

Optimierung des Ladungstransports in komplexen Nanodraht pn- und npn-Übergängen

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften
Abteilung Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktorin der Ingenieurwissenschaften

genehmigte Dissertation

von

Lisa Maria Liborius
aus
Gelsenkirchen

Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Franz-Josef Tegude
Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Thomas Hannappel
Tag der mündlichen Prüfung: 11.01.2023

Kurzfassung

Die technologische Weiterentwicklung elektronischer Bauelemente wird stetig durch die fortschreitende Miniaturisierung vorangetrieben. Die Übertragung planarer Bauelemente in neue Geometrien, beispielsweise in Form von Nanodrähten, ermöglicht dabei eine zusätzliche Erschließung neuer Funktionalitäten mit hohen Integrationsdichten, einer umfangreichen Heterointegrierbarkeit sowie einer breiten Vielfalt der Materialkombinationsmöglichkeiten. In der Literatur veröffentlichte, nanodrahtbasierte Bauelemente weisen jedoch gegenüber planaren Bauelementen limitierte Leistungen auf, wie z. B. Lichtemitter oder Transistoren mit geringen Effizienzen oder Verstärkungen aufgrund vermehrt auftretender Leckströme. Während der Ladungstransport in planaren pn -Übergängen durch den Minoritäten-Transport dominiert wird, treten in Nanodrähten additive Ströme auf, welche eine komplexe, vom Shockley-Read-Hall-Modell abweichende Analyse erforderlich machen. Das Ziel der vorliegenden Dissertation ist ein detailliertes Verständnis der auftretenden Ladungstransportmechanismen in koaxialen Nanodraht- pn -Übergängen zu entwickeln. Dabei liegt insbesondere die Identifikation sowie die aus dem Verständnis erst ermöglichte, zielgerichtete Unterdrückung auftretender Leckstrommechanismen im Fokus.

Die vorliegende Dissertation beinhaltet eine ganzheitliche Betrachtung koaxialer Kern-Multihüllen-Nanodrähte auf GaAs/InGaP-Basis. Neben der epitaktischen Herstellung sowie der technologischen Weiterprozessierung zu elektrisch ansteuerbaren Bauelementen mit metallischen Kontakten wird auch die grundlegende Materialcharakterisierung hinsichtlich der Dotierstoff-Konzentrationen in getaperten Nanodraht-Kernen und -hüllen demonstriert. Neben einfachen Widerstandsabschätzungen sowie der konventionellen Transferlängenmethode über metallische Kontakte wird zusätzlich ein Multi-Spitzen-Rastertunnelmikroskop eingesetzt, mit welchem Messspitzen direkt auf dem Nanodraht platziert werden können. Der Ladungstransport in koaxialen Nanodraht-Kern-Hülle sowie -Hülle-Hülle pn -Übergängen wird mithilfe elektrischer Messungen bei Raum- und Tieftemperatur analysiert. Dabei werden neben diffusiven auch tunnelbasierte Stromtransportmechanismen identifiziert und mithilfe physikalischer Simulationen sowie mittels Elektrolumineszenzspektroskopie verifiziert. Eine Unterdrückung dieser Tunnelmechanismen wird durch das Einbringen einer intrinsischen Zwischenhülle in den pn -Übergang erreicht, welche die Tunnelwahrscheinlichkeit innerhalb der Raumladungszone reduziert. Anhand koaxialer npn -Nanodraht-Strukturen wird abschließend der Einfluss der Tunnelstromunterdrückung auf das Sperrverhalten, die Injektionseffizienz sowie auf die grundlegende Heterostruktur-Bipolartransistorfunktion demonstriert. Durch die Untersuchungen wird ein wichtiger Beitrag zur Unterdrückung des Leckstroms in Nanodraht-Strