglichkeit [109] [110]. Ein zu großer Abstand führt dazu, dass nicht genug Ladungsträger in den Kanal gelangen können und sich ein parasitärer Kanal durch die dotierte Schicht ausbildet: Der Ladungstransport erfolgt dann nicht im Hochbeweglichkeitskanal, sondern im parasitären

6. Kapitel

Hochbeweglichkeitskanäle für die Spininjektion

Kanal mit geringer Beweglichkeit. Der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise von MODFETs sind in Abb. 6.1 mit dem Schichtaufbau und dem simulierten Bandverlauf sowie der simulierten Verteilung der Ladungsträgerkonzentration der Probe SiGe(111)Ref gezeigt.

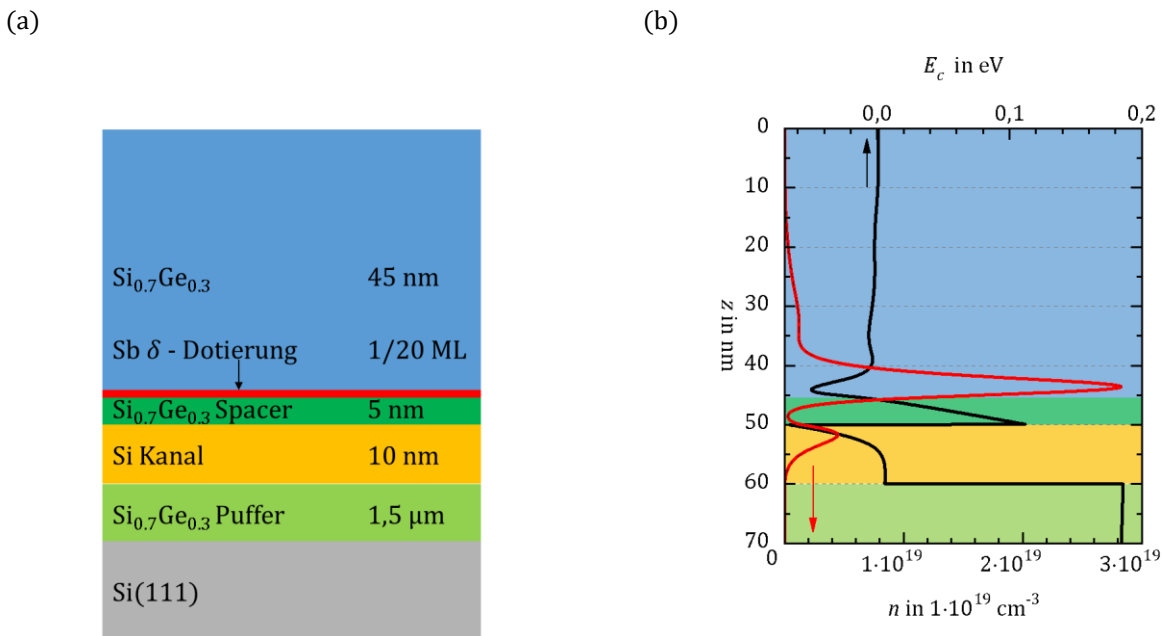


Abb. 6.1: (a) Schichtaufbau und (b) simulierter Bandverlauf (schwarz) mit Ladungsträgerkonzentration (rot) der Probe SiGe(111)Ref.

Eine Übersicht der untersuchten MODFET-Strukturen ist in Tab. 6.1 aufgezeigt. Die Probe SiGe(100)Ref aus früheren nicht veröffentlichten Institutsarbeiten von *Jens Werner* und die Probe SiGe(111)Ref, welche in der der Dissertation von *Li-Te Chang* [37] behandelt wurde, dienen als Referenz für funktionierende MODFET-Strukturen auf Si(100) und Si(111). Die beiden Proben unterscheiden sich in der Spacerdicke und bei gleichem Anteil der Sb- δ -Dotierung aufgrund der unterschiedlichen Substratorientierung in der Dotierstoffdicke δ_s . Bei den Proben SiGe(111) $d_{\text{spacer}}/i_{\text{delta}}$ (mit $d_{\text{spacer}} = 5, 8, 10$ und $i_{\text{delta}} = 20, 40$) sind die Spacerdicke und die Sb- δ -Dotierung variiert. Hierbei bezieht sich der Name SiGe(111) $d_{\text{spacer}}/i_{\text{delta}}$ auf die Spacerdicke in Nanometer sowie die Dicke der Sb- δ -Dotierung $d_{\text{delta}} = 1/i_{\text{delta}}$ in Monolagen.

Tab. 6.1: Übersicht der MODFET-Strukturen der Probenserie F.

Probe	Spacerdicke in nm	Sb- δ -Dotierung in Monolagen	δ_s -Dotierung in cm^{-2}
SiGe(100)Ref	10	1/20	$3,5 \cdot 10^{13}$
SiGe(111)Ref	5	1/20	$4,9 \cdot 10^{13}$
SiGe(111)5/20	5	1/20	$4,9 \cdot 10^{13}$
SiGe(111)8/20	8	1/20	$4,9 \cdot 10^{13}$
SiGe(111)8/40	8	1/40	$2,45 \cdot 10^{13}$
SiGe(111)10/40	10	1/40	$2,45 \cdot 10^{13}$
SiGe(111)10/20	10	1/20	$4,9 \cdot 10^{13}$

Die Probe SiGe(111)5/20 ist hierbei nominell gleich wie die Probe SiGe(111)Ref. Zur Messung der Beweglichkeit sind die Proben in ca. $A = 1 \text{ cm}^2$ große Bruchstücke gesägt und bilden mit Kontakten aus In an den Ecken eine Van-der-Pauw-Struktur. Der schematische Aufbau der Van-der-Pauw-Struktur kann im Anhang C.1 gefunden werden.

Der Schichtaufbau startet zunächst mit dem Wachstum einer i-Si-Schicht mit $d_{Si} = 50 \text{ nm}$ bei einer Substrattemperatur $T_{sub} = 740 \text{ }^\circ\text{C}$, um eine defektfreie Si-Oberfläche zu erhalten. Es folgt eine $d_{SiGe} = 50 \text{ nm}$ Si_{0,95}Ge_{0,05}-Schicht bei $T_{sub} = 740 \text{ }^\circ\text{C}$. Im nächsten Schritt wird über eine Dicke $d_{VS,SiGe} = 1,5 \text{ }\mu\text{m}$ ein graduiertes Si_{1-x}Ge_x-Puffer bei $T_{sub} = 680 \text{ }^\circ\text{C}$ gewachsen, bei dem der Ge-Anteil von $x = 5 \text{ \%}$ auf $x = 30 \text{ \%}$ linear gesteigert wird. Dieser graduierte SiGe-Puffer bildet ein virtuelles Si_{0,7}Ge_{0,3}-Substrat mit hoher Kristallqualität. Nach einer weiteren Si_{0,7}Ge_{0,3}-Schicht mit $d_{SiGe} = 500 \text{ nm}$ folgt der Si-Kanal mit einer Dicke von $d_{kanal} = 10 \text{ nm}$. Die Gitterfehlpassung von SiGe und Si führt zu einer Verspannung des Si-Kanals und zur Ausbildung eines Quantentopfs. Nach einer, je nach Probe variabel dicken, Si_{0,7}Ge_{0,3}-Spacerschicht wird eine variabel dicke Sb- δ -Dotierung gewachsen. Um eine Segregation des Sb zu verhindern wird die abschließende Si_{0,7}Ge_{0,3}-Deckschicht mit $d_{SiGe} = 45 \text{ nm}$ bei einer niedrigeren Temperatur $T_{sub} = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ gewachsen. Der simulierte Verlauf des Leitungsbandes zeigt die Entstehung des Quantentopfs an der Grenzfläche zwischen dem Si-Kanal und dem SiGe-Spacer (bei $z = 50 \text{ nm}$). Die Wellenfunktion der Elektronen der Sb- δ -Dotierung reicht bis in diesen Quantentopf und bildet so ein 2DEG. Idealerweise sind alle Elektronen der Sb- δ -Dotierung aufgrund der niedrigeren Energieniveaus im Quantentopf. Aus der simulierten Elektronenverteilung lässt sich für die Probe SiGe(111)Ref feststellen, dass ein Großteil der Elektronen noch im Bereich der Sb- δ -Dotierung liegt und sich nur ein kleiner Teil der Elektronen im Kanal-Gebiet befindet. Dies

6. Kapitel

Hochbeweglichkeitskanäle für die Spininjektion

führt oberhalb des Si-Kanals zu einer Ausbildung eines parasitären Sb-Kanals, in welchem sich die Ladungsträger aufgrund der extrem hohen Dotierstoffdichte nicht mehr ballistisch bewegen. Der parasitäre Kanal führt zu einer Reduzierung der Beweglichkeit. Zur Optimierung der MODFET-Strukturen auf Si(111) variieren die Proben der Serie F in der Dicke des Spacers und der Dicke der Sb- δ -Dotierung.

6.2. Schichtanalyse

Die gewachsenen Schichten werden mit Hilfe von TEM-Bildern sowie einer Raman-Messung bezüglich ihrer Kristallqualität bzw. ihres Ge-Gehalts analysiert. In Abb. 6.2a und b sind die niedrig aufgelösten TEM-Aufnahmen der Proben SiGe(111)Ref und SiGe(111)5/20 dargestellt. Die TEM-Aufnahme der Probe SiGe(111)Ref zeigt den kristallinen SiGe-Puffer, den Si-Kanal und den SiGe-Spacer mit vereinzelt Defekten. Ab dem Beginn der Sb- δ -Dotierung bilden sich viele Versetzungen aus, welche sich komplett durch die SiGe-Deckschicht bis hin zur SiO₂-Grenzfläche durchziehen. In der nominell gleich gewachsenen Probe SiGe(111)5/20 zeigt sich ähnliches Verhalten. Bis zur Sb- δ -Dotierung sind kaum Defekte zu erkennen, darüber setzen die Versetzungslinien ein und ziehen sich komplett durch bis zur Oberfläche. Der Grund für den Beginn der Versetzungen könnte in einer zu hoch gewählten Dichte der Sb- δ -Dotierung oder in einer falsch gewählten Wachstumstemperatur der SiGe-Deckschicht liegen. In Abb. 6.2c und d sind die HR-TEM-Aufnahmen des Kanals der Proben SiGe(111)Ref und SiGe(111)5/20 gezeigt. Bei beiden Proben sind die Gitterlinien der kubischen Diamantstruktur sowohl der SiGe- als auch der Si-Schichten mit guter Kristallqualität ohne Defekte im Kanalgebiet zu erkennen. Die aus den TEM-Bildern bestimmte Dicke des Kanals $d_{kanal} = 10 \text{ nm} \pm 1 \text{ nm}$ stimmt für beide Proben mit der nominellen Kanaldicke überein.

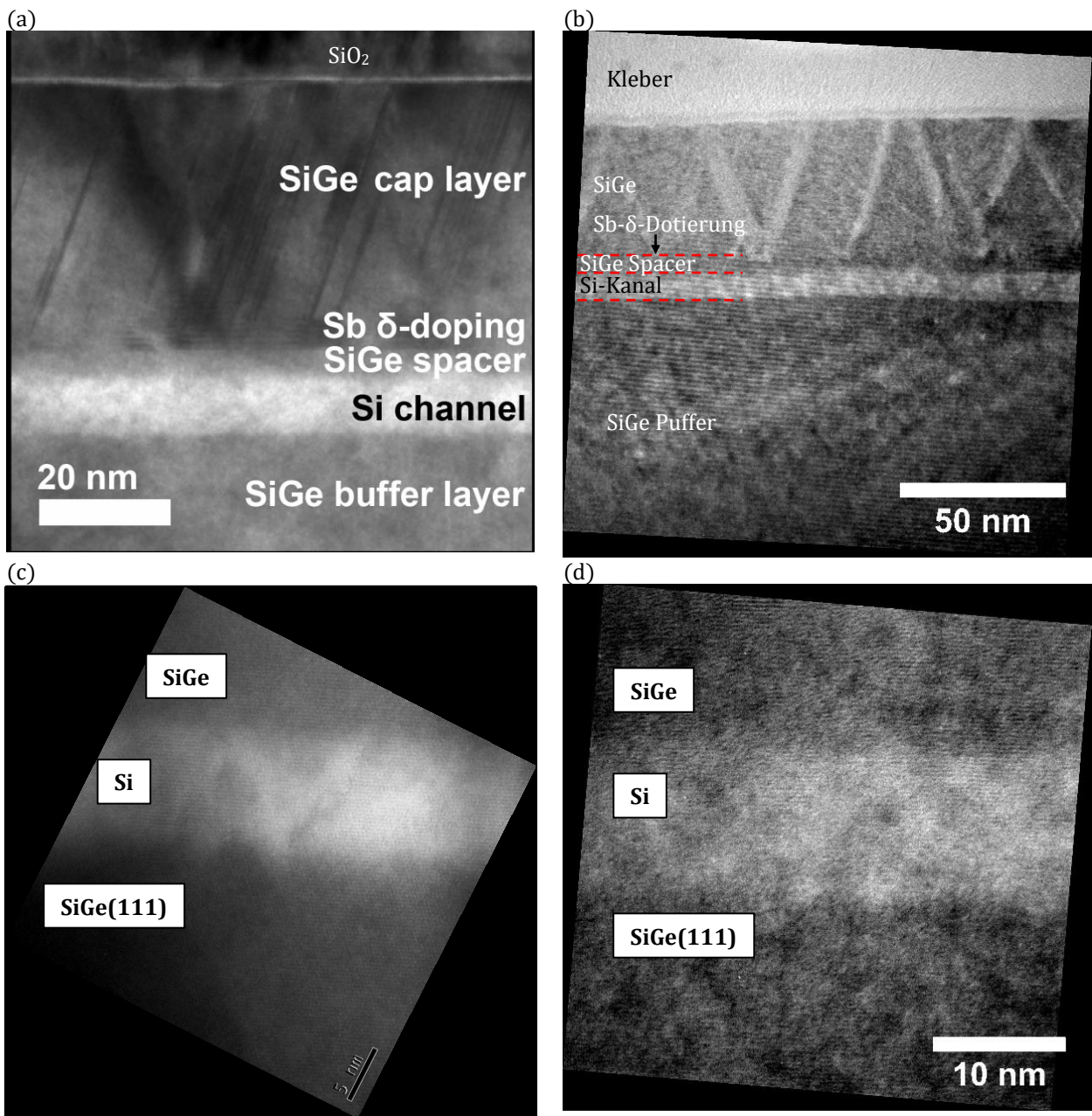


Abb. 6.2: (a) TEM-Aufnahme des Si-Kanals der Probe SiGe(111)Ref und (b) der Probe SiGe(111)5/20. Ab der Sb- δ -Modulationsdotierung setzen Versetzungslinien ein, die sich bis zur Oberfläche ausbreiten. HR-TEM-Aufnahme des Si-Kanals (c) der Probe SiGe(111)Ref und (d) der Probe SiGe(111)5/20.

Mithilfe der Raman-Spektroskopie können Verspannungsgrad ε sowie die Ge-Konzentration x in der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierung ermittelt werden. Der hierfür verwendete Laser emittiert Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 633 \text{ nm}$. Die Messungen sind durch Kalibrierungsmessungen an einem Si-Wafer auf eine Ramanverschiebung von $\omega = 520 \text{ cm}^{-1}$ kalibriert. Die Ramanspektren aller SiGe(111)-Proben der Probenserie F sind in Abb. 6.3a gezeigt. Für alle Proben sind die drei Schwingungsmoden der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierung $\omega_{\text{Si-Si}}$, $\omega_{\text{Si-Ge}}$, $\omega_{\text{Ge-Ge}}$ sowie die

6. Kapitel

Hochbeweglichkeitskanäle für die Spininjektion

Schwingungsmodus des Si-Substrats $\omega_{Si-Si-Substrat}$ erkennbar. Zum besseren Vergleich der Proben ist das Ramanspektrum in Abb. 6.3b in einem kleineren Bereich dargestellt und zeigt die Schwingungsmode ω_{Si-Si} .

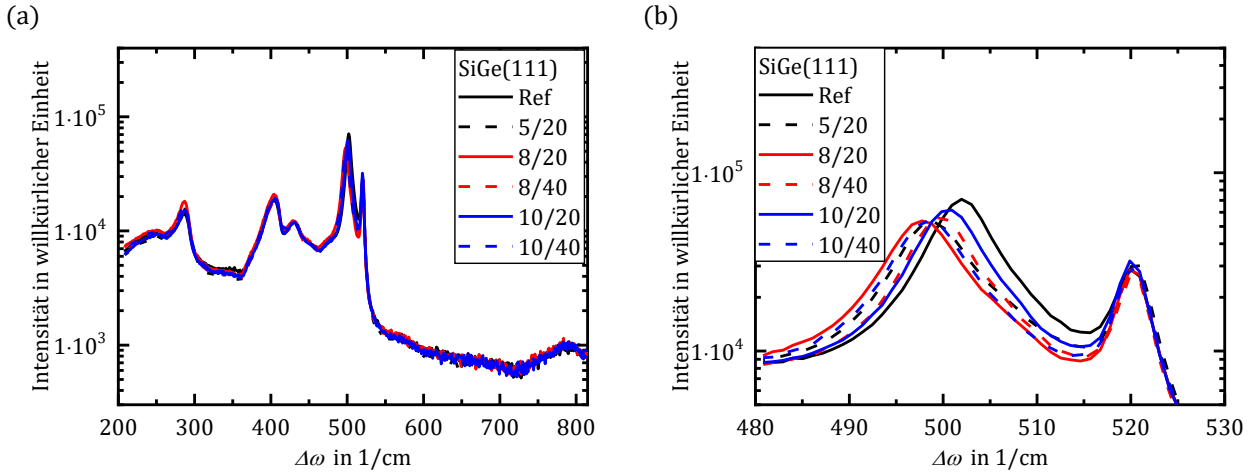


Abb. 6.3: (a) Ramanspektren der SiGe(111)-MODFETs, aufgenommen in der Wafermitte. Neben den drei Schwingungsmoden der $Si_{1-x}Ge_x$ -Legierung ω_{Si-Si} , ω_{Si-Ge} , ω_{Ge-Ge} kann der Ramanshift des Si-Substrates beobachtet werden. (b) Vergrößerung des Bereichs der Schwingungsmode ω_{Si-Si} .

Aus der Position der Schwingungsmoden kann die Ge-Konzentration und die Verspannung abgeschätzt werden (siehe Anhang D.6). Die extrahierten Werte für die Ge-Konzentration und die Verspannung sind in Tab. 6.2 zusammengefasst. Für die Probe SiGe(111)Ref unterscheidet sich die Ge-Konzentration $x_{SiGe(111)Ref} = 24,6 \%$ deutlich von der nominellen Ge-Konzentration $x_{nominell} = 30 \%$. Die Ge-Konzentrationen der Proben mit 1/40 Monolagen liegen mit $x_{SiGe(111)10/40} = 27,2 \%$ bzw. $x_{SiGe(111)8/40} = 28 \%$ ebenso unter der nominellen Konzentration. Für die weiteren Proben mit 1/20 Monolagen liegen die Ge-Konzentrationen mit $x_{SiGe(111)5/20} = 29,6 \%$, $x_{SiGe(111)8/20} = 29,7 \%$, $x_{SiGe(111)10/20} = 29,3 \%$ sehr nahe an dem nominellen Wert. Die Druckverspannung der SiGe(111)-Proben liegt bei allen Proben im Rahmen der Ungenauigkeit der Messung in einem ähnlichen Bereich bei $\varepsilon_{||} \approx -0,40 \%$.

Tab. 6.2: Aus den Ramanspektren bestimmte Ge-Konzentration x und Verspannung ϵ_{\parallel} der Probenserie F.

Probe	x	ϵ_{\parallel}
SiGe(111)Ref	24,6 %	-0,40 %
SiGe(111)5/20	29,6 %	-0,39 %
SiGe(111)8/20	29,7 %	-0,53 %
SiGe(111)8/40	28,0 %	-0,42 %
SiGe(111)10/20	29,3 %	-0,47 %
SiGe(111)10/40	27,2 %	-0,38 %

6.3. Beweglichkeit von SiGe-MODFET-Strukturen

Das Potential von MODFET-Strukturen kann durch die Beweglichkeit der Probe SiGe(100)Ref gezeigt werden (siehe Abb. 6.4a). Mit sinkender Temperatur steigt die Beweglichkeit typisch für eine MODFET-Struktur an. Die Elektronenbeweglichkeit dieser MODFET-Struktur liegt bei $T_{Probe} = 13$ K bei $\mu_{hall} = 13,8 \cdot 10^3$ cm²/Vs und ist deutlich über der Elektronenbeweglichkeit von intrinsischem Ge ($\mu_{Ge,e} = 3900$ cm²/Vs). Mit der Elliot-Yafet-Streuung als dominantem Relaxationsmechanismus für zentrosymmetrische Halbleiter kann für diese hohe Beweglichkeit eine deutlich höhere Spinlebensdauer sowie Spindiffusionslänge erwartet werden. Mit sinkender Temperatur nimmt die Ladungsträgerdichte ab (siehe Abb. 6.4b), bei tiefen Temperaturen $T_{Probe} < 70$ K bleibt die Ladungsträgerdichte nahezu konstant bei $n_s \approx 1 \cdot 10^{12}$ cm⁻².

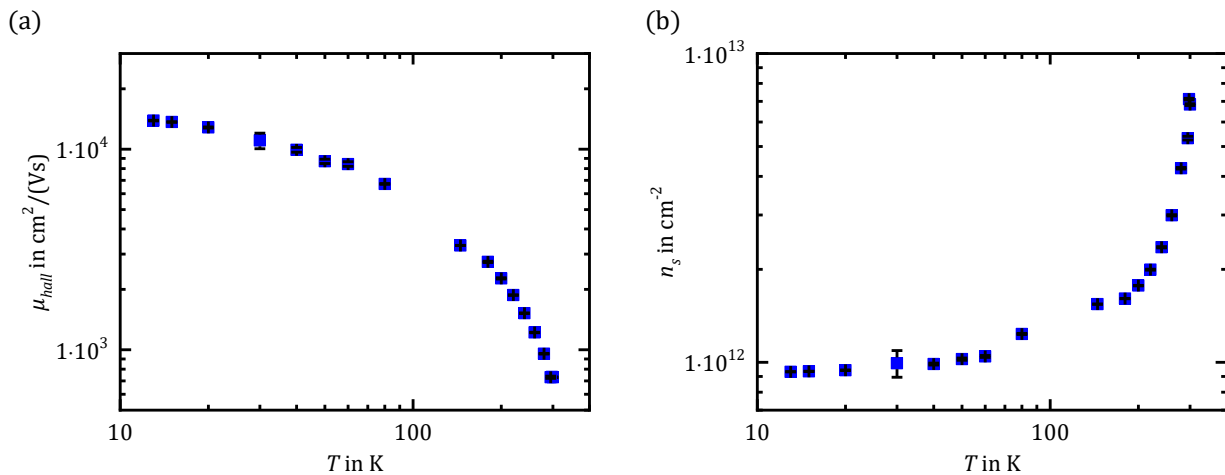


Abb. 6.4: (a) Beweglichkeit und (b) Ladungsträgerdichte der Probe SiGe(100)Ref.

Dieses typisches Verhalten für eine MODFET-Struktur ist darin begründet, dass mit sinkender Temperatur die Ladungsträger in den Schichten außerhalb des Kanalgebiets

6. Kapitel

Hochbeweglichkeitskanäle für die Spininjektion

ausfrieren und sich bei tiefen Temperaturen nur noch Ladungsträger im Kanalgebiet befinden. Für einen idealen Transfer der Ladungsträger von Sb- δ -Dotierung in das Kanalgebiet werden zwei Fälle unterschieden [108]: 1. alle Ladungsträger gelangen in das Kanalgebiet, die Ladungsträgerdichte des Kanalgebiets entspricht der Ladungsträgerdichte der Sb- δ -Dotierung $n_{s,ideal} = \delta_s = 3,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. 2. Die Ladungsträgerdichte der Sb- δ -Dotierung ist höher als die maximale Ladungsträgerdichte des Kanals $n_s = n_{s,max}$, der Überschuss der Ladungsträger bleibt in der Sb- δ -Dotierung und kann nicht in den Kanal gelangen. Dies hängt von dem „Confinement“ (Einschränkung) der Elektronen im Quantentopf des 2DEG ab. Die gemessene Ladungsträgerdichte liegt dabei eine Größenordnung von der berechneten Ladungsträgerdichte entfernt, das „Confinement“ der Ladungsträger ist somit nicht perfekt. Für eine MODFET-Struktur mit hoher Beweglichkeit ist neben der Kristallqualität des Kanalgebiets ebenso entscheidend, dass ausreichend Ladungsträger im Kanalgebiet vorhanden sind. Die Beweglichkeit der hergestellten SiGe(111)-Proben ist in Abb. 6.5 dargestellt. Die Probe SiGe(111)Ref zeigt eine für MODFET-Strukturen typische, mit sinkender Temperatur steigende Beweglichkeit. Der aus der Hall-Messung hervorgehende Ladungsträgertyp ist n-Typ-artig.

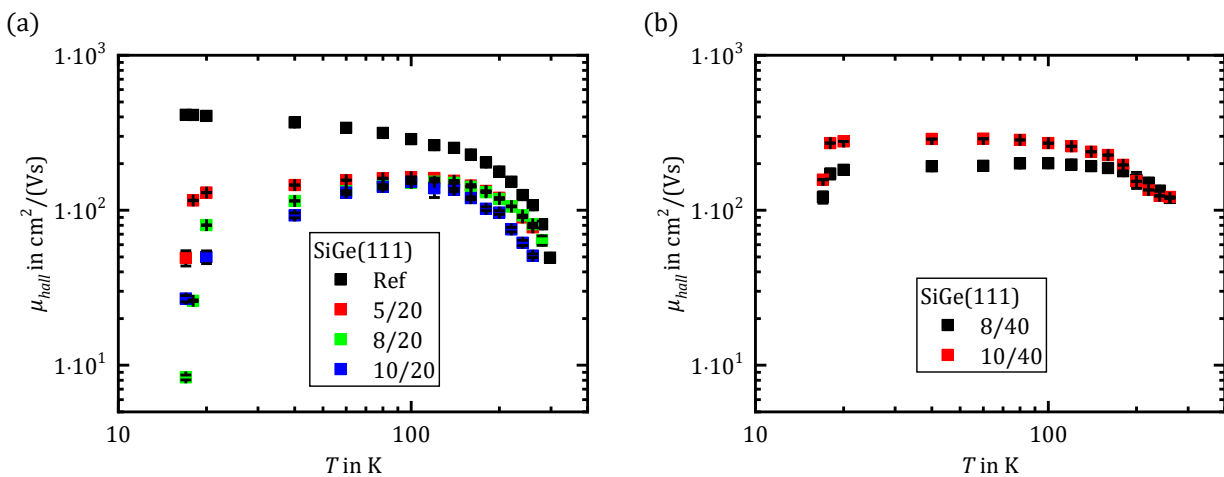


Abb. 6.5: Einfluss der Spacerdicke auf die Beweglichkeit der SiGe(111)-Proben mit (a) 1/20 Monolagen und (b) 1/40 Monolagen der Sb- δ -Dotierung.

Die Beweglichkeit der hergestellten Proben ist im Vergleich zur Probe SiGe(100)Ref um zwei Größenordnungen geringer. Im Gegensatz zu der nominell gleich gewachsenen Probe SiGe(111)Ref sinkt die Beweglichkeit der Probe SiGe(111)5/20 ab $T \approx 100$ K. Dieses Temperaturverhalten der Beweglichkeit entspricht nicht dem eines

Hochbeweglichkeitskanals, sondern dem einer dotierten Halbleiterschicht. Der aus der Hall-Messung hervorgehende Ladungsträgertyp ist dabei p-Typ-artig und nur bei der tiefsten Temperatur $T_{Probe} = 18\text{ K}$ n-Typ-artig. Die weiteren Proben mit 1/20 Monolage der Sb- δ -Dotierung zeigen, unabhängig von der Spacerdicke, nahezu die gleichen Beweglichkeiten, eine Verringerung der Beweglichkeit ab $T \approx 150\text{ K}$, sowie ein p-Typ-artiges Verhalten und somit ebenfalls keinen Hochbeweglichkeitskanal. Der nicht vorhandene Einfluss der Spacerdicke auf die Beweglichkeit sowie das p-Typ-artige Verhalten spricht für das Vorhandensein eines dominanten parasitären Kanals, welcher durch die Versetzungen in der Deckschicht hervorgerufen wird. Die höhere Beweglichkeit der Proben mit 1/40 Monolage der Sb- δ -Dotierung spricht für einen geringeren Einfluss des parasitären Versetzungskanals. Die geringere Sb- δ -Dotierung führt zu weniger Versetzungen in der Deckschicht und so zu einer höheren Beweglichkeit. Die Beweglichkeit der Schichten ergibt sich aus einer Kombination des Si-Kanals, des parasitären $n^{++}(\text{Sb})$ -Kanals und des parasitären Kanals, hervorgerufen durch die Versetzungen. Durch eine Vergrößerung der Spacerdicke ist eine größere Beweglichkeit erkennbar. Der größere Abstand zum Kanal führt dazu, dass sich weniger Streuzentren in der Nähe des Kanals befinden, die Fernstreuung an Dotierstoffen reduziert wird und so die Beweglichkeit vergrößert ist. Die Ladungsträgerdichte der Proben SiGe(111)Ref und SiGe(111)5/20 in Abb. 6.6 zeigen ein unterschiedliches Temperaturverhalten. Bei Raumtemperatur haben beide Proben die gleiche Ladungsträgerdichte, die Probe SiGe(111)Ref zeigt für sinkende Temperaturen die für MODFET-Strukturen zu erwartende Abnahme der n-Typ-artigen Ladungsträgerdichte. Im Gegensatz dazu fällt für die Probe SiGe(111)5/20 die p-Typ-artige Ladungsträgerdichte zunächst, steigt dann aber ab einer Temperatur von $T = 150\text{ K}$ wieder an. Dieses für MODFET-Strukturen atypische Verhalten lässt sich nur durch das Vorhandensein eines bzw. mehrerer parasitärer Kanäle erklären.

6. Kapitel

Hochbeweglichkeitskanäle für die Spininjektion

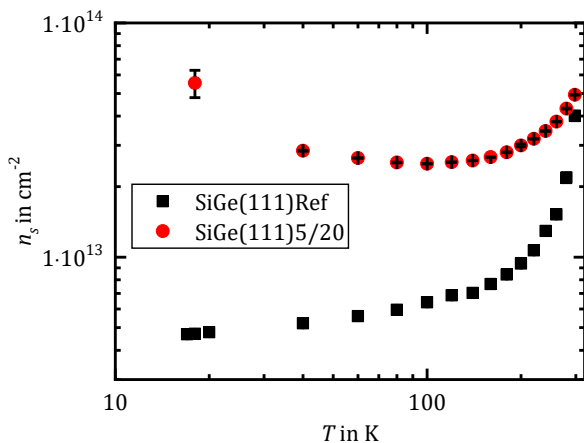


Abb. 6.6: Vergleich der Ladungsträgerdichte der Probe SiGe(111)Ref und SiGe(111)5/20.

6.4. Zusammenfassung und Ausblick

❖ Zusammenfassung

Um im Vergleich zu Ge höhere Beweglichkeiten zu erzielen, wurden SiGe-MODFET-Strukturen gewachsen und mittels Hall-Messung, Transmissionselektronenmikroskopie und Raman-Messung analysiert. Die Beweglichkeit einer SiGe-MODFET-Struktur auf Si(100)-Substrat lag bei $\mu_{hall} = 13,8 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und zeigte das Potential zur Vergrößerung der Beweglichkeit. Die Analyse von SiGe-MODFET-Strukturen auf Si(111)-Substraten zeigte, dass die Strukturen geringe Beweglichkeiten $\mu_{hall} < 420 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ besitzen, welche aus einer geringen Kristallqualität der SiGe-Deckschicht resultieren. Durch die Variation des Abstands der Sb- δ -Dotierung vom Si-Kanal bzw. der Dotierstoffkonzentration der Sb- δ -Dotierung konnte keine Verbesserung der Beweglichkeit erzielt werden. Mit Hilfe von MODFET-Strukturen lassen sich hohe Beweglichkeiten erzielen, jedoch sind die Beweglichkeiten der am IHT hergestellten MODFET-Strukturen auf Si(111) deutlich geringer als auf Si(100). Der aus den TEM-Bildern ersichtliche Beginn von Versetzungen ab der Sb- δ -Dotierung führte zu dem Schluss, dass eine Optimierung des Wachstums der Sb- δ -Dotierung und der darüber liegenden SiGe-Schicht nötig ist. Mögliche Gründe für die Versetzungen in der SiGe-Schicht sind einerseits ein zu hoher Sb-Fluss, was zu einer zu dicken Sb-Schicht führt und somit das Wachstum beeinträchtigt. Andererseits eine mögliche Segregation des Sb durch eine zu hoch gewählte Wachstumstemperatur, was dazu führt, dass nicht genug Elektronen in den Kanal gelangen können und nur ein parasitärer Kanal gemessen werden kann.

❖ *Ausblick*

Für eine Verbesserung der Beweglichkeit der MODFET-Struktur ist eine Verbesserung der Schichtqualität notwendig. Neben der aufwändigen TEM-Analyse zur Untersuchung der Schichtqualität kann auch mit einer Cr-freien Defektätze die Versetzungsdichte der SiGe-Schicht bestimmt werden [111]. Dies erlaubt so eine schnelle Analyse der Qualität der obersten SiGe-Deckschicht zur Optimierung des Wachstums.

Der nächste Schritt für spintronische Bauelemente auf Basis einer MODFET-Struktur ist die Herstellung eines ferromagnetischen Kontaktes. Der Ferromagnet kann durch einen zu Mn_5Ge_3 ähnlichen Ausheizprozess von SiGe und Mn zur Erzeugung von $\text{Mn}(\text{SiGe})$ mit $T_c > 150$ K erzeugt werden [37], womit auch Spininjektion in eine SiGe-MODFET-Struktur gezeigt werden konnte. Eine Alternative besteht darin, statt eines SiGe MODFETs mit Si-Kanal einen Ge-MODFET mit SiGe Kanal zu verwenden (siehe Abb. 6.7). Der Vorteil dieser Struktur besteht darin, dass als Ferromagnet Mn_5Ge_3 mit dem in dieser Arbeit gezeigten Ausheizprozess verwendet werden kann. Durch eine gezielte Wahl der Schichtdicke der Ge-Schicht sowie der Ausheiztemperatur ist es möglich, das Mn_5Ge_3 so nah wie möglich an den Kanal zu führen und so einen optimalen Kontakt zum Kanal zu erhalten. Bei geeignet dünner Ge-Schicht und einer Ausheiztemperatur $T_{\text{anneal}} < 300$ K kann sich nur Mn_5Ge_3 bilden, da sich $\text{Mn}(\text{SiGe})$ erst ab $T_{\text{anneal}} > 360$ K bildet [37]. Daraus resultiert, dass die Umwandlung von Mn und Ge zu Mn_5Ge_3 beim SiGe-Kanal stoppt und es sich um einen selbstlimitierenden Prozess handelt.

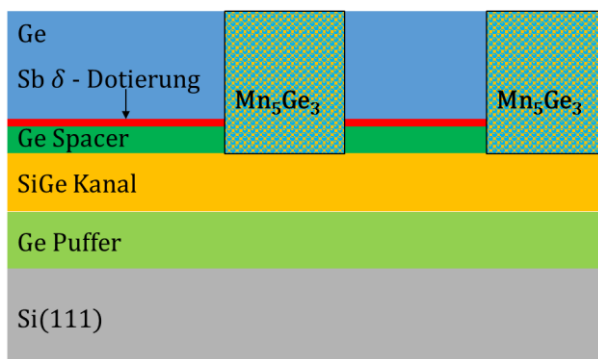


Abb. 6.7: Ge-MODFET mit SiGe-Kanal. Die Kontaktierung des Kanals erfolgt durch die selbstlimitierende Germanidierung von Mn zu Mn_5Ge_3 .

7. Photodioden und Leuchtdioden mit ferromagnetischen Kontakten

In diesem Kapitel werden Photodioden und Leuchtdioden mit ferromagnetischen Kontakten analysiert und ihre Eignung als Spin-Photodioden bzw. Spin-LEDs überprüft. Die Photodioden und Leuchtdioden sind als Ge-p-i-n-Strukturen auf Si(111) mit ferromagnetischen Mn_5Ge_3 -Kontakten realisiert. Dabei wird aufgezeigt, welchen Einfluss die ferromagnetischen Kontakte aus Mn_5Ge_3 im Vergleich zu Kontakten aus Al auf das Diodenverhalten haben. Nach der Vorstellung der untersuchten Proben werden in den folgenden Unterkapiteln die Stromdichte-Spannungs-Kennlinien der Dioden mit Mn_5Ge_3 -Kontakten und Al-Kontakten verglichen sowie die extrahierten Serienwiderstände, Schichtwiderstände und Kontaktwiderstände gegenübergestellt. Durch eine Photostrom- und eine Elektrolumineszenzmessung bei Raumtemperatur wird überprüft, ob sich die Proben für weitere Untersuchungen durch polarisationsabhängige Photostrom- und Elektrolumineszenzmessungen eignen und auf diese Weise Spin-Photodioden und Spin-LEDs realisiert werden können.

7.1. Probenübersicht

Die in diesem Kapitel untersuchten Proben sind zu Dioden prozessierte Ge-p-i-n-Schichten (siehe Tab. 7.1) und unterscheiden sich nur in der Metallisierung. Der Probenname „pin(111)x“ ergibt sich aus der Metallisierung der p-i-n-Diode, mit „x“ = Al, Mn/Al oder $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Al}$. Die erste Probe pin(111)Al besitzt eine $d_{\text{Al}} = 400$ nm per Lift-Off strukturierte Al-Metallschicht. Die zweite Probe pin(111)Mn/Al besitzt eine $d_{\text{Mn}} = 30$ nm Mn-Schicht und $d_{\text{Al}} = 160$ nm Al-Schicht. Die dritte Probe pin(111) $\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Al}$ hat nach der Strukturierung der $d_{\text{Mn}} = 30$ nm Mn- und $d_{\text{Al}} = 160$ nm Al-Schicht als einzige Probe zusätzlich einen Ausheizschritt erfahren, damit sich das ferromagnetische Mn_5Ge_3 bilden kann. Dabei wurde die Probe bei $T_{\text{probe}} = 300$ °C für $dT/dt = 5$ K/min ausgeheizt.

7. Kapitel

Photodioden und Leuchtdioden mit ferromagnetischen Kontakten

Tab. 7.1: Probenübersicht der p-i-n-Dioden mit verschiedenen Metallisierungen.

	pin(111) Al	pin(111) Mn/Al	pin(111) Mn ₅ Ge ₃ /Al
Ausheizen			300 °C
Al	400 nm	160 nm	160 nm
Mn		30 nm	30 nm
n-Ge		100 nm	
		160 °C	
i-Ge		300 nm	
		160 °C	
Ausheizen		820 °C	
p-Ge VS		100 nm	
		330 °C	
p-Si		400 nm	
		600 °C	
Substrat		Si(111)	

7.2. Einfluss der Metallisierung auf das Diodenverhalten

Die Stromdichte-Spannungs-Kennlinien der drei Proben für eine Diodengröße von $A_{Dioden} = 314 \mu\text{m}^2$ ist in Abb. 7.1a dargestellt. Dabei ist nur eine sehr geringe Abhängigkeit von der Metallisierung der Proben festzustellen. Die Kennlinien unterscheiden sich nur sehr geringfügig und dieser Unterschied ist nicht durch die Metallisierung hervorgerufen. Dies zeigt sich auch in der extrahierten Idealität für die drei Proben, welche bei allen drei Proben bei $\eta_{id} = 1,66 \pm 0,02$ liegt. Somit ist sichergestellt, dass die unterschiedlichen Metallisierungen, insbesondere das Ausheizen der Probe pin(111)Mn₅Ge₃/Al zur Herstellung der ferromagnetischen Mn₅Ge₃-Kontakten, keinen negativen Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften der Dioden hat. Hierdurch ist sichergestellt, dass Mn nicht in die intrinsische Ge-Schicht diffundiert und zu einer Verschlechterung der Dioden führt. Abb. 7.1b zeigt die extrahierten Serienwiderstände der Proben pin(100)Al und pin(111)Mn₅Ge₃/Al in Abhängigkeit der Diodengröße. Unabhängig von der Diodengröße lässt sich keine Auswirkung der Metallisierung auf den Serienwiderstand feststellen. Dies liegt daran, dass sich der Serienwiderstand bei den verwendeten Diodenstrukturen hauptsächlich aus den Schichtwiderständen der Halbleiterschichten ergibt: Der Serienwiderstand hängt nur in sehr geringem Maße von der Leitfähigkeit der Metallisierung ab und der Kontaktwiderstand des Metall-Halbleiter-Kontaktes zeigt nur bei sehr kleinen Diodengrößen einen Einfluss auf den Serienwiderstand [112].

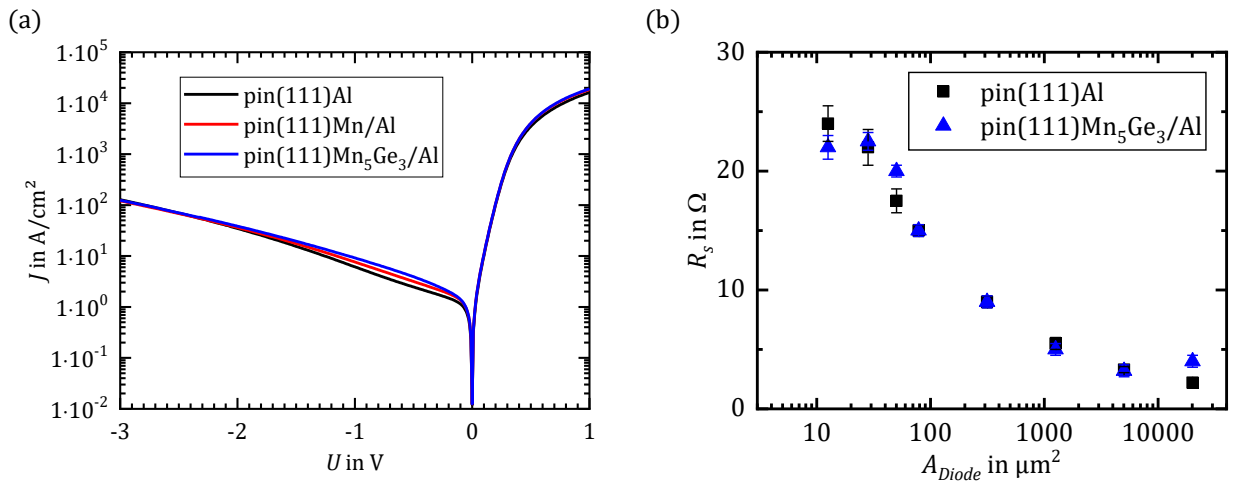


Abb. 7.1: (a) Stromdichte-Spannungs-Kennlinie für Dioden mit drei verschiedenen Metallisierungen. (b) Extrahierte Serienwiderstände für verschiedene Diodengrößen.

Abb. 7.2a zeigt die Schichtwiderstände für die verschiedenen Metallisierungen. Für die obere n-Ge-Schicht zeigt sich kein Einfluss der Metallisierung auf den Schichtwiderstand. Dies zeigt, dass es zu keiner Diffusion der verschiedenen Metallisierungen in die n-Ge-Schicht kommt, welche den Schichtwiderstand verschlechtern könnten. Der Unterschied der Schichtwiderstände im p-Si lässt sich durch unterschiedliche Ätztiefen bei den drei Proben erklären. Die Ätztiefe für die Probe pin(111)Al beträgt $d_{\text{Ätz}} = (520 \pm 5)$ nm, die Ätztiefe für die Probe pin(111)Mn/Al $d_{\text{Ätz}} = (560 \pm 7)$ nm und für die Probe pin(111)Mn₅Ge₃/Al $d_{\text{Ätz}} = (562 \pm 4)$ nm. Aufgrund der geringeren Ätztiefe der Probe pin(111)Al ist die Schichtdicke der p-Si-Schicht größer als die Schichtdicken der anderen Proben, was sich im Schichtwiderstand widerspiegelt.

7. Kapitel

Photodioden und Leuchtdioden mit ferromagnetischen Kontakten

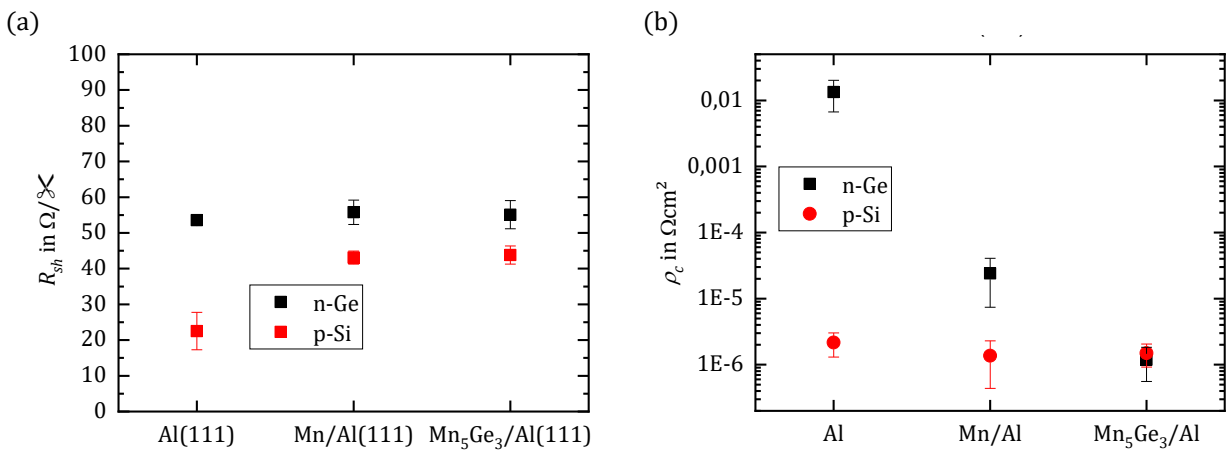


Abb. 7.2: Aus einer TLM-Messung bestimmter (a) Schichtwiderstand und (b) spezifischer Kontaktwiderstand.

In Abb. 7.2b ist der spezifische Widerstand der Proben für die p-Si- und die p-Ge-Schichten dargestellt. Der Kontaktwiderstand zu p-Si liegt bei allen Proben in einem niedrigen Bereich bei $\rho_c \approx 1 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$. Das Ausheizen der Probe hat keine Veränderung des Mn/p-Si-Kontaktes zur Folge. Betrachtet man die Kontaktwiderstände zur n-Ge-Schicht, so zeigt sich für Al/n-Ge der höchste Wert. Dabei handelt es sich um ein in der Literatur bekanntes Problem, welches durch das „Fermi-Level-Pinning“ insbesondere bei Kontakten zu n-Ge auftritt [113] [74]. Durch das Ausheizen der Probe pin(111)Mn₅Ge₃/Al verbessert sich der Kontaktwiderstand im Vergleich zur Probe pin(111)Mn/Al um eine Größenordnung auf $\rho_c \approx 1 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$. Dies lässt sich durch die Umwandlung von Mn und Ge zu Mn₅Ge₃ und der in Kapitel 3.3 gezeigten atomar glatten Grenzfläche begründen. Damit ist gezeigt, dass sich Mn bzw. Mn₅Ge₃ sehr gut als Kontaktmaterial zu n-Ge eignen und das Problem des „Fermi-Level-Pinnings“ bei n-Ge gelöst werden kann.

7.3. Photostrom- und Elektrolumineszenzmessungen

Neben den durch elektrischen Untersuchungen nachgewiesenen Eigenschaften der p-i-n-Dioden ist es auch notwendig, dass diese optisch aktiv sind und als Photodioden bzw. Leuchtdioden funktionieren. An den Dioden werden deshalb Photostrommessungen und Elektrolumineszenzmessungen bei Raumtemperatur durchgeführt. Abb. 7.3a zeigt die aus der Photostrommessung bestimmte optische Empfindlichkeit der Proben pin(111) Al und pin(111)Mn₅Ge₃/Al bei $U_d = 0 \text{ V}$ für eine Diodengröße $A_{Diode} = 1256 \mu\text{m}^2$ und eine eingestrahlte optischen Leistung $1 \text{ mW} < P_{opt} < 2 \text{ mW}$ für jede Wellenlänge. Die beiden

Proben zeigen über das gesamte Spektrum die gleiche optische Empfindlichkeit mit dem charakteristischen Abfall der Empfindlichkeit nahe der Bandlücke bei $\lambda > 1450$ nm. Mit dem im Anhang D.2 beschriebenen Verfahren ergibt sich für beide Proben die Bandlücke zu $E_{g,iph} = 0,785 \text{ eV} \pm 0,002 \text{ eV}$.

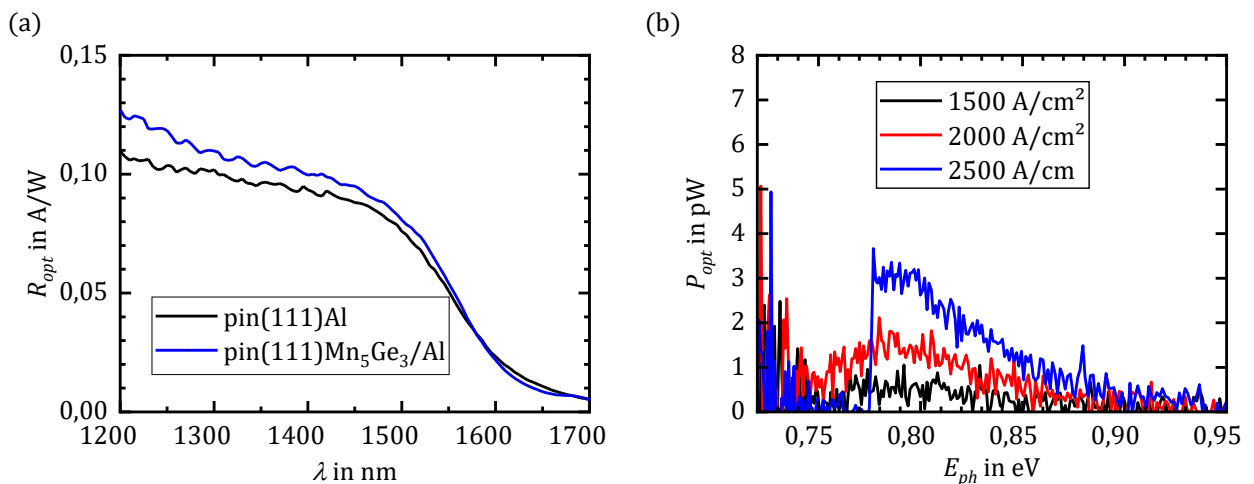


Abb. 7.3: (a) Photostrommessungen bei $U_d = 0 \text{ V}$. (b) Elektrolumineszenzmessungen der Probe pin(111)Mn₅Ge₃/Al.

In Abb. 7.3b ist die Elektrolumineszenzmessung der Probe pin(111)Mn₅Ge₃/Al gezeigt. Bis zu einer Injektionsstromdichte $J_D < 2500 \text{ A/cm}^2$ ist das typische LED-Spektrum zu sehen. Die spektrale Intensität ist mit $I_{EL} < 2 \text{ pA/nm}$ sehr gering. Die Intensität des Elektrolumineszenzspektrums sind für eine aussagekräftige Bestimmung der Bandlücke sowie zur Messung der polarisationsabhängigen Elektrolumineszenz zu gering. Ab einer Injektionsstromdichte $J_D = 2500 \text{ A/cm}^2$ kommt es aufgrund der dünnen Metallisierung von $d_{Metall} = 190 \text{ nm}$ in Verbindung mit der hohen Injektionsstromdichte zu einem Durchbrennen der Metallisierung durch Elektromigration [114] und verhindert so die Extraktion der Bandlücke sowie die Verwendung als Spin-LED.

7.4. Zusammenfassung und Ausblick

❖ Zusammenfassung

Mit dem Ziel des Nachweises von Spininjektion mit einer Spin-Photodiode bzw. Spin-LED wurden Ge-p-i-n-Dioden auf Si(111) mit ferromagnetischen Mn₅Ge₃-Kontakten hergestellt. Die elektrischen und elektrooptischen Untersuchungen der Ge-p-i-n-Dioden haben gezeigt, dass sich die Verwendung von Mn₅Ge₃ als Kontaktmaterial eignet. Durch einen Vergleich der

7. Kapitel

Photodioden und Leuchtdioden mit ferromagnetischen Kontakten

Stromdichte-Spannungs-Kennlinien von Ge-p-i-n-Dioden mit Al und Mn_5Ge_3 als Kontaktmaterial konnte gezeigt werden, dass die Kennlinien unabhängig von der Metallisierung nahezu identisch sind und die Verwendung von Mn bzw. Mn_5Ge_3 keine negativen Auswirkungen auf die Kennlinie der Dioden zeigt. Dies konnte durch die Extraktion der Idealität und des Serienwiderstands bestätigt werden. Durch den Vergleich der spezifischen Kontaktwiderstände von Al/n-Ge, Mn/n-Ge und Mn_5Ge_3 /n-Ge konnte gezeigt werden, dass sich der Kontaktwiderstand durch die Verwendung von Mn im Vergleich zu Al um 3 Größenordnungen auf $\rho_c \approx 10^5 \Omega\text{cm}^2$ reduziert und durch Ausheizen der Mn-Schicht zur Ausbildung von Mn_5Ge_3 der spezifische Kontaktwiderstand um eine weitere Größenordnungen auf $\rho_c \approx 10^6 \Omega\text{cm}^2$ reduziert wird. Durch eine Photostrommessung konnte gezeigt werden, dass die Ge-p-i-n-Dioden mit Mn_5Ge_3 -Kontakten optisch aktiv sind und für eine weitere Verwendung als Spin-Photodioden zur Untersuchung der optischen Spininjektion eignen. Eine zu dünn gewählte Metallisierung der Probe hat zu einem Durchbrennen der Kontakte bei der Elektrolumineszenzmessung geführt, was eine Verwendung der hergestellten Proben als Spin-LEDs verhindert.

❖ *Ausblick*

Die hergestellten p-i-n-Dioden besitzen alle eine ferromagnetische Mn_5Ge_3 -Kontaktschicht und können daher mit einem geeigneten Messplatz dafür verwendet werden, die optische Spininjektion in Ge zu untersuchen. Hierzu muss der Messplatz zirkular polarisiertes Licht auf die Probe einstrahlen. Der generierte Photostrom ist dann abhängig von der Helizität des zirkular polarisierten Lichts. Für eine erste Untersuchung wurde die Probe $\text{pin}(111)\text{Mn}_5\text{Ge}_3/\text{Al}$ auf eine Platine gebondet und in den in dieser Arbeit vorgestellten Tieftemperaturmessplatz eingeschleust. Die am Messplatz vorhandene Lichtquelle emittiert bei $\lambda = 1300 \text{ nm}$ zirkular polarisiertes Licht mit wechselnder Helizität, welches über ein Sichtfenster unfokussiert auf die Probe eingestrahlt wird. Die Photostrommessung der Probe bei $T_{\text{Probe}} = 5,6 \text{ K}$ ist in Abb. 7.4 dargestellt. Die Messung zeigt, dass die eingekoppelte Leistung noch zu gering ist, um einen möglichen Effekt der Polarisation auf den Photostrom zu sehen. Extrahiert man den generierten Photostrom $I_{ph} = 250 \text{ pA}$, ergibt sich mit der in diesem Kapitel bestimmten optischen Empfindlichkeit $R_{opt}(1300 \text{ nm}) = 0,12 \text{ A/W}$ eine eingestrahelte Leistung von $P_{opt} = 2,08 \text{ nW}$. Für eine Untersuchung der Probe als Spin-Photodetektor gilt es, die eingestrahelte Leistung zu erhöhen und den Einfluss der

Polarisation auf den Photostrom messbar zu machen. Mit der in dieser Arbeit bestimmten Spindiffusionslänge in n-Ge $\lambda_{spin} \approx 300$ nm kann erwartet werden, dass die in der intrinsischen Ge-Schicht generierten polarisierten Ladungsträger zu den ferromagnetischen Kontakten gelangen können, ohne die Spinpolarisation zu verlieren. Die Veränderung der Polarisation des eingestrahlten Lichtes sollte deshalb mit einem geeigneten Messplatz die daraus resultierende Veränderung des Photostroms detektierbar sein.

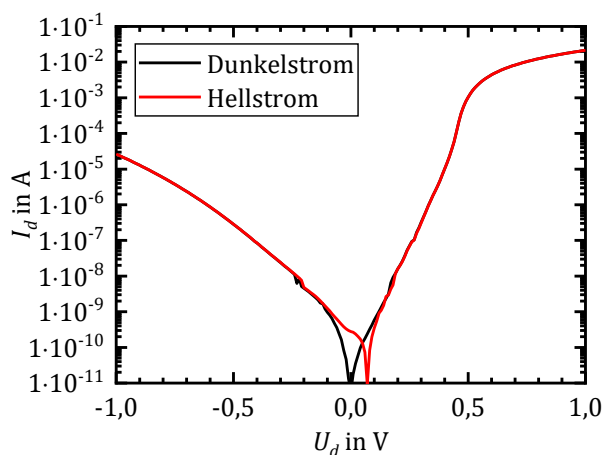


Abb. 7.4: Photostrommessung bei $T = 5,6$ K.

Aufgrund der bevorzugten Magnetisierung der Mn_5Ge_3 -Kontakte in der Ebene sollten die Proben so aufgebaut werden, dass die Licht-Auskopplung horizontal erfolgt. Dies ist durch eine Strukturierung der Proben zu Kantenemittern möglich. Durch eine Analyse der Polarisation des emittierten Lichts der Kantenemitter kann je nach Orientierung des Ferromagneten ein Unterschied der Intensität zwischen rechts und links zirkular polarisiertem Licht gemessen werden. Mit diesen beiden Messmethoden ist eine Aussage über die Spindiffusionslänge möglich und sie erlauben so eine Weiterentwicklung und gezielte Optimierung der Spindiffusionslänge [46]. In Hinblick auf Ge als CMOS-kompatible Laserquelle für integrierte elektrooptische Schaltungen können die Mn_5Ge_3 -Kontakte verwendet werden, um die Schwellwertstromdichte eines Ge-Lasers zu reduzieren. Dabei führt die Injektion von spinpolarisierten Strömen und die Aufspaltung des Fermi-niveaus in spinabhängige Quasiferminiveaus zu einer effektiv höheren Besetzungsdichte eines der Quasiferminiveaus. Der Zustand der Inversion wird bei niedrigeren Stromdichten erreicht, die Schwellwertstromdichte sinkt und es wird zunächst 100 % zirkular polarisiertes Licht emittiert [41] [115].

8. Abschließende Bemerkungen

Diese Arbeit hat sich mit der Spininjektion in Ge auf Si-Substraten beschäftigt. Nach Erarbeitung der Grundlagen zur Spininjektion und dem Aufbau eines Tieftemperaturmessplatzes hat sich die Arbeit mit der Herstellung von Strukturen zum Nachweis der Spininjektion in Ge und der Durchführung von Hanle-Messungen mit diesen Strukturen befasst. Der Nachweis der Spininjektion in Ge konnte sowohl für n-typ als auch p-typ dotiertes Ge erbracht werden. Im Folgenden werden die wichtigsten Ergebnisse und die größten Herausforderungen während der Arbeit reflektiert.

Das Wachstum von Ge auf Si(111)-Substraten und die Prozessierung dieser Ge-Schichten zu Bauelementen für spintronische Anwendungen konnte mit dieser Arbeit am IHT etabliert werden. Durch Anpassung des Wachstumsrezeptes für das Wachstum von Ge auf Si(111) wurde die Schichtqualität optimiert. Die größte Schwierigkeit bei der Strukturierung der Ge-Schichten war die schlechte Lackhaftung auf der Ge-Oberfläche. Durch die Verwendung von SiO₂ als Haftvermittler konnte das Problem der schlechten Lackhaftung auf Ge gelöst werden und so ein Ätzprozess für Ge-Oberflächen mit reaktivem Ionenätzen mit CF₄ und Ar am IHT eingeführt werden.

Die in dieser Arbeit entwickelte CMOS-kompatible Herstellung von ferromagnetischem Mn₅Ge₃ bietet großes Potential für Ge-basierte spintronische Bauelemente. Mn₅Ge₃ zeichnet sich zur Verwendung als ferromagnetisches Kontaktmaterial durch die Möglichkeit eines selbstjustierten Germanidierungsprozesses aus. Der sehr niedrige Kontaktwiderstand von Mn₅Ge₃ sowohl zu n-Ge als auch p-Ge ist ideal für Bauelemente mit sehr kleinen Kontaktstrukturen. Mit dem Nachweis der Spininjektion sowohl in hochdotiertes n-Ge als auch p-Ge ist gezeigt, dass sich Mn₅Ge₃ als Injektorelektrode bzw. Detektorelektrode für Ge-basierte Spin-FETs bzw. Spin-MOSFETs eignet. Zur Verringerung von Domäneneffekten sollte der Ausheizprozess von Mn₅Ge₃ weiter optimiert werden. Der entwickelte Herstellungsprozess für Mn₅Ge₃ kann am IHT als Ausgangspunkt zur Realisierung von Spin-FETs bzw. Spin-MOSFETs dienen.

Die Herstellung der 4-Terminal-Strukturen erwies sich mit den am IHT vorliegenden Möglichkeiten als große Herausforderung. Die Kombination aus hoher Strukturauflösung der Metallisierung bei gleichzeitig relativ dicker Metallschichtdicke ist für die Elektronenstrahlithografie eine herausfordernde Aufgabe und benötigte viele Versuche bis zum Gelingen des Lift-Off-Prozesses. Für weitere Forschung zur Spininjektion mittels 4-

8. Kapitel

Abschließende Bemerkungen

Terminal-Strukturen sollte am IHT eine Optimierung der Herstellung der 4-Terminal-Strukturen im Vordergrund stehen. Durch die Entwicklung eines Planarisierungsprozesses kann eine ebene Oberfläche realisiert werden und so der EBL-Lift-Off-Prozess deutlich vereinfacht werden. Die ebene Oberfläche sorgt zum einen dafür, dass während der EBL der Lack immer auf gleicher Höhe ist und somit ein besseres Auflösungsvermögen erzielt werden kann. Zum anderen sorgt die ebene Oberfläche dafür, dass die Metallisierung eine homogene Dicke besitzt, so dass es nicht zu einem Abreißen der Kontakte während des Lift-Offs kommen kann und höhere Injektionsströme möglich sind, ohne dass es zu einem Durchbrennen der Kontakte kommt. Mit einem optimierten Herstellungsprozess der 4-Terminal-Strukturen lässt sich gezielter die Abhängigkeit der Spininjektion bzw. des Spintransports in Ge von den verschiedenen Material-, Prozess- und Strukturparametern (z.B. Dotierung der Ge-Schicht, Temperatur des Ausheizprozesses von Mn_5Ge_3 , Geometrie der Strukturen) untersuchen.

Die Verwendung von MODFET-Strukturen als Kanalgebiet hat ein hohes Potential den Spintransport im Vergleich zu Ge-Kanälen zu verbessern. Das Wachstum der Schichten sowie die Analyse zur Optimierung der Schichten gestaltete sich recht aufwendig und Bedarf zur Verwendung als Kanalgebiet eine intensive Weiterentwicklung.

Die in der Arbeit hergestellten Spin-Photodioden bzw. Spin-LEDs waren sowohl elektrisch als auch elektrooptisch funktionsfähig. Mit diesen Bauelementen können fortführend Messungen zum optischen Nachweis von Spininjektion durchgeführt werden.

Neben der Optimierung der Spininjektion kann mit 4-Terminal-Strukturen in einem nächsten Schritt die interessante Fragestellung der Wechselwirkung zwischen spinpolarisierten Strömen und organischen Quantenbits (QuBits) untersucht werden. QuBits sind das quantenmechanische Analogon zum klassischen Bit, und beschreiben ein verschränktes Zweizustand-Quantensystem [116]. Der quantenmechanische Zustand der QuBits wird für gewöhnlich mit aufwendigen Messverfahren bei tiefen Temperaturen durch hohe Magnetfelder und Mikrowellenstrahlung manipuliert bzw. detektiert. Daraus ergibt sich die Frage, ob durch eine Interaktion des QuBits mit einem spinpolarisierten Strom der Zustand des QuBits ausgelesen werden kann. Es gilt zu klären, ob das QuBit den spinpolarisierten Strom beeinflusst, ob der spinpolarisierte Strom den Zustand des QuBits beeinflusst oder ob sich das QuBit und der spinpolarisierte Strom gegenseitig beeinflussen.

Mit 4-Terminal-Strukturen ist eine Untersuchung der Interaktion von spinpolarisierten Strömen mit dem Zustand des QuBits denkbar. Hierzu muss nach der Herstellung der 4-Terminal-Strukturen das organische QuBit durch Aufspinnen des Polymers auf die Struktur gebracht werden. Zwei Messungen zur Untersuchung der Wechselwirkung sind hierbei möglich: Durch eine gepulste paramagnetische Elektronenresonanz-Messung (EPR) kann der Zustand des QuBits ausgelesen werden. Über den Ferromagneten wird nun ein spinpolarisierter Strom in den Halbleiter eingepägt und mit der EPR-Messung kann eine mögliche Veränderung des Zustands des QuBits detektiert werden. Bei der zweiten Messmethode wird das Hanle-Experiment durchgeführt und der Zustand des QuBits mit Mikrowellen beeinflusst. Der Einfluss des QuBits auf den spinpolarisierten Strom ist dann über eine Veränderung des Hanle-Signals möglich.

A. Literaturverzeichnis

- [1] P. A. Tipler und D. Gerlich, Physik, Neuaufl. Heidelberg: Spektrum Akad. Verl, 2004.
- [2] S. M. Sze und K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, 3. Auflage. John Wiley & Sons, 2006.
- [3] M. H. Kryder und C. S. Kim, „After Hard Drives - What Comes Next?“, *IEEE Trans. Magn.*, Bd. 45, Nr. 10, S. 3406–3413, Okt. 2009.
- [4] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, und W. Zinn, „Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange“, *Phys. Rev. B*, Bd. 39, Nr. 7, S. 4828–4830, März 1989.
- [5] M. N. Baibich *u. a.*, „Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 61, Nr. 21, S. 2472–2475, Nov. 1988.
- [6] „ITRS 2.0 - 2015 Edition - Executive Report“. [Online]. Verfügbar unter: <http://www.itrs2.net/itrs-reports.html>. [Zugegriffen: 04-Apr-2018].
- [7] „International Roadmap for Devices and Systems (IRDS™) Roadmap Reports 2017 Edition“. [Online]. Verfügbar unter: <https://irds.ieee.org/roadmap-2017>. [Zugegriffen: 24-Nov-2018].
- [8] G. E. Moore, „Cramming more components onto integrated circuits“, *Electronics*, Bd. 38, Nr. 8, Apr. 1965.
- [9] N. Loubet *u. a.*, „Stacked nanosheet gate-all-around transistor to enable scaling beyond FinFET“, in *2017 Symposium on VLSI Technology*, 2017, S. T230–T231.
- [10] S. Kumar, „Fundamental Limits to Moore’s Law“, *ArXiv151105956 Cond-Mat*, Nov. 2015.
- [11] M. M. Waldrop, „The chips are down for Moore’s law“, *Nat. News*, Bd. 530, Nr. 7589, S. 144, Feb. 2016.
- [12] P. S. Goley und M. K. Hudait, „Germanium Based Field-Effect Transistors: Challenges and Opportunities“, *Materials*, Bd. 7, Nr. 3, S. 2301–2339, März 2014.
- [13] M. Bohr, „Technology Leadership“, gehalten auf der China Tech and Manufacturing Day 2017, 19-Sep-2017.
- [14] H. Mertens *u. a.*, „Gate-all-around MOSFETs based on vertically stacked horizontal Si nanowires in a replacement metal gate process on bulk Si substrates“, in *2016 IEEE Symposium on VLSI Technology*, 2016, S. 1–2.

Anhänge

A. Literaturverzeichnis

- [15] S. Datta und B. Das, „Electronic analog of the electro-optic modulator“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 56, Nr. 7, S. 665, 1990.
- [16] S. Sugahara und M. Tanaka, „A spin metal–oxide–semiconductor field-effect transistor using half-metallic-ferromagnet contacts for the source and drain“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 84, Nr. 13, S. 2307, 2004.
- [17] B. Behin-Aein, D. Datta, S. Salahuddin, und S. Datta, „Proposal for an all-spin logic device with built-in memory“, *Nat. Nanotechnol.*, Bd. 5, Nr. 4, S. 266–270, Apr. 2010.
- [18] E. Rashba, „Properties of semiconductors with an extremum loop. 1. Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop.“, *Sov. Phys. Solid State*, Bd. 2, S. 1109–1122, 1960.
- [19] T. Matsuno, S. Sugahara, und M. Tanaka, „Novel Reconfigurable Logic Gates Using Spin Metal–Oxide–Semiconductor Field-Effect Transistors“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 43, Nr. 9A, S. 6032–6037, Sep. 2004.
- [20] S. F. Alvarado und P. Renaud, „Observation of spin-polarized-electron tunneling from a ferromagnet into GaAs“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 68, Nr. 9, S. 1387–1390, März 1992.
- [21] B. T. Jonker, G. Kioseoglou, A. T. Hanbicki, C. H. Li, und P. E. Thompson, „Electrical spin-injection into silicon from a ferromagnetic metal/tunnel barrier contact“, *Nat Phys*, Bd. 3, Nr. 8, S. 542–546, 2007.
- [22] Y. Zhou *u. a.*, „Electrical spin injection and transport in germanium“, *Phys. Rev. B*, Bd. 84, Nr. 12, S. 125323, 2011.
- [23] K.-R. Jeon *u. a.*, „Electrical spin injection and accumulation in CoFe/MgO/Ge contacts at room temperature“, *Phys. Rev. B*, Bd. 84, Nr. 16, S. 165315, Okt. 2011.
- [24] H. Saito *u. a.*, „Electrical creation of spin accumulation in p-type germanium“, *Solid State Commun.*, Bd. 151, Nr. 17, S. 1159–1161, Sep. 2011.
- [25] S. Lischke *u. a.*, „Monolithic photonic BiCMOS technology for high-speed receiver applications“, in *2017 19th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, 2017, S. 1–4.
- [26] X. Lou *u. a.*, „Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet–semiconductor devices“, *Nat. Phys.*, Bd. 3, Nr. 3, S. 197–202, März 2007.
-

-
- [27] J. Tang *u. a.*, „Electrical Spin Injection and Detection in Mn₅Ge₃/Ge/Mn₅Ge₃ Nanowire Transistors“, *Nano Lett.*, Bd. 13, Nr. 9, S. 4036–4043, Sep. 2013.
- [28] J. Tang *u. a.*, „Electrical Probing of Magnetic Phase Transition and Domain Wall Motion in Single-Crystalline Mn₅Ge₃ Nanowire“, *Nano Lett.*, Bd. 12, Nr. 12, S. 6372–6379, Dez. 2012.
- [29] A. Jain *u. a.*, „Transition from spin accumulation into interface states to spin injection in silicon and germanium conduction bands“, *Eur. Phys. J. B*, Bd. 86, Nr. 4, S. 1–5, Apr. 2013.
- [30] F. Rortais *u. a.*, „Non-local electrical spin injection and detection in germanium at room temperature“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 111, Nr. 18, S. 182401, Okt. 2017.
- [31] F. Rortais *u. a.*, „Spin transport in p -type germanium“, *J. Phys. Condens. Matter*, Bd. 28, Nr. 16, S. 165801, 2016.
- [32] V. L. Thanh, A. Spiesser, M.-T. Dau, S. F. Olive-Mendez, L. A. Michez, und M. Petit, „Epitaxial growth and magnetic properties of Mn₅Ge₃/Ge and Mn₅Ge₃C_x/Ge heterostructures for spintronic applications“, *Adv. Nat. Sci. Nanosci. Nanotechnol.*, Bd. 4, Nr. 4, S. 043002, Dez. 2013.
- [33] O. Abbes, A. Portavoce, V. L. Thanh, C. Girardeaux, und L. Michez, „Phase formation during Mn thin film reaction with Ge: Self-aligned germanide process for spintronics“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 103, Nr. 17, S. 172405, Okt. 2013.
- [34] M. Petit *u. a.*, „Very low-temperature epitaxial growth of Mn₅Ge₃ and Mn₅Ge₃C_{0.2} films on Ge(111) using molecular beam epitaxy“, *Thin Solid Films*, Bd. 589, S. 427–432, Aug. 2015.
- [35] K. Kasahara *u. a.*, „Spin accumulation created electrically in an n-type germanium channel using Schottky tunnel contacts“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 111, Nr. 7, S. 07C503-07C503-3, Feb. 2012.
- [36] S. Iba *u. a.*, „Spin Accumulation and Spin Lifetime in p-Type Germanium at Room Temperature“, *Appl. Phys. Express*, Bd. 5, Nr. 5, S. 053004, 2012.
- [37] L.-T. Chang, „Electrical Detection of Spin Transport in Silicon Two-Dimensional Electron Gas Systems“, Dissertation, UCLA, 2015.
- [38] A. Stroppa, G. Kresse, und A. Continenza, „Spin polarization tuning in Mn_{5-x}FexGe₃“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 93, Nr. 9, S. 092502, Sep. 2008.

Anhänge

A. Literaturverzeichnis

- [39] I. I. Mazin, „How to Define and Calculate the Degree of Spin Polarization in Ferromagnets“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 83, Nr. 7, S. 1427–1430, Aug. 1999.
- [40] J.-C. Rojas-Sánchez *u. a.*, „Spin pumping and inverse spin Hall effect in germanium“, *Phys. Rev. B*, Bd. 88, Nr. 6, S. 064403, Aug. 2013.
- [41] J. Rudolph, D. Hägele, H. M. Gibbs, G. Khitrova, und M. Oestreich, „Laser threshold reduction in a spintronic device“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 82, Nr. 25, S. 4516–4518, Juni 2003.
- [42] D. Basu, D. Saha, und P. Bhattacharya, „Optical Polarization Modulation and Gain Anisotropy in an Electrically Injected Spin Laser“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 102, Nr. 9, S. 093904, März 2009.
- [43] B. Endres *u. a.*, „Demonstration of the spin solar cell and spin photodiode effect“, *Nat. Commun.*, Bd. 4, Juli 2013.
- [44] T. Kondo, J. Hayafuji, und H. Munekata, „Detection of spin voltaic effect in a p-n heterojunction“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 45, Nr. No. 26, S. L663–L665, Juni 2006.
- [45] J. Rioux und J. E. Sipe, „Optical injection and control in germanium: Thirty-band $k \cdot p$ theory“, *Phys. Rev. B*, Bd. 81, Nr. 15, S. 155215, Apr. 2010.
- [46] C. Rinaldi *u. a.*, „Determination of the spin diffusion length in germanium by spin optical orientation and electrical spin injection“, *J. Phys. Appl. Phys.*, Bd. 49, Nr. 42, S. 425104, 2016.
- [47] Z. G. Yu und M. E. Flatté, „Spin diffusion and injection in semiconductor structures: Electric field effects“, *Phys. Rev. B*, Bd. 66, Nr. 23, S. 235302, Dez. 2002.
- [48] M. I. Dyakonov, „Basics of Semiconductor and Spin Physics“, in *Spin Physics in Semiconductors*, Bd. 157, M. I. Dyakonov, Hrsg. Cham: Springer International Publishing, 2017, S. 1–37.
- [49] R. J. Elliott, „Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors“, *Phys. Rev.*, Bd. 96, Nr. 2, S. 266–279, Okt. 1954.
- [50] Y. Yafet, „Conduction electron spin relaxation in the superconducting state“, *Phys. Lett. A*, Bd. 98, Nr. 5–6, S. 287–290, Okt. 1983.
- [51] G. L. Bir, A. G. Aronov, und G. E. Pikus, „Spin relaxation of electrons due to scattering by holes“, *J. Exp. Theor. Phys.*, Bd. 42, Nr. 4, S. 705, Nov. 1975.

-
- [52] M. Tran *u. a.*, „Enhancement of the Spin Accumulation at the Interface between a Spin-Polarized Tunnel Junction and a Semiconductor“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 102, Nr. 3, S. 036601, Jan. 2009.
- [53] S. P. Dash *u. a.*, „Spin precession and inverted Hanle effect in a semiconductor near a finite-roughness ferromagnetic interface“, *Phys. Rev. B*, Bd. 84, Nr. 5, S. 054410, Aug. 2011.
- [54] F. J. Jedema, H. B. Heersche, A. T. Filip, J. J. A. Baselmans, und B. J. van Wees, „Electrical detection of spin precession in a metallic mesoscopic spin valve“, *Nature*, Bd. 416, Nr. 6882, S. 713, Apr. 2002.
- [55] O. Txoperena und F. Casanova, „Spin injection and local magnetoresistance effects in three-terminal devices“, *J. Phys. Appl. Phys.*, Bd. 49, Nr. 13, S. 133001, 2016.
- [56] G. Feher, D. K. Wilson, und E. A. Gere, „Electron Spin Resonance Experiments on Shallow Donors in Germanium“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 3, Nr. 1, S. 25–28, Juli 1959.
- [57] J. C. Hensel, „Microwave Combined Resonances in Germanium: g Factor of the Free Hole“, *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 21, Nr. 14, S. 983–986, Sep. 1968.
- [58] S. P. Dash, S. Sharma, R. S. Patel, M. P. de Jong, und R. Jansen, „Electrical creation of spin polarization in silicon at room temperature“, *Nature*, Bd. 462, Nr. 7272, S. 491–494, Nov. 2009.
- [59] Tektronix, Hrsg., „Low Level Measurements Handbook: Precision DC Current, Voltage, and Resistance Measurements - 7th Edition“ . .
- [60] M. Oehme, J. Werner, M. Jutzi, G. Wöhl, E. Kasper, und M. Berroth, „High-speed germanium photodiodes monolithically integrated on silicon with MBE“, *Thin Solid Films*, Bd. 508, Nr. 1, S. 393–395, Juni 2006.
- [61] E. Kasper und K. Lyutovich, „Strain adjustment with thin virtual substrates“, *Solid-State Electron.*, Bd. 48, Nr. 8, S. 1257–1263, Aug. 2004.
- [62] „misfit.gif“. [Online]. Verfügbar unter: <http://userweb.eng.gla.ac.uk/douglas.paul/images/misfit.gif>. [Zugegriffen: 20-Feb-2018].
- [63] A. Benediktovitch, A. Zhylik, T. Ulyanenkova, M. Myronov, und A. Ulyanekov, „Characterization of dislocations in germanium layers grown on (011)- and (111)-oriented silicon by coplanar and noncoplanar X-ray diffraction“, *J. Appl. Crystallogr.*, Bd. 48, Nr. 3, S. 655–665, Juni 2015.

- [64] A. Dobbie, V. H. Nguyen, M. Myronov, T. E. Whall, E. H. C. Parker, und D. R. Leadley, „Growth of Smooth, Low-Defect Germanium Layers on (111) Silicon via an Intermediate Islanding Process“, *Appl. Phys. Express*, Bd. 5, Nr. 7, S. 071301, Juli 2012.
- [65] V. Huy Nguyen, A. Dobbie, M. Myronov, und D. R. Leadley, „High quality relaxed germanium layers grown on (110) and (111) silicon substrates with reduced stacking fault formation“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 114, Nr. 15, S. 154306, Okt. 2013.
- [66] T. F. Wietler, A. Ott, E. Bugiel, und K. R. Hofmann, „Advances in surfactant-mediated growth of germanium on silicon: high-quality p-type Ge films on Si“, *Mater. Sci. Semicond. Process.*, Bd. 8, Nr. 1, S. 73–77, Feb. 2005.
- [67] J. J. Wortman und R. A. Evans, „Young’s Modulus, Shear Modulus, and Poisson’s Ratio in Silicon and Germanium“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 36, Nr. 1, S. 153–156, Jan. 1965.
- [68] F. Iijima, K. Sawano, J. Ushio, T. Maruizumi, und Y. Shiraki, „Surface Segregation Behavior of B, Ga, Sb, and As Dopant Atoms on Ge(100) and Ge(111) Examined with a First-principles Method“, *J. Phys. Conf. Ser.*, Bd. 417, Nr. 1, S. 012008, 2013.
- [69] D. V. Yurasov, A. V. Antonov, M. N. Drozdov, V. B. Schmagin, K. E. Spirin, und A. V. Novikov, „Antimony segregation in Ge and formation of n-type selectively doped Ge films in molecular beam epitaxy“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 118, Nr. 14, S. 145701, Okt. 2015.
- [70] S. Park, Y. Ishikawa, K. Wada, Y. Tsusaka, und J. Matsui, „Strain and Absorption Coefficient of Finite Ge Structures on Si“, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Bd. 48, Nr. 6R, S. 064501, Juni 2009.
- [71] M. El Kurdi *u. a.*, „Control of direct band gap emission of bulk germanium by mechanical tensile strain“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 96, Nr. 4, S. 041909, Jan. 2010.
- [72] O. Aldaghri, Z. Ikonić, und R. W. Kelsall, „Optimum strain configurations for carrier injection in near infrared Ge lasers“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 111, Nr. 5, S. 053106, März 2012.
- [73] R. P. Panguluri, C. Zeng, H. H. Weitering, J. M. Sullivan, S. C. Erwin, und B. Nadgorny, „Spin polarization and electronic structure of ferromagnetic Mn₅Ge₃ epilayers“, *Phys. Status Solidi B*, Bd. 242, Nr. 8, S. R67–R69, Juli 2005.
-

-
- [74] D. Lee, S. Raghunathan, R. J. Wilson, D. E. Nikonov, K. Saraswat, und S. X. Wang, „The influence of Fermi level pinning/depinning on the Schottky barrier height and contact resistance in Ge/CoFeB and Ge/MgO/CoFeB structures“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 96, Nr. 5, S. 052514, Feb. 2010.
- [75] B. E. Coss *u. a.*, „Contact Resistance Reduction to FinFET Source/Drain Using Novel Dielectric Dipole Schottky Barrier Height Modulation Method“, *IEEE Electron Device Lett.*, Bd. 32, Nr. 7, S. 862–864, Juli 2011.
- [76] K. Gallacher, P. Velha, D. J. Paul, I. MacLaren, M. Myronov, und D. R. Leadley, „Ohmic contacts to n-type germanium with low specific contact resistivity“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 100, Nr. 2, S. 022113-022113–3, Jan. 2012.
- [77] S. Gaudet, C. Detavernier, A. J. Kellock, P. Desjardins, und C. Lavoie, „Thin film reaction of transition metals with germanium“, *J. Vac. Sci. Technol. A*, Bd. 24, Nr. 3, S. 474–485, Apr. 2006.
- [78] I. A. Fischer *u. a.*, „Ferromagnetic Mn₅Ge₃C_{0.8} contacts on Ge: work function and specific contact resistivity“, *Semicond. Sci. Technol.*, Bd. 28, Nr. 12, S. 125002, Dez. 2013.
- [79] K. Yamane *u. a.*, „Effect of atomically controlled interfaces on Fermi-level pinning at metal/Ge interfaces“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 96, Nr. 16, S. 162104, Apr. 2010.
- [80] G. Kappel, G. Fischer, und A. Jaéglé, „Magnetic investigation of the system Mn₅Ge₃-Mn₅Si₃“, *Phys. Status Solidi A*, Bd. 34, Nr. 2, S. 691–696, 1976.
- [81] C. Zeng *u. a.*, „Epitaxial ferromagnetic Mn₅Ge₃ on Ge(111)“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 83, Nr. 24, S. 5002–5004, Dez. 2003.
- [82] P. De Padova *u. a.*, „Mn₅Ge₃ films grown on Ge(1 1 1)-c(2×8)“, *Surf. Sci.*, Bd. 605, Nr. 5, S. 638–643, März 2011.
- [83] E. Arras, D. Caliste, T. Deutsch, F. Lançon, und P. Pochet, „Phase diagram, structure, and magnetic properties of the Ge-Mn system: A first-principles study“, *Phys. Rev. B*, Bd. 83, Nr. 17, S. 174103, Mai 2011.
- [84] A. Spiesser *u. a.*, „Control of magnetic properties of epitaxial Mn₅Ge₃C_x films induced by carbon doping“, *Phys. Rev. B*, Bd. 84, Nr. 16, S. 165203, Okt. 2011.
- [85] A. Truong *u. a.*, „Interfacial spin-glass-like state in Mn₅Ge₃ single crystalline films grown on germanium substrates“, *Phys. Rev. B*, Bd. 91, Juni 2015.

Anhänge

A. Literaturverzeichnis

- [86] S. Ahlers *u. a.*, „Magnetic and structural properties of GexMn1-x films: Precipitation of intermetallic nanomagnets“, *Phys. Rev. B*, Bd. 74, Nr. 21, S. 214411, Dez. 2006.
- [87] L.-A. Michez *u. a.*, „Magnetic reversal in Mn5Ge3 thin films: an extensive study“, *J. Phys. Condens. Matter*, Bd. 27, Nr. 26, S. 266001, Juli 2015.
- [88] D. Widmann, H. Mader, und H. Friedrich, *Technologie hochintegrierter Schaltungen*, 2. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer, 1996.
- [89] W.-K. Chen, Hrsg., *The VLSI handbook*, 2. Aufl. Boca Raton, FL: CRC/Taylor & Francis, 2007.
- [90] D. Knoll *u. a.*, „Substrate Design and Thermal Budget Tuning for Integration of Photonic Components in a High-Performance SiGe:C BiCMOS Process“, *ECS Trans.*, Bd. 50, Nr. 9, S. 297–303, März 2013.
- [91] C. Le Royer, „Interfaces and performance: What future for nanoscale Ge and SiGe based CMOS?“, *Microelectron. Eng.*, Bd. 88, Nr. 7, S. 1541–1548, Juli 2011.
- [92] S.-L. Zhang und M. Östling, „Metal Silicides in CMOS Technology: Past, Present, and Future Trends“, *Crit. Rev. Solid State Mater. Sci.*, Bd. 28, Nr. 1, S. 1–129, Nov. 2003.
- [93] J. H. Park *u. a.*, „Effect of CoSi2 Formation Process on CMOS Transistor Electrical Properties for Sub-100-nm Memory Applications“, *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, Bd. 5, Nr. 5, S. P264–P271, Jan. 2016.
- [94] J. Schmitz, „Low temperature thin films for next-generation microelectronics (invited)“, *Surf. Coat. Technol.*, Bd. 343, S. 83–88, Juni 2018.
- [95] H. Y. Li *u. a.*, „Fine pitch low temperature RDL damascene process development for TSV integration“, in *2010 12th Electronics Packaging Technology Conference*, 2010, S. 108–111.
- [96] A. Portavoce, O. Abbas, Y. Rudzevich, L. Chow, V. Le Thanh, und C. Girardeaux, „Manganese diffusion in monocrystalline germanium“, *Scr. Mater.*, Bd. 67, Nr. 3, S. 269–272, Aug. 2012.
- [97] P. Walker und W. H. Tarn, Hrsg., *CRC handbook of metal etchants*. Boca Raton: CRC Press, 1991.
- [98] D. G. Schimmel, „Defect Etch for <100> Silicon Evaluation“, *J. Electrochem. Soc.*, Bd. 126, Nr. 3, S. 479–483, Jan. 1979.
-

-
- [99] L. Souriau, V. Terzieva, M. Meuris, und M. Caymax, „A Wet Etching Technique to Reveal Threading Dislocations in Thin Germanium Layers“, *Solid State Phenom.*, Bd. 134, S. 83–86, 2008.
- [100] L. Souriau *u. a.*, „Characterization of Threading Dislocations in Thin Germanium Layers by Defect Etching: Toward Chromium and HF-Free Solution“, *J. Electrochem. Soc.*, Bd. 155, Nr. 9, S. H677–H681, Jan. 2008.
- [101] I. A. Fischer *u. a.*, „Hanle-effect measurements of spin injection from Mn₅Ge₃C_{0.8}/Al₂O₃-contacts into degenerately doped Ge channels on Si“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 105, Nr. 22, S. 222408, Dez. 2014.
- [102] K.-R. Jeon *u. a.*, „Thermal spin injection and accumulation in CoFe/MgO/n-type Ge contacts“, *Sci. Rep.*, Bd. 2, Dez. 2012.
- [103] Y. Fujita *u. a.*, „Room-temperature sign reversed spin accumulation signals in silicon-based devices using an atomically smooth Fe₃Si/Si(111) contact“, *J. Appl. Phys.*, Bd. 113, Nr. 1, S. 013916, Jan. 2013.
- [104] A. Dankert, R. S. Dulal, und S. P. Dash, „Efficient Spin Injection into Silicon and the Role of the Schottky Barrier“, *Sci. Rep.*, Bd. 3, Nov. 2013.
- [105] D. B. Cuttriss, „Relation between surface concentration and average conductivity in diffused layers in germanium“, *Bell Syst. Tech. J.*, Bd. 40, Nr. 2, S. 509–521, März 1961.
- [106] J. Tang *u. a.*, „Ferromagnetic Germanide in Ge Nanowire Transistors for Spintronics Application“, *ACS Nano*, Bd. 6, Nr. 6, S. 5710–5717, Juni 2012.
- [107] K. Kudo, M. Mino, und K. Nakamura, „Magnetic Domain Patterns Depending on the Sweeping Rate of Magnetic Fields“, *J. Phys. Soc. Jpn.*, Bd. 76, Nr. 1, S. 013002, Jan. 2007.
- [108] J. Werner, M. Oehme, E. Kasper, und J. Schulze, „Influence of the modulation doping to the mobility of two-dimensional electron gases in Si/SiGe“, *Thin Solid Films*, Bd. 518, Nr. 6, Supplement 1, S. S234–S236, Jan. 2010.
- [109] I. Watanabe, K. Kanzaki, T. Aoki, T. Kitada, S. Shimomura, und S. Hiyamizu, „Mobility enhancement by reduced remote impurity scattering in a pseudomorphic In_{0.7}Ga_{0.3}As/In_{0.52}Al_{0.48}As quantum well high electron mobility transistor structure with (411)A super-flat interfaces grown by

Anhänge

A. Literaturverzeichnis

- molecular-beam epitaxy“, *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct. Process. Meas. Phenom.*, Bd. 19, Nr. 4, S. 1515–1518, Juli 2001.
- [110] C. Hamaguchi, „High Electron Mobility Limited by Remote Impurity Scattering“, *J. Comput. Electron.*, Bd. 2, Nr. 2–4, S. 169–171, Dez. 2003.
- [111] A. Abbadie, J.-M. Hartmann, und F. Brunier, „A Review of Different and Promising Defect Etching Techniques: from Si to Ge“, in *ECS Transactions*, Munich, Germany, 2007, Bd. 10, S. 3–19.
- [112] M. Jutzi, *Photodetektoren auf Silizium-Substraten für integrierte, optische Empfänger*. Aachen: Shaker, 2005.
- [113] S. Ciraci, A. Baratoff, und I. P. Batra, „Fermi-level pinning in an Al-Ge metal-semiconductor junction“, *Phys. Rev. B*, Bd. 43, Nr. 9, S. 7046–7052, März 1991.
- [114] J. R. Black, „Electromigration—A brief survey and some recent results“, *IEEE Trans. Electron Devices*, Bd. 16, Nr. 4, S. 338–347, Apr. 1969.
- [115] J. Lee, S. Bearden, E. Wasner, und I. Žutić, „Spin-lasers: From threshold reduction to large-signal analysis“, *Appl. Phys. Lett.*, Bd. 105, Nr. 4, S. 042411, Juli 2014.
- [116] B. Schumacher, „Quantum coding“, *Phys. Rev. A*, Bd. 51, Nr. 4, S. 2738–2747, Apr. 1995.
- [117] W. Shockley, „The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors“, *Bell Syst. Tech. J.*, Bd. 28, Nr. 3, S. 435–489, Juli 1949.
- [118] Beer, „Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten“, *Ann. Phys.*, Bd. 162, Nr. 5, S. 78–88, Jan. 1852.
- [119] M. Oehme u. a., „Direct bandgap narrowing in Ge LED’s on Si substrates“, *Opt. Express*, Bd. 21, Nr. 2, S. 2206–2211, Jan. 2013.
- [120] R. Sauer, *Halbleiterphysik: Lehrbuch für Physiker und Ingenieure*. München: Oldenbourg, 2009.
- [121] H. H. Berger, „Models for contacts to planar devices“, *Solid-State Electron.*, Bd. 15, Nr. 2, S. 145–158, Feb. 1972.
- [122] D. K. Schroder, *Semiconductor material and device characterization*, 3rd ed. [Piscataway, NJ] : Hoboken, N.J.: IEEE Press ; Wiley, 2006.
- [123] J. M. Hartmann, A. Abbadie, D. Rouchon, M. Mermoux, und T. Billon, „Tensile-strained Si layers grown on Si_{0.6}Ge_{0.4} and Si_{0.5}Ge_{0.5} virtual substrates: II. Strain and defects“, *Semicond. Sci. Technol.*, Bd. 22, Nr. 4, S. 362, 2007.
-

B. Probenübersicht und interne Probennummern

Die in dieser Arbeit vorgestellten Proben und deren dazugehörige IHT-interne Probenbezeichnung in Form der Proben-ID, MBE-Nr. und Versuchs-Nr. sind in Tab. B.1 gegeben.

Tab. B.1: Probenübersicht und interne Probennummern der in der Arbeit untersuchten Proben.

Proben-serie	Bezeichnung in der Arbeit	Proben-ID	MBE-Nr	Versuchs-Nr
A	pin1(100)	G4PIN 06-2014	A4214	25-1
	pin2(111)	G4PIN 06-2014	A4215	25-1
	pin3(111)	G4PIN 02-2015	A4348	90-1
B	pin4(111)	G4PIN 01-2016	A4454	196-1
	pin5(111)	G4PIN 01-2016	A4455	196-1
	pin6(111)	G4PIN 01-2016	A4456	196-1
C	i-Ge260slow	3TSI 03-2016	A4354	148-1
	i-Ge280slow	3TSI 03-2016	A4354	148-1
	i-Ge260slow	3TSI 03-2016	A4354	148-1
	i-Ge260fast	3TSI 03-2016	A4354	148-1
	i-Ge280fast	3TSI 03-2016	A4354	148-1
	i-Ge300fast	3TSI 03-2016	A4354	148-1

Anhänge

B. Probenübersicht und interne Probennummern

Tab. B.1: Probenübersicht und interne Probennummern der in der Arbeit untersuchten Proben.

Proben-serie	Bezeichnung in der Arbeit	Proben-ID	MBE-Nr	Versuchs-Nr
D	i-Ge(111)	3TSI 02-2016	A4354	170-1
	n18	3TSI 02-2016	A4318	170-1
	n20	3TSI 02-2016	A4349	170-1
	p19	3TSI 02-2016	A4352	170-1
	p20	3TSI 02-2016	A4319	170-1
E	3Tn20AlOx			
	3Tn20	3TSI 02-2015	A4348	90-1
	3Tp20	G4PIN 02-2015	A4319	97-1
	3Tp19	3TSI 02-2015	A4352	97-1
F	4Tp20	3TSI 03-2016	A4319	152-1
G	SiGe(100)Ref	-	A3036	-
	SiGe(111)Ref	MOD 03-2014	A4200	-
	SiGe(111)5/20	MOD 01-2016	A4431	-
	SiGe(111)8/20	MOD 01-2016	A4432	-
	SiGe(111)8/40	MOD 01-2016	A4433	-
	SiGe(111)10/40	MOD 01-2016	A4434	-
	SiGe(111)10/20	MOD 01-2016	A4435	-

C. Prozessentwicklung für 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen

C.1. Maskenlayout

Zur Herstellung der 3-Terminal und 4-Terminal-Strukturen wird die während der Dissertation entworfene Maske SPIN2016 verwendet. Eine Übersicht der kompletten Maske ist in Abb. C.1 gegeben. Die Maske besteht aus drei Ebenen zur Strukturierung der Mesa (rot), der Oxidfenster (grün) und der Metallisierung (grau). Die Maske ist in $A = 3,5 \cdot 3,5 \text{ mm}^2$ große Felder aufgeteilt, die einzelnen Felder sind durch Buchstaben und Zahlen in Form einer Matrix benannt. Die Bezeichnung der inneren Felder ist von A1 bis F6, die Bezeichnung der Äußeren Felder von U1 bis Y18. Auf der Maske befinden sich folgende Strukturen in den jeweiligen Feldern:

- 3-Terminal-Strukturen
- 4-Terminal-Strukturen
- Runde Diodenstrukturen mit optischem Fenster
- Runde Diodenstrukturen ohne optisches Fenster
- Van-der-Pauw-Kreuze
- Van-der-Pauw-Quadrate
- Multiterminal- und Hallbarstrukturen
- TLM-Strukturen
- CV-Kreise
- EBL-Teststrukturen
- Zirkulare TLM-Strukturen

Eine Übersicht der 3-Terminal-, 4-Terminal-, Dioden- und Van-der-Pauw-Strukturen sind in den Abb. C.2, Abb. C.3 und Abb. C.4 dargestellt.

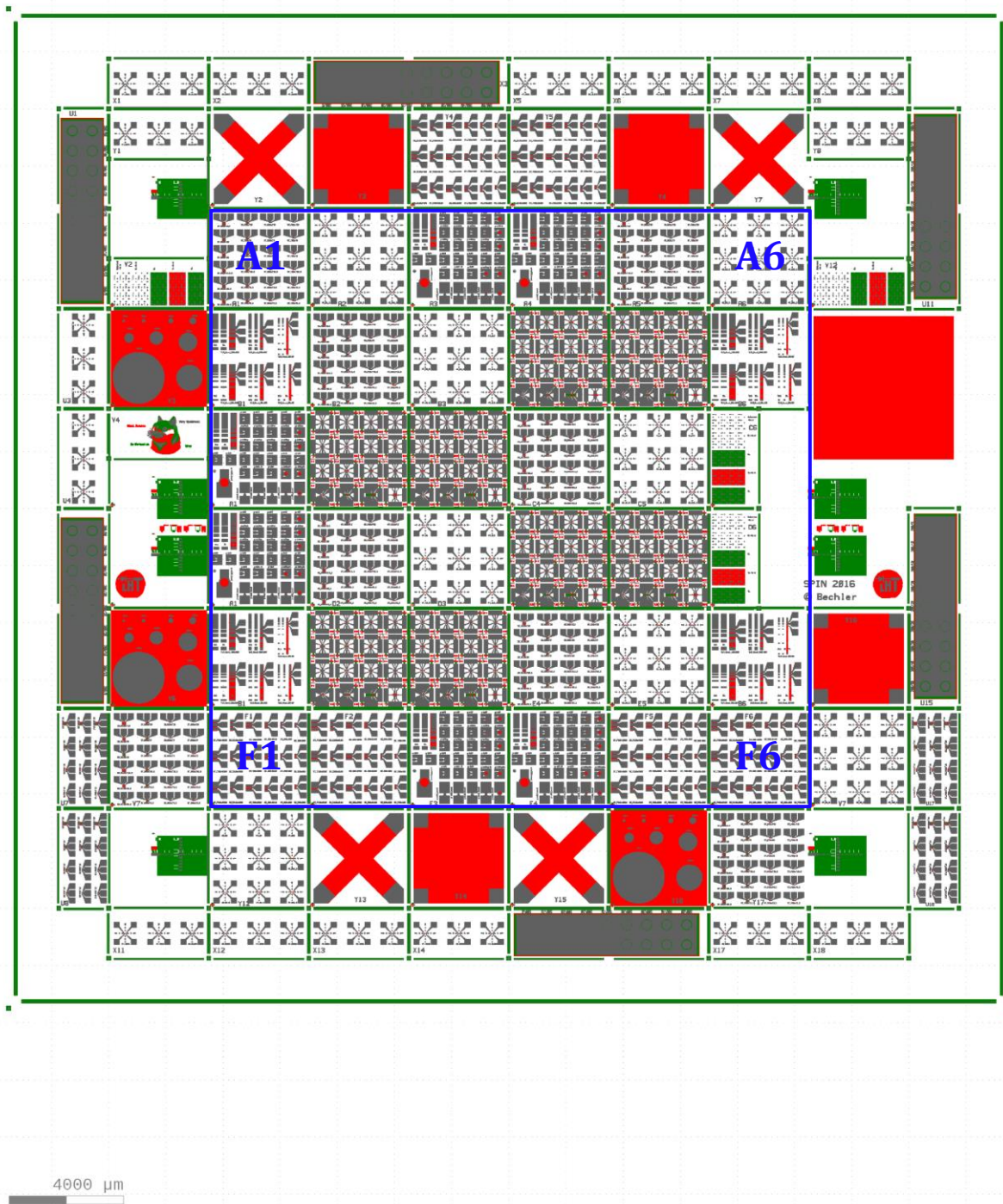


Abb. C.1: Layout der Maske SPIN2016. Die Maske besteht aus drei Maskenebenen: 1. Maske Strukturierung der Mesa (rot), 2. Maske Öffnung der Oxidfenster (grün) und 3. Maske zur Strukturierung der Metallisierung (grau).

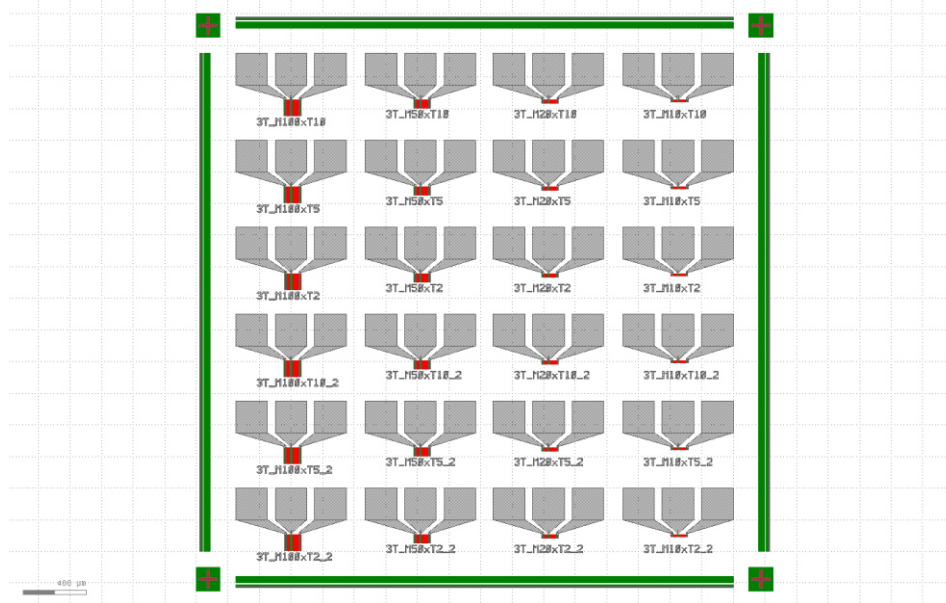


Abb. C.2: 3-Terminal-Feld. Die Strukturen unterscheiden sich in der Breite der Mesa ($M = 2 \mu\text{m}, 5 \mu\text{m}, 10 \mu\text{m}$) und der Breite des mittleren Kontaktes ($T = 2 \mu\text{m}, 5 \mu\text{m}, 10 \mu\text{m}$).

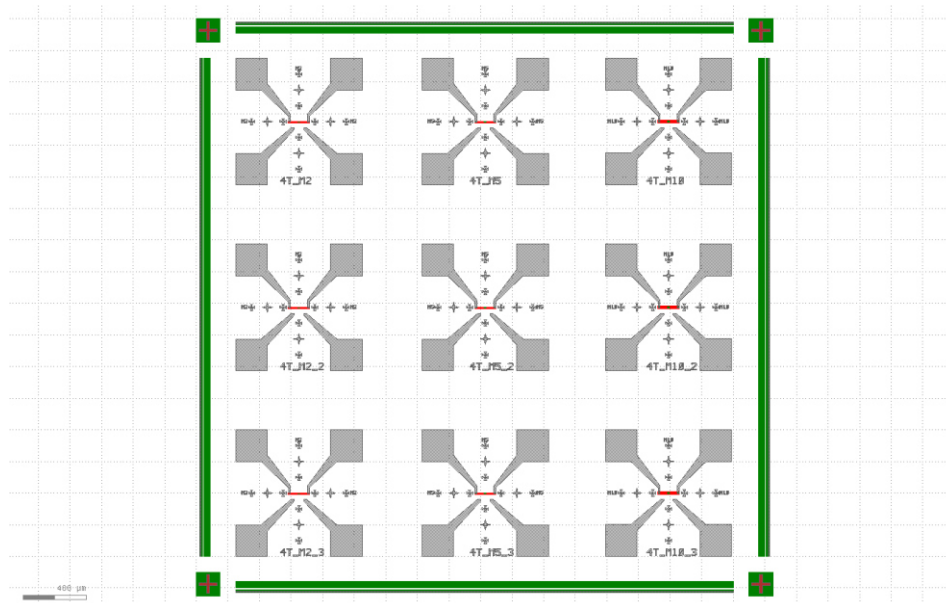


Abb. C.3: 4-Terminal-Feld. Die Strukturen unterscheiden sich in der Breite der Mesa ($M = 2 \mu\text{m}, 5 \mu\text{m}, 10 \mu\text{m}$). Die Justagekreuze jeder Struktur sind für die Justage bei der Elektronenstrahlithografie zur Strukturierung der Kontakte b und c der 4-Terminal-Struktur.

Anhänge

C. Prozessentwicklung für 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen

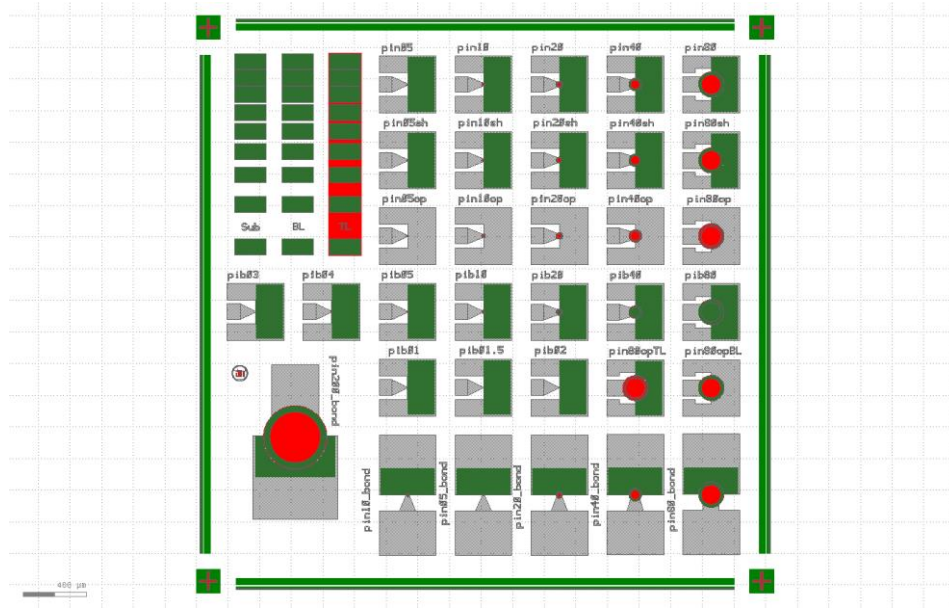


Abb. C.4: Dioden-Feld mit TLM-Strukturen. Die Dioden unterscheiden sich im Radius der Mesa ($R = 1 \mu\text{m} - 80 \mu\text{m}$). Die Dioden mit Oxidfenster sind durch „pinR“ gekennzeichnet, die Dioden ohne Oxidfenster durch „pibR“. Die Dioden mit „op“ bzw. „sh“ als Endung sind Dioden ohne Oxidfenster („Open“) bzw. mit kurzgeschlossenen Kontakten („Short“) und dienen der Prozesskontrolle sowie für Deembedding bei Hochfrequenzmessungen.

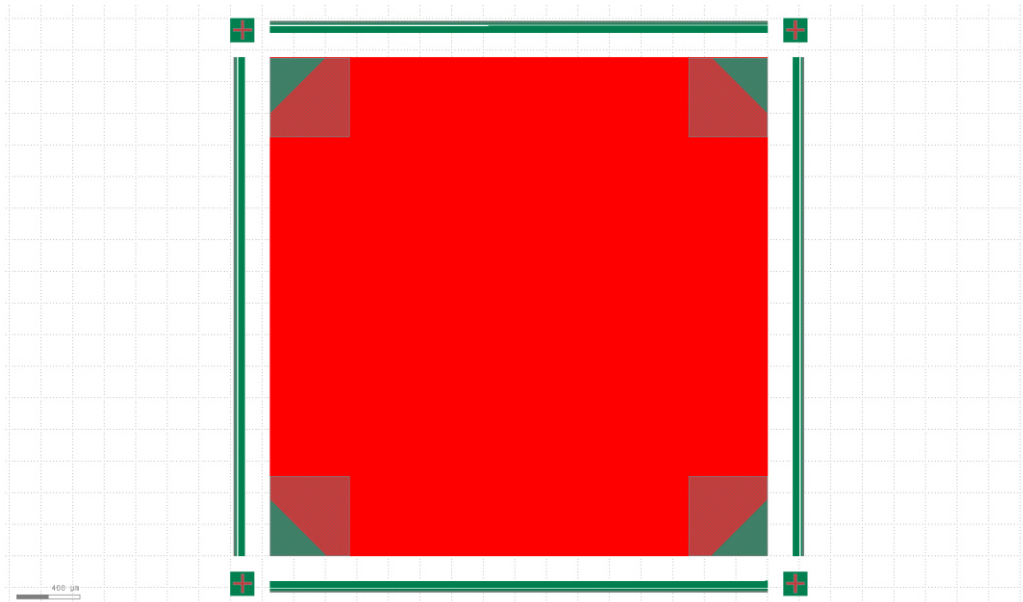


Abb. C.5: Quadratische Van-der-Pauw-Struktur zur Bestimmung der Beweglichkeit mit einer Hall-Messung.

C.2. Lithografie auf Ge(111)-Oberfläche

Während der Herstellung von 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen sind bei der Lithografie Haftungsprobleme des Lackes auf der Ge-Oberfläche aufgefallen. In einer kleinen Versuchsserie wird die Optimierung der Lackhaftung untersucht (siehe Tab. C.1). Der für eine Si-Oberfläche am IHT standardmäßig verwendete Haftvermittler HMDS wandelt die aufgrund des natürlichen Oxids hydrophile Oberfläche in eine hydrophobe Oberfläche und unterstützt so die Lackhaftung. Bei der Probe Lacktest1 wird derselbe Lithografieprozess wie für Si-Oberflächen mit Verwendung von HMDS als Haftvermittler durchgeführt. Ein Ausheizen der Probe unter N₂-Atmosphäre bei $T = 130\text{ °C}$ sorgt für eine Desorption von H₂O. Die Belackung erfolgt unmittelbar nach Abkühlen der Probe und verhindert eine Resorption von H₂O. Nach dem Aufschleudern des Lackes wird in einem Softbake-Schritt die Probe bei $T_{Softbake} = 97\text{ °C}$ für $t_{softbake} = 60\text{ s}$ ausgeheizt. Im nächsten Schritt wird die Probe belichtet ($\lambda = 365\text{ nm}$, $t_{bel} = 5\text{ s}$), in einem Postexposurebake bei $T_{postbake} = 117\text{ °C}$ für $t_{postbake} = 60\text{ s}$ ausgeheizt und für $t_{ent} = 60\text{ s}$ in einer 2,38 prozentigen Tetramethylammoniumhydroxid-Lösung (TMAH) entwickelt. Für Ge-Oberflächen zeigt sich mit der Verwendung von HMDS keine verbesserte Lackhaftung und es kommt zu einer Lackablösung (Abb. C.6a). Eine Möglichkeit zur Optimierung der Lackhaftung ohne HMDS besteht darin, das natürliche Ge-Oxid durch einen HF-Dip zu entfernen mit anschließendem Ausheizen in einem N₂-Schrank zur Desorption von H₂O. So wird eine hydrophobe Oberfläche erzielt (Probe Lacktest2). Mehrere Proben mit diesem Prozess haben gezeigt, dass durch einen HF-Dip die Lackhaftung nicht reproduzierbar und bei manchen Proben die Lackhaftung gut ist, bei anderen mit demselben Prozess jedoch nicht. Gründe hierfür könnten Restoxide auf der Ge-Oberfläche, eine erneute Oxidation der Ge-Oberfläche sowie eine Variation der Luftfeuchtigkeit sein, wodurch es zu einer unterschiedlich starken erneuten Resorption von H₂O kommen kann. Bei der Probe Lacktest3 ist die Lackhaftung durch die Verwendung einer dünnen SiO₂-Schicht in Kombination mit HMDS gewährleistet (siehe Abb. C.6b). Die SiO₂-Oberfläche ist hierbei hydrophil und wird durch den Haftvermittler in eine hydrophobe Oberfläche umgewandelt. Durch Verwendung der SiO₂-Schicht muss zur Strukturierung der Ge-Schicht zunächst durch die SiO₂-Schicht geätzt werden, bevor Ge geätzt werden kann (siehe Anhang C.3).

Anhänge

C. Prozessentwicklung für 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen

Tab. C.1: Untersuchung verschiedener Einflüsse auf die Lithografie auf Ge.

Prozessschritt	Lacktest1	Lacktest2	Lacktest3
HF-Dip		x	
SiO ₂ Hartmaske			x
HMDS	x		x
Qualität der Lackhaftung	schlecht	schlecht	gut

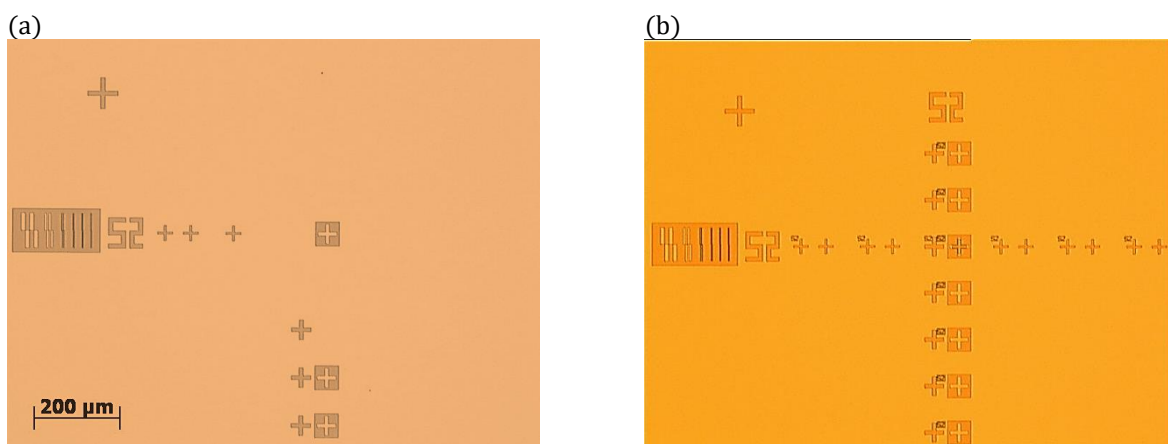


Abb. C.6: (a) Schlechte Lackhaftung der Probe Lacktest1. Einige der Justagemarken haben sich abgelöst. (b) Gute Lackhaftung der Probe Lacktest3 bei Verwendung einer SiO₂-Schicht und DMSO als Haftvermittler.

C.3. Trockenchemisches Ätzen von Ge(111) mit reaktivem Ionenätzen

Das Ätzen von Ge-Oberflächen erfolgt durch reaktives Ionenätzen mit CHF₄ und Ar bei einer Leistung von $P = 145 \text{ W}$ mit einer Ätzrate von $r \approx 25 \text{ nm/min}$. Vor der Ätzung sollte ein HF- oder BHF-Dip mit anschließendem DI-Wasser-Spülschritt zur Entfernung des natürlichen GeO_x durchgeführt werden. GeO_x-Reste auf der Oberfläche wirken als Ätzmaske und verhindern bzw. verringern die Ätzung des darunterliegenden Ge. Dabei entsteht eine Ge-Oberfläche mit hoher Rauigkeit durch nicht geätztes Ge, welches wie „Säulen“ bzw. „Gräser“ stehen bleibt. Ein HF- oder BHF-Dip verhindert so eine Ausbildung von nicht geätzten Ge-„Gräsern“ (siehe Abb. C.7). Aufgrund der schlechten Lackhaftung von Lack auf Ge wird eine SiO₂-Schicht als Haftvermittler verwendet. Für die Strukturierung von Ge mit SiO₂ als Haftvermittler wird zunächst die SiO₂-Schicht in der gleichen Anlage durch reaktives Ionenätzen mit CHF₃ geätzt, gefolgt von der Ge-Ätzung mit CF₄ und Ar. Die Ätzzeit der SiO₂-Schicht ist so gewählt, dass eine leichte Überätzung der SiO₂-Schicht erfolgt. Für die

Strukturierung von Ge mittels SiO₂ als Haftvermittler ist dadurch kein vorrausgehender BHF-Dip notwendig. Die Ätzparameter sind in Tab. C.2 dargestellt.

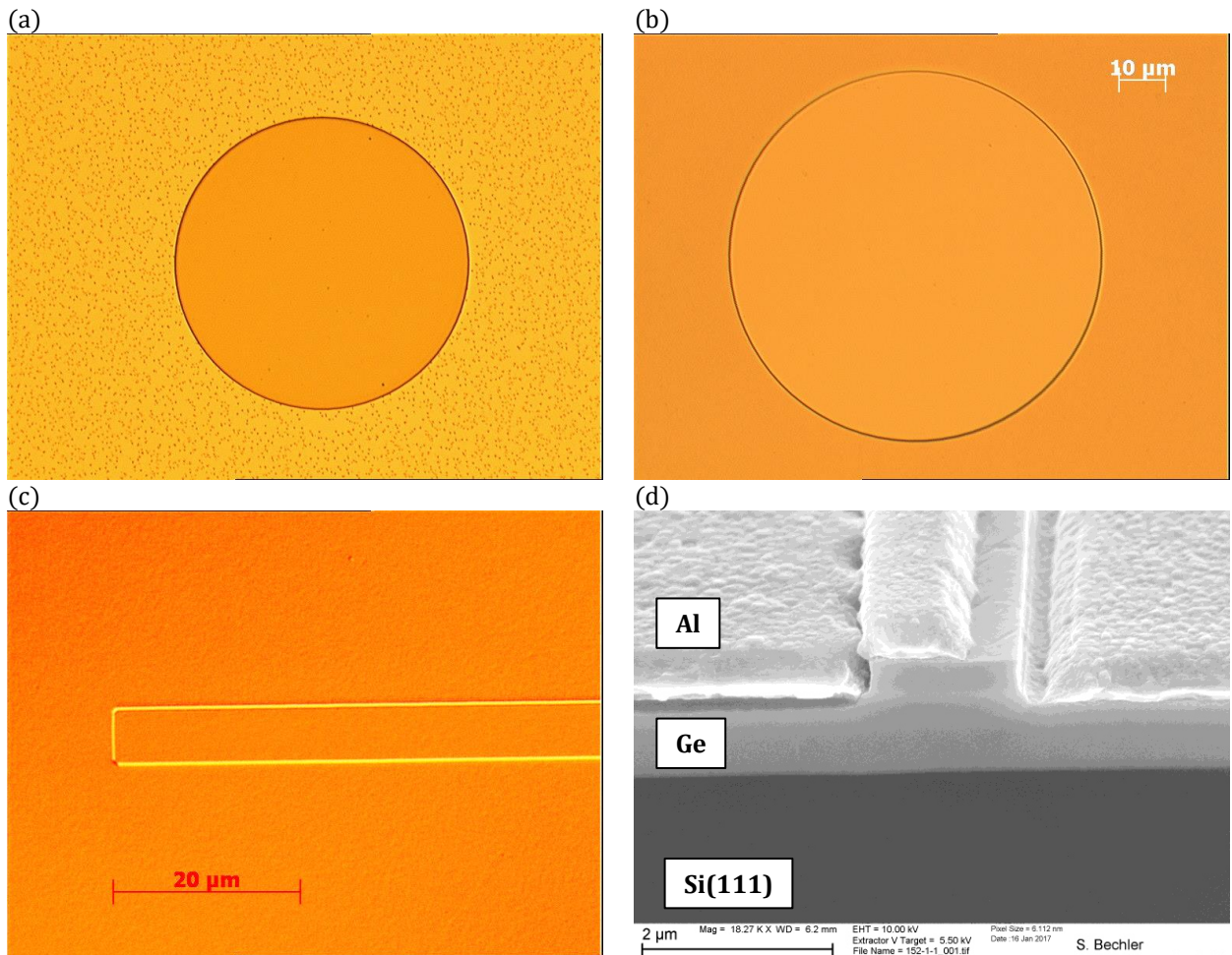


Abb. C.7: (a) Geätztes Ge ohne vorhergehenden BHF-Dip. Es bleibt eine raue Oberfläche mit nicht geätzten Ge-„Gräsern“ stehen (b) Geätztes Ge mit vorhergehendem BHF-Dip führt zu einer glatten Oberfläche. (c) Mikroskopbild der Oberfläche nach der Ätzung der SiO₂- und Ge-Schicht sowie nach Entfernung des Lackes und der SiO₂-Schicht. Die rechteckige Form ist die Mesa einer 4-Terminal-Struktur. (d) REM-Bild des Querbruchs durch eine mit der RIE geätzten Ge-Schicht mit Al ohne Passivierungsoxid.

Anhänge

C. Prozessentwicklung für 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen

Tab. C.2: Ätzparameter zur Ätzung von Ge mit SiO₂ als Haftvermittler.

Ätzschritt	Gas	Gasfluss	Druck	Leistung	Ätzrate
SiO ₂ -Ätzen	CHF ₃	100 sccm	38 mTorr	150 W	≈25 nm/min
Ge-Ätzen	CF ₄ Ar	30 sccm 30 sccm	125 mTorr	145 W	≈75 nm/min

Die Homogenität der Ätzung von Bruchstücken Ätztest1 und Ätztest2 ist in Abb. C.8 gezeigt. Die Fläche der Bruchstücke beträgt $A = 35 \cdot 35 \text{ mm}^2$. Die Proben sind auf unterschiedlichen Positionen des Transfertellers in der Anlage. Die Verteilung der Ätztiefe bezieht sich auf die Position auf dem Bruchstück. In der Mitte der Bruchstücke ist die Ätztiefe sehr homogen. Radial von der Position auf dem Transferteller aus gesehen nimmt die Ätzrate zum Rand hin zu.

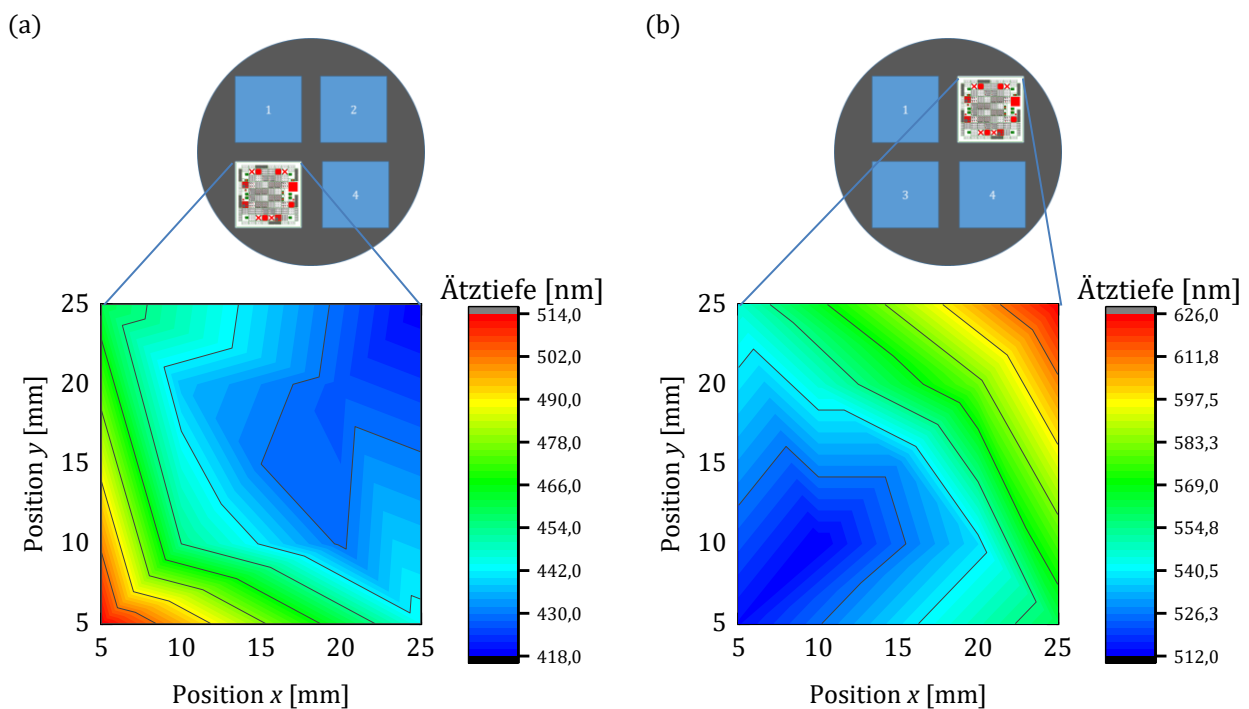


Abb. C.8: Verteilung der Ätztiefe der Ge-Schicht über ein $A = 35 \cdot 35 \text{ mm}^2$ großes Probenstück für zwei verschiedene Proben (a) Ätztest1 und (b) Ätztest2. Die nominellen Ätztiefen sind $d_{\text{Ätz1}} = 430 \text{ nm}$ und $d_{\text{Ätz2}} = 530 \text{ nm}$.

C.4. Elektronenstrahlithografie und Lift-Off zur Herstellung von 4-Terminal-Strukturen

Die Strukturierung der inneren Kontakte der 4-Terminal-Strukturen geschieht durch eine Doppellack-Elektronenstrahlithografie mit anschließendem Lift-Off des aufgedampften

Metalls. Die Abfolge der einzelnen Prozessschritte und deren schematische Darstellung ist in Tab. C.3 aufgezeigt. Die Verwendung des Doppellack-EBL-Prozesses ist durch eine höhere Lackdicke und einen größeren Unterschnitt der Lackflanken im Vergleich zu einem Einzellack-EBL-Prozess begründet. Die verwendeten Elektronenstrahl-sensitiven PMMA-Lacke unterscheiden sich in der Länge ihrer Molekülketten und damit in ihrer molaren Masse. Beim PMMA-Lack 200K beträgt die molare Masse $M = 200.000 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ und beim PMMA-Lack 50K $M = 50.000 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$. Die verschiedenen molaren Massen führen zu einer unterschiedlichen Sensitivität beim Entwickeln des Lackes, was zu dem gewollten Unterschnitt des Doppellackes führt. Die mit diesem Doppellack-Prozess am IHT erzielte minimale Strukturgröße auf unstrukturierten Substraten liegt bei $d_{EBL,min} = 170 \text{ nm}$. Bei der Verwendung eines Einzellack-Prozesses mit alleiniger Verwendung des PMMA-200K-Lackes und $d_{Lack} = 150 \text{ nm}$ Lackdicke konnte auf unstrukturierten Substraten eine Strukturgröße $d_{EBL,min} = 100 \text{ nm}$ erzielt werden. Auf strukturierten Substraten führt die geringe Lackdicke und ein geringer Unterschnitt der Lackflanken dazu, dass das Metall beim Lift-Off insbesondere auf der Mesa nicht vollständig abgelöst wird und zu einem Kurzschluss zwischen den Kontakten führt (siehe Abb. C.9).

Anhänge

C. Prozessentwicklung für 3-Terminal- und 4-Terminal-Strukturen

Tab. C.3: Prozessfolge des Doppellagen EBL-Lift-Offs.

Nr	Prozess	Prozessschritte	Parameter	
1.	Belacken	Ausheizen	10 min, 160 °C	
		50K-Lack aufspinnen	2 s, 800 U/min, 30 s, 4500 U/min $d \approx 300$ nm	
		Softbake	2 min, 160 °C	
		200K-Lack aufspinnen	2 s, 800 U/min, 30 s, 4500 U/min $d \approx 150$ nm	
		Softbake	2 min, 160 °C	
2.	Belichten	Justage/ 3-Punkt Anpassung	$U_{EHT} = 10$ kV	
		Strukturen schreiben	$U_{EHT} = 28$ kV, $d_{Blende} = 10$ μ m $A_{Schreibfeld} = 100$ μ m ² , $D_{Dosis} = 2,8 \cdot 50$ μ C/cm ²	
3.	Entwickeln	MIBK:Isopropanol	120 s, RT	
		Isopropanol	30 s, RT	
		DI-Wasser spülen		
		Trockenschleudern/ Abblasen mit N ₂		
4.	DI-Wasser-Dip		≈ 30 s	
5.	Aufdampfen	Mn	30 nm	
		Al	150 nm	
6.	Lift-Off	Aceton	≈ 5 min, RT	
		DI-Wasser spülen		
		Trockenschleudern/ Abblasen mit N ₂		

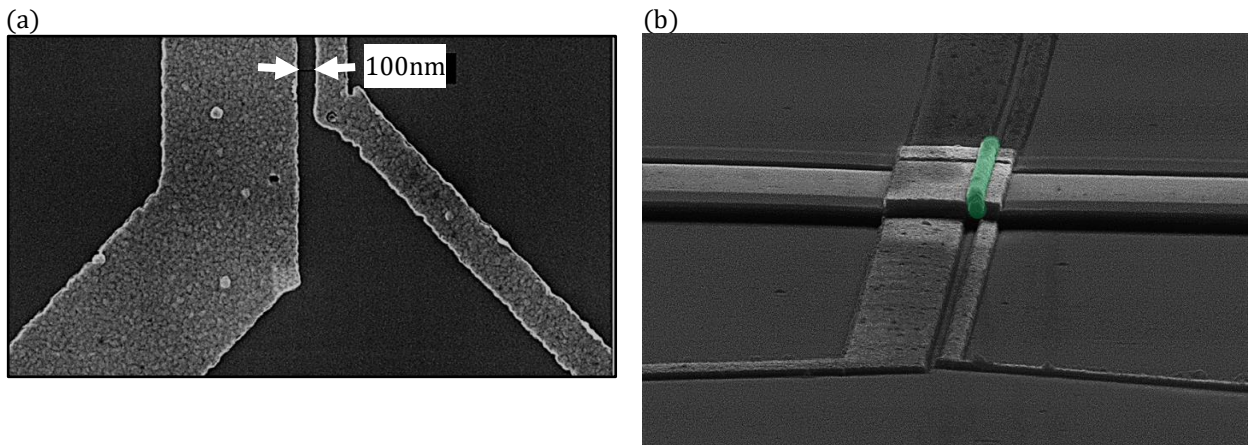


Abb. C.9: REM-Aufnahme der inneren Kontakte einer 4-Terminal-Struktur hergestellt durch einen Einzellack-EBL-Lift-Off-Prozess in der (a) Draufsicht und (b) Seitenansicht. Der grün eingefärbte Bereich stellt nicht abgelöstes Metall zwischen den Kontakten dar, was so zu einem Kurzschluss zwischen den inneren Kontakten führt.

D. Berechnungen

D.1. Bestimmung des Serienwiderstands und der Idealität aus der Strom-Spannungs-Kennlinie

Der Serienwiderstand und die Idealität können aus der Strom-Spannungs-Kennlinie extrahiert werden. Hierfür wird die Shockley-Gleichung zur Beschreibung der Strom-Spannungs-Kennlinie herangezogen und gibt den Zusammenhang zwischen dem Strom durch die Diode I_D und der über die gesamte Diode abfallenden Spannung U_D [117]:

$$I_D = I_S \cdot \left(e^{q \frac{U_D - I_D R_S}{\eta_{id} \cdot k_B \cdot T}} - 1 \right), \quad (D.1)$$

mit dem Sperrstrom I_S , der Idealität η_{id} , der Boltzmann-Konstante k_B , der Temperatur T , der Elektronenladung q und dem Serienwiderstand R_S . Bei hohen Strömen vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$I_D = I_S \cdot \left(e^{q \frac{U_D - I_D R_S}{\eta \cdot k_B \cdot T}} \right). \quad (D.2)$$

Aufgelöst nach der Diodenspannung folgt daraus:

$$U_D = \frac{\eta \cdot k_B \cdot T}{q} \cdot \ln \left(\frac{I_D}{I_S} \right) + I_D \cdot R_S. \quad (D.3)$$

Durch Differenzieren nach dem Diodenstrom und Multiplikation mit demselben ergibt sich:

$$\frac{dU_D}{dI_D} = \frac{\eta \cdot k_B \cdot T}{q \cdot I_D} + R_S, \quad (D.4)$$

$$I_D \cdot \frac{dU_D}{dI_D} = \frac{\eta \cdot k_B \cdot T}{q} + I_D \cdot R_S. \quad (D.5)$$

Nach nochmaliger Differentiation nach dem Diodenstrom erhält man den Serienwiderstand:

$$\frac{d \left(I_D \cdot \frac{dU_D}{dI_D} \right)}{dI_D} = R_S. \quad (D.6)$$

Aus dem Serienwiderstand lässt sich die ideale Diodenspannung U_{id} berechnen:

$$U_{id} = U_D - I_D \cdot R_S. \quad (D.7)$$

Dabei gibt die ideale Diodenspannung U_{id} die Spannung an, die ohne Serienwiderstand über der Diode abfallen würde. Durch Auftragen des Diodenstromes über die innere Diodenspannung ergibt sich bei korrekt bestimmtem Serienwiderstand in halblogarithmischer Darstellung ein linearer Verlauf im Vorwärtsbereich der Diode. Zur Berechnung der Idealität wird Gleichung (D.7) in (D.2) eingesetzt und logarithmiert

$$\ln(I_D) = \ln(I_S) + q \cdot \frac{U_{id}}{\eta \cdot k_B \cdot T} \quad (D.8)$$

nach der idealen Diodenspannung differenziert

$$\frac{d(\ln(I_D))}{dU_{id}} = \frac{q}{\eta \cdot k_B \cdot T} \quad (D.9)$$

und nach der Idealität aufgelöst

$$\eta = \frac{1}{\frac{d(\ln(I_D))}{dU_D} \cdot \frac{k_B \cdot T}{q}} \quad (D.10)$$

Um die Idealität ablesen zu können, wird sie über der inneren Diodenspannung aufgetragen. Abb. D.1 zeigt eine sich daraus ergebende Kennlinie für eine gemessene pib10-Diode auf der (100)-Al-Probe.

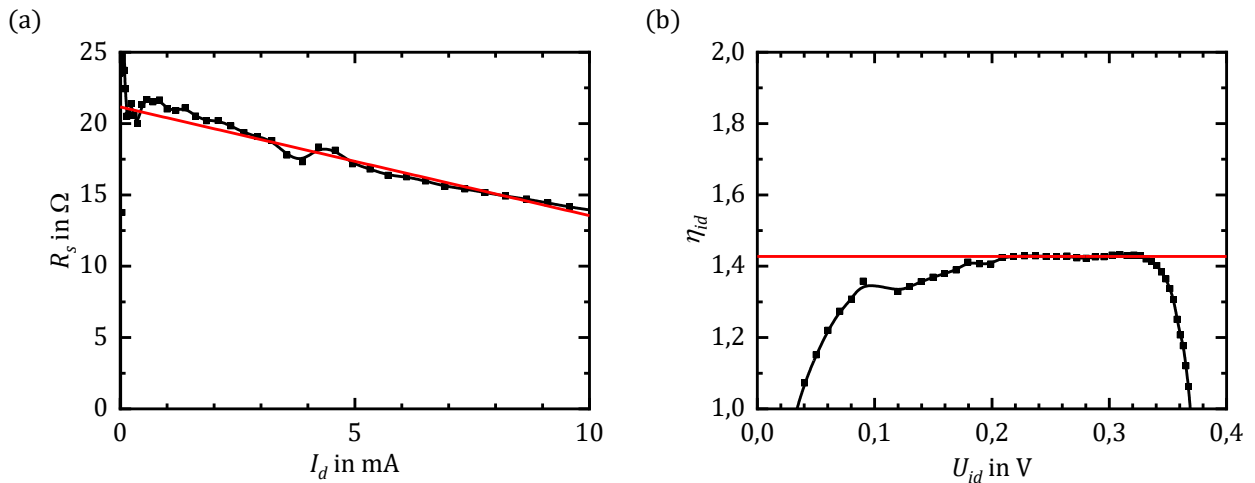


Abb. D.1: (a) Berechneter Serienwiderstand (schwarz) und linearer Fit (rot). Aus dem y-Achsenabschnitt des linearen Fits kann der Serienwiderstand extrahiert werden. (b) Berechnete Idealität (schwarz) und linearer Fit im linearen Bereich (rot).

Die Idealität der Diode liegt im Bereich des Plateaus, das sich im Niedervoltbereich bildet. In Abb. D.1 liegt dieses Plateau im Bereich von $U_{id} = 1,3 \text{ V} - 1,5 \text{ V}$. So ergibt sich eine Idealität von $\eta_{id} = 1,4 \pm 0,1$.

D.2. Bestimmung der Bandlücke aus der Photostrommessung

Die optische Empfindlichkeit ergibt sich aus der Ableitung des Photostroms nach der eingestrahnten optischen Leistung und kann im linearen Bereich durch den Quotienten ersetzt werden:

$$R_{opt} = \frac{dI_{photo}}{dP_{opt}} = \frac{I_{photo}}{P_{opt}}. \quad (D.11)$$

Mit der optischen Empfindlichkeit lässt sich die externe Quanteneffizienz mit dem Plankschen Wirkungsquantum, der Lichtgeschwindigkeit c , der Elementarladung und der eingestrahnten Wellenlänge durch

$$\eta_{ext} = \frac{R_{opt}}{R_{opt,max}} = R_{opt} \cdot \frac{hc}{\lambda q} \approx R_{opt} \cdot \frac{1,24 \mu\text{m}}{\lambda} \quad (D.12)$$

berechnen.

Unter der Annahme, dass nur die in der intrinsischen Ge-Schicht generierten Ladungsträger zum Stromfluss beitragen, ist die interne Quanteneffizienz über das Lambert-Beersche Gesetz [118] gegeben:

$$\eta_{int} = 1 - \exp\left(-\frac{\alpha_{i-Ge}}{d_{i-Ge}}\right). \quad (D.13)$$

Aus der Betrachtung der Verlustmechanismen kann aus der externen Quanteneffizienz die interne Quanteneffizienz bestimmt werden:

$$\eta_{ext} = \eta_R \cdot \eta_{T,n-Ge} \cdot \eta_{int}. \quad (D.14)$$

Hierbei wird die Einkoppleffizienz durch die Verluste durch Reflektion η_R sowie die Verluste durch Absorption in der n-dotierten Ge-Schicht $\eta_{T,n-Ge}$ berücksichtigt. Aufgrund der hohen Dotierung der n-dotierten Ge-Schicht und der damit verbundenen geringen Lebensdauer der Ladungsträger trägt die Absorption in der n-dotierten Ge-Schicht nicht zum Stromtransport bei. Mit der gemessenen Reflektion R ergibt sich:

$$\eta_{ext} = (1 - R) \exp\left(-\frac{\alpha_{n-Ge}}{d_{n-Ge}}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{\alpha_{i-Ge}}{d_{i-Ge}}\right)\right). \quad (D.15)$$

Unter der Annahme des gleichen Absorptionskoeffizienten der n-dotierten und intrinsischen Ge-Schicht ohne angelegtes externes elektrisches Feld

$$\alpha_{n-Ge}(0V) = \alpha_{i-Ge}(0V) = \alpha_{Ge} \quad (D.16)$$

kann der Absorptionskoeffizient in Ge α_{Ge} durch Einsetzen von (D.16) in (D.15) und numerisches Lösen der resultierenden Gleichung bestimmt werden.

Der Zusammenhang zwischen dem Absorptionskoeffizient α_{Ge} , der Photonenenergie

$E_{ph} = \frac{hc}{\lambda}$ und der direkten Bandlücke E_g ist durch

$$\alpha \sim \sqrt{\frac{hc}{\lambda} - E_g} \quad (D.17)$$

gegeben. Wird der Absorptionskoeffizient quadratisch über der Energie aufgetragen, so kann die Bandlücke durch Extrapolation des Fits im linearen Bereich von α^2 aus dem Schnittpunkt mit der x-Achse abgelesen werden. Die gemessene Reflexion und bestimmte quadratische Absorption der Probe pin1(100) ist in Abb. D.2 gezeigt.

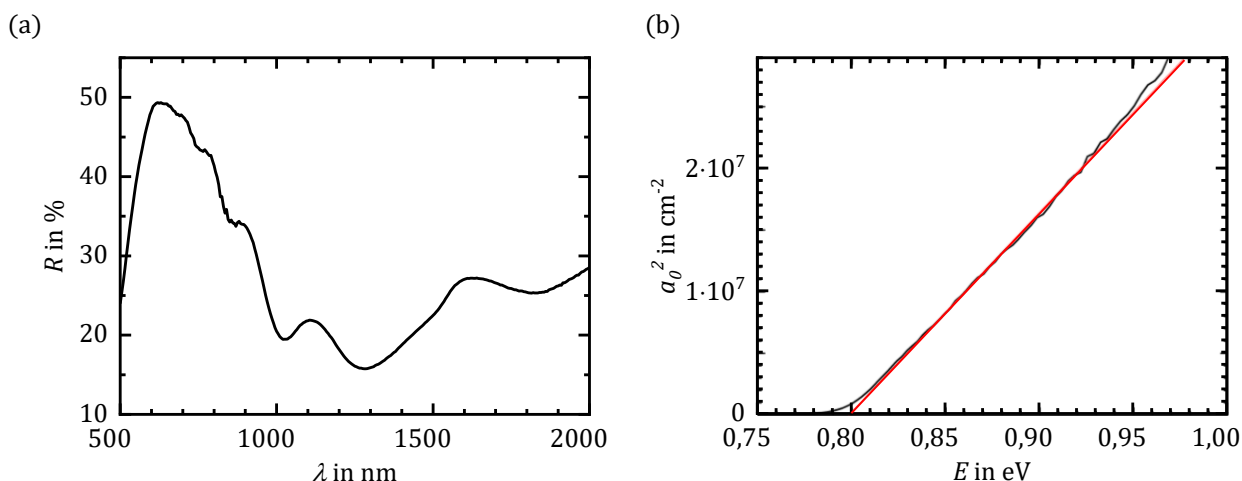


Abb. D.2: (a) Reflexion der Probe pin1(100) (b) Quadratisch aufgetragene Absorption (schwarz) und linearer Fit (rot) zur Bestimmung der Bandlücke der Probe pin1(100).

D.3. Bestimmung der Bandlücke aus einer Elektrolumineszenzmessung

Das Spektrum des emittierten Lichtes bei der Elektrolumineszenzmessung kann dazu verwendet werden, die Bandlücke der optisch aktiven Schicht zu bestimmen [119]. Die Messung erfolgt mit einem Spektrumanalysator „ANDO AQ-6315A optical spectrum analyser“ mit InGaAs-Detektor. Als Stromquelle wird eine „Keithley 2601A“-Quellen- und Messeinheit verwendet. Alle Messungen wurden bei Raumtemperatur $T = 300$ K durchgeführt.

Die spontane Emissionsrate und damit die spektrale Intensität der Lumineszenz $I_{EL}(E_{ph})$ kann durch

$$I_{EL}(E_{ph}) \sim \sqrt{E_{ph} - E_g} \exp\left(-\frac{E_{ph}}{k_B T}\right) \quad (D.18)$$

beschrieben werden und hängt von der Bandlücke $E_g(T)$, der Boltzmannkonstante k_B und der Temperatur T ab. [12, S. 606]

Daraus ergibt sich für die Energie $E_{ph} = E_{EL,max}(T)$, bei der das Elektrolumineszenzspektrum die höchste Intensität hat, folgender Zusammenhang:

$$E_{EL,max} = E_g(T) + \frac{k_B T}{2}. \quad (D.19)$$

Durch die Strominjektion in den Halbleiter und der damit verbundenen elektrischen Leistung P_{el} erwärmt sich der Halbleiter, was zu einer Verschiebung des gesamten Spektrums und des Intensitätsmaximums um $\Delta E(P_{el})$ ins Infrarote führt [120, S. 112]:

$$E_{EL,max}(P_{el}) = E_{EL,max} - \Delta E(P_{el}). \quad (D.20)$$

Für die Verschiebung gilt:

$$\Delta E(P_{el}) \sim P_{el}. \quad (D.21)$$

Um die Bandlücke für eine bestimmte Temperatur zu ermitteln, muss diese Verschiebung durch die elektrische Erwärmung herausgerechnet werden. Die Elektrolumineszenzmessung wird daher für verschiedene Injektionsströme durchgeführt. Die daraus ermittelten Intensitätsmaxima werden über der elektrischen Leistung aufgetragen und linear gefittet (siehe Abb. D.3b). Der Schnittpunkt der Geraden mit der y-Achse liefert das Intensitätsmaximum ohne elektr. Leistung $E_{EL,max}$. Daraus ergibt sich dann die Bandlücke

$$\begin{aligned} E_g(T) &= E_{EL,max}(P_{el}) + \Delta E(P_{el}) - \frac{k_B T}{2} \\ &= E_{EL,max} - \frac{k_B T}{2}. \end{aligned} \quad (D.22)$$

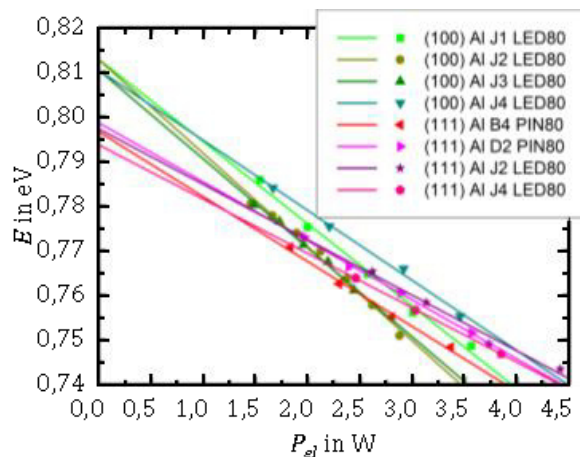


Abb. D.3: Energie des Intensitätsmaximum des Elektrolumineszenzspektrums über der elektrischen Leistung. Die Messpunkte werden linear gefittet.

D.4. Bestimmung des Schichtwiderstands und des spezifischen Kontaktwiderstands aus einer Transferlängenmethode-Messung

Die Messung des Schichtwiderstands R_{sh} und des spezifischen Kontaktwiderstands ρ_c zwischen Halbleiter und Metall erfolgt mit einer Transferlängenmethode-Messung [121] [122]. Der schematische Aufbau einer TLM-Struktur ist in Abb. D.4a gezeigt. Die Weite w und die Breite b ist bei allen Kontakten gleich groß, der Abstand a variiert zwischen den Kontakten. Mit einer Vier-Leiter-Messung wird der Widerstand zwischen den Kontakten in Abhängigkeit des Kontaktabstands gemessen. Ein linearer Fit durch die Messpunkte ist in Abb. D.4b dargestellt. Unter der Annahme von gleichen Kontaktwiderständen aller Kontakte ergibt sich der gemessene Widerstand aus der Summe $R_a = 2 \cdot R_C + R_{Kanal}$ der Kontaktwiderstände R_C und dem Kanalwiderstand R_{Kanal} . Der Kanalwiderstand ist direkt proportional zum Abstand der Kontakte a und dem Schichtwiderstand R_{sh} . Der Schichtwiderstand geht aus der Steigung der Fit-Geraden durch die Messwerte hervor, der Kontaktwiderstand aus dem y-Achsenabschnitt $y_0 = 2R_C$. Zur Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstands ρ_c muss die Transferlänge L_T des Kontaktes berücksichtigt werden.

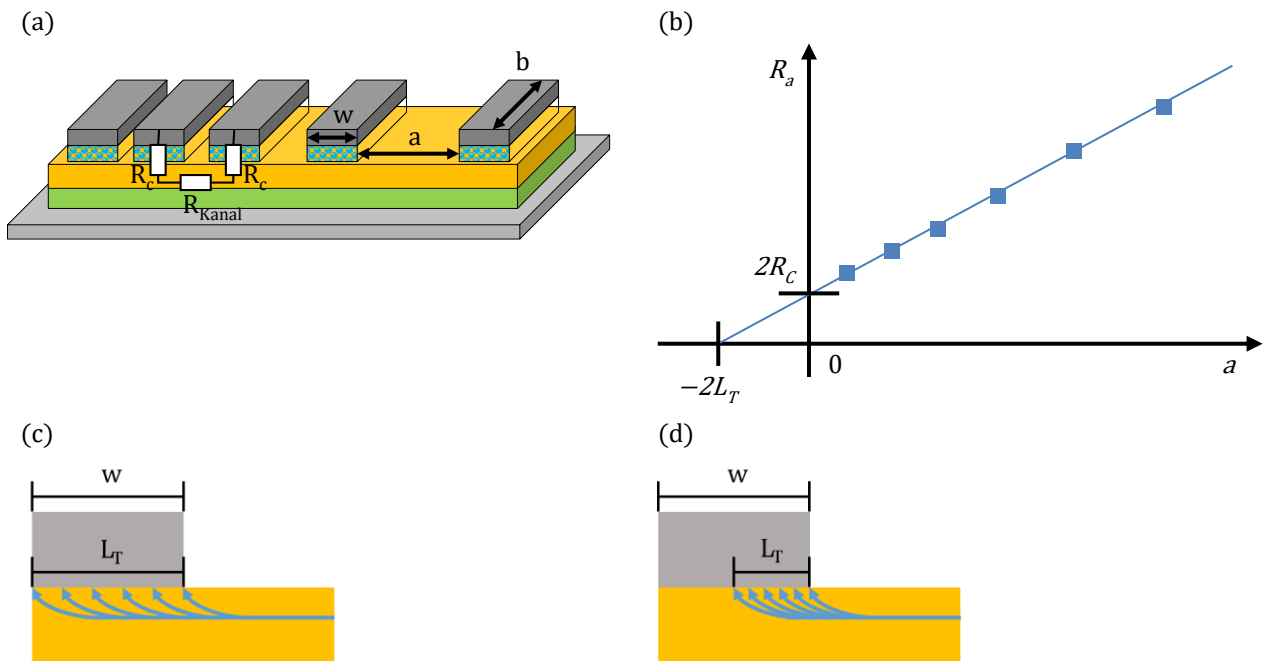


Abb. D.4: (a) Schematischer Aufbau einer TLM-Struktur Bestimmung des Schichtwiderstands und des spezifischen Kontaktwiderstands. (b) Widerstand in Abhängigkeit des Kontaktabstands. (c) Schematische Stromverteilung für $L_T = w$. (d) Schematische Stromverteilung für $L_T < w$.

Je nach Schichtwiderstand und Kontaktwiderstand verringert sich die effektive Fläche des Kontaktes. Der gemessene Kontaktwiderstand R_c kann somit nicht direkt in den spezifischen Widerstand ρ_c umgerechnet werden. Abb. D.4c und d zeigen die Problematik der Kontaktwiderstandsmessung. In Abhängigkeit des spezifischen Kontaktwiderstands und des Schichtwiderstands verringert sich ab der Kante des Kontakts die Stromdichte. Bei der Transferlänge $L_T = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_{sh}}}$ ist die Stromdichte auf $1/e$ abgefallen. Um den spezifischen Kontaktwiderstand ρ_c zu bestimmen gibt es zwei verschiedenen Verfahren:

Bei der geometrischen Lösung wird angenommen, dass die Transferlänge L_T sich aus dem halben x-Achsenabschnitt $x_0 = 2L_T$ ergibt. Aus der Transferlänge und dem Schichtwiderstand folgt für den spezifischen Kontaktwiderstand

$$\rho_c = L_T^2 R_{sh} = \frac{(R_c \cdot b)^2}{R_{sh}}. \quad (D.23)$$

Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit hat eine, durch einen schlechten Fit, fehlerhafte Transferlänge einen großen Einfluss auf den bestimmten Wert des spezifischen

Kontaktwiderstands. Für die numerische Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstands wird in die Gleichung für den Kontaktwiderstand

$$R_c = \frac{\rho_c}{bL_T} \coth\left(\frac{w}{L_T}\right) \quad (D.24)$$

die Definition der Transferlänge $L_T = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_{sh}}}$ eingesetzt und es ergibt sich

$$R_c = \frac{\sqrt{R_{sh}}}{b} \sqrt{\rho_c} \coth\left(\frac{w\sqrt{R_{sh}}}{\sqrt{\rho_c}}\right). \quad (D.25)$$

Diese Gleichung kann numerisch (z.B. mit dem Newton-Verfahren) nach ρ_c aufgelöst werden.

D.5. Bestimmung der Spindiffusionskonstante

Die Bestimmung der Spindiffusionskonstante für Löcher in Ge erfolgt aus der Abschätzung der Lage der Fermienergie

$$E_V - E_F \approx k_B T \left[\ln\left(\frac{p}{N_V}\right) + \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{p}{N_V} \right] \quad (D.26)$$

aus der effektiven Zustandsdichte im Valenzband N_V , der Boltzmannkonstante k_B und der mit einer Hall-Messung bestimmten Löcherkonzentration p . Mit Hilfe der Einsteinrelation für entartete Halbleiter

$$D_h = \frac{2}{3q} (E_V - E_F) \cdot \mu_{p-Ge} \quad (D.27)$$

lässt aus der Lage des Fermienergie und der mit einer Hall-Messung bestimmten Beweglichkeit μ_{p-Ge} die Diffusionskonstante D_h ermitteln [36]. Analog kann die Spindiffusionskonstante für Elektronen D_e aus der effektiven Zustandsdichte im

Leitungsband N_C , der Elektronenkonzentration n und Elektronenbeweglichkeit μ_{n-Ge} bestimmt werden:

$$E_F - E_C \approx k_B T \left[\ln \left(\frac{n}{N_C} \right) + \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{n}{N_C} \right] \quad (D.28)$$

$$D_h = \frac{2}{3q} (E_F - E_C) \cdot \mu_{n-Ge} \quad (D.29)$$

D.6. Bestimmung der Ge-Konzentration und der Verspannung aus einer Raman-Messung

Bei der Ramanmessung wird mit einem Laser der Wellenlänge $\lambda = 633 \text{ nm}$ die Probe bestrahlt und das reflektierte Spektrum analysiert. Durch die inelastische Streuung an den Schwingungsmoden des Materials kommt es zu einer Verschiebung der Wellenlänge des reflektierten Licht, abhängig von den vorliegenden Schwingungsmoden des untersuchten Materials. Die Bestimmung der Ge-Konzentration einer $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht und der Verspannung der darüber liegenden Si-Schicht erfolgt mit der in [123] vorgestellten Berechnung:

Im Ramanspektrum von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen können drei Schwingungsmoden $\omega_{\text{Si-Si}}$, $\omega_{\text{Si-Ge}}$ und $\omega_{\text{Ge-Ge}}$ beobachtet werden. Hierbei beziehen sich die Indizes auf die Schwingungsmoden zwischen den jeweiligen Elementen. Die folgenden Formeln beschreiben den Zusammenhang der Schwingungsmoden mit der Ge-Konzentration x und dem Verspannungsgrad ε der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierung.

$$\omega_{\text{Si-Si}} = 520,5 - 62 \cdot x + 815 \cdot \varepsilon_{\parallel} \quad (D.30)$$

$$\omega_{\text{Si-Ge}} = 400,5 + 14,2 \cdot x + 575 \cdot \varepsilon_{\parallel} \quad (D.31)$$

$$\omega_{\text{Ge-Ge}} = 282,5 + 16 \cdot x + 384 \cdot \varepsilon_{\parallel} \quad (D.32)$$

Durch Umformen und Gleichsetzen der Formeln (D.30) und (D.31) lässt sich die Ge-Konzentration aus den experimentell bestimmten Wellenzahlen der Schwingungsmoden berechnen:

$$x = (-47,165 - \omega_{\text{Si-Si}} + 1,417 \cdot \omega_{\text{Si-Ge}}) / 82,126 \quad (D.33)$$

Durch Einsetzen der Konzentration in Formeln (D.30) ergibt sich daraus der Verspannungsgrad ε_{\parallel} der Si-Schicht.

E. Messdaten

E.1. Strom-Spannungs-Kennlinien von Ge-p-i-n-Dioden

Die Strom-Spannungs-Kennlinien der Proben der Probenserie A sind im Folgenden aufgezeigt. Hierzu sind in die Ströme normiert auf die Diodenfläche bzw. auf den Diodenumfang in Abb. E.1, Abb. E.2 und Abb. E.3 aufgezeigt. Der Sperrstrom I_s der Dioden ist durch einen Volumenstrom $I_{Volumen}$ durch die Mesa und durch einen Oberflächenstrom $I_{Oberfläche}$ entlang der Mesakante gegeben:

$$\begin{aligned} I_s &= I_{Volumen} + I_{Oberfläche} \\ I_s &= J_{Volumen} \cdot A_{Diode} + J_{Oberfläche} \cdot U_{Diode} \end{aligned} \quad (E.1)$$

Durch die Normierung auf die Diodenfläche A_{Diode} bzw. auf den Diodenumfang U_{Diode} von Dioden mit unterschiedlich großen Mesen kann rückgeschlossen werden, durch welchen Mechanismus der Sperrstrom hervorgerufen wird. Die Bezeichnung der Dioden gibt Aufschluss über den Radius der Mesa der Dioden: „pinXX“ ist eine Diode mit optischem Fenster und einem Radius von $r = XX \mu\text{m}$, „pibYY“ ist eine Diode ohne optisches Fenster und einem Radius von $r = YY \mu\text{m}$. Die Flächen und der Umfang der Dioden sind in Tab. E.1 zusammengefasst.

Tab. E.1: Diodenbezeichnung und Abmessungen der Dioden.

Diodenbezeichnung	Radius in μm	Diodenfläche in μm^2	Diodenumfang in μm
pin/pib80	80	$20,1 \cdot 10^3$	503
pin/pib40	40	$5,03 \cdot 10^3$	251
pin/pib20	20	$1,26 \cdot 10^3$	126
pin/pib10	10	314	62,8
pin/pib05	5	78,5	31,4
pib04	4	50,2	25,1
pib03	3	28,3	18,9
pib02	2	12,6	12,6
pib1.5	1,5	7,07	9,42

❖ *pin1(100)*

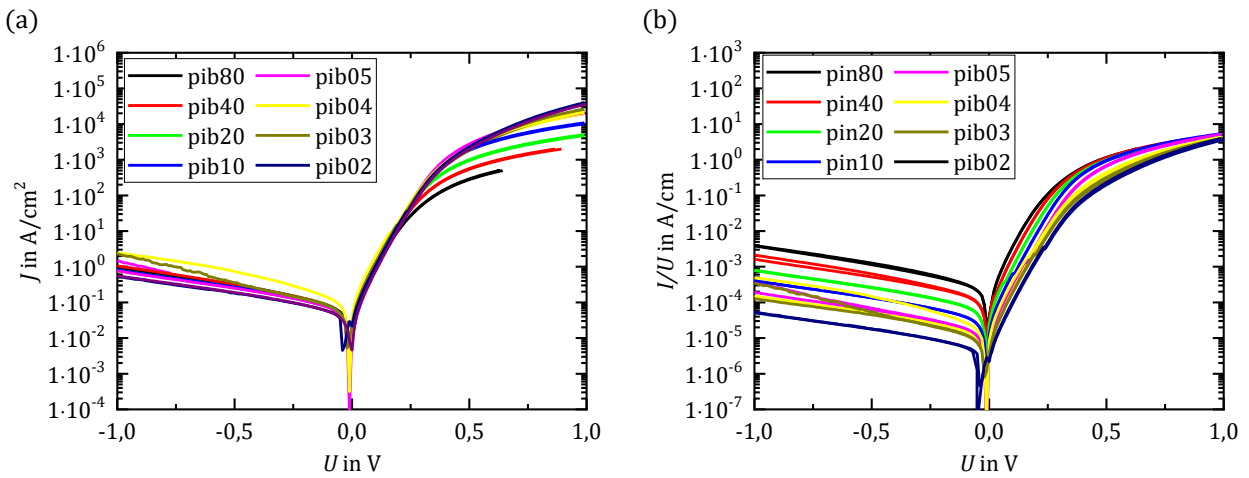


Abb. E.1: (a) Stromdichte der Probe *pin1(100)* für verschiedene Diodengrößen. (b) Strom pro Umfang der Probe *pin1(100)* für verschiedene Diodengrößen.

❖ *pin2(111)*

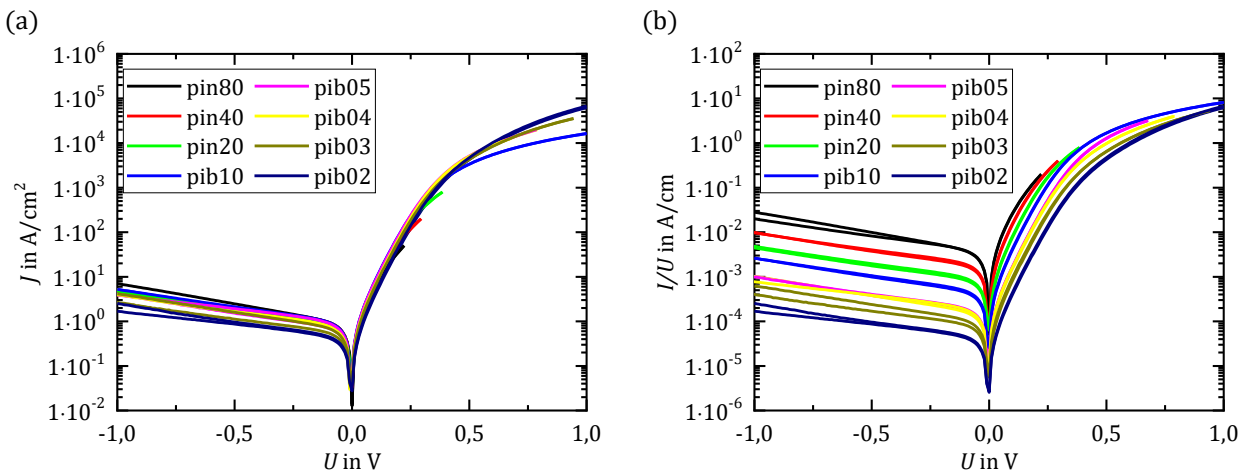


Abb. E.2: (a) Stromdichte der Probe *pin2(111)* für verschiedene Diodengrößen. (b) Strom pro Umfang der Probe *pin-Ge(111)* für verschiedene Diodengrößen.

❖ *pin3(111)*

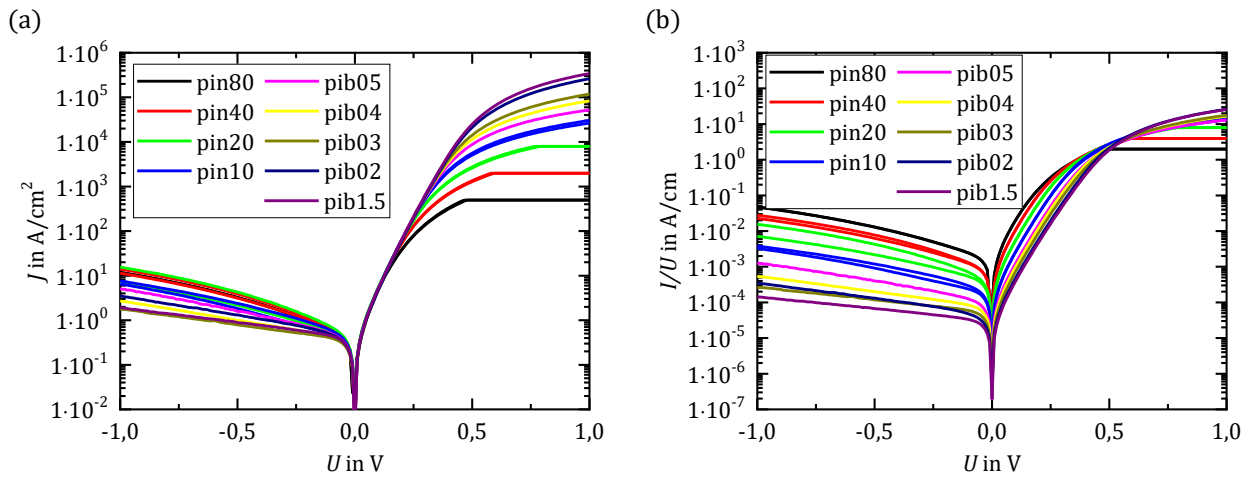


Abb. E.3: (a) Stromdichte der Probe *pin3(111)* für verschiedene Diodengrößen. (b) Strom pro Umfang der Probe *pin3(111)* für verschiedene Diodengrößen.

Curriculum Vitae

- Seit 03/2018 Entwicklungsingenieur bei der TRUMPF Lasersystems for Semiconductor Manufacturing GmbH
- 11/2013-11/2017 Wissenschaftlicher Mitarbeiter und Promotion am Institut für Halbleitertechnik an der Universität Stuttgart.
- Thema: „Spininjektion und Spintransport in Hochbeweglichkeitskanälen aus Germanium“
 - Betreuung der Vorlesungen: Mikroelektronik, Halbleitertechnik (I+II), Ausgewählte Kapitel der Höheren Physik
- 10/2015-11/2017 Graduate Student am Zentrum für integrierte Quantenwissenschaften und -technologien IQST (Universität Stuttgart, MPI Stuttgart, Universität Ulm):
- “Integration of molecular quantum bits with semiconductor spintronics”
- 11/2013-09/2015 BMBF-Projekt (Rohde & Schwarz GmbH & Co. KG, IHP GmbH, TU Berlin, Universität Stuttgart, JCMwave, A.L.S. GmbH):
- „Monolithische elektrooptische Co-Integration zur Realisierung von High End Sampler ASICs“
- 07/2012-12/2012 Praktikum bei der Robert Bosch GmbH am Standort Gerlingen-Schillerhöhe im Bereich Forschung und Vorausentwicklung von Solarzellen
- 10/2007-10/2013 Diplom-Studiengang: Elektro- und Informationstechnik an der Universität Stuttgart:
- Vertiefung Mikro- und Optoelektronik, Schwerpunkt Optoelektronische Systeme
 - Diplomarbeit am Institut für Halbleitertechnik: „Herstellung und Charakterisierung von 50-GHz-Ge-on-Si Wellenleiterdetektoren“
 - Studienarbeit am Institut für Photovoltaik: „Organische Solarzellen“

Curriculum Vitae

09/1998-06/2007 Abitur am Gymnasium Neckartenzlingen
09/1995-07/1998 Grundschule Neckartailfingen

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.

Ort, Datum

Stefan Bechler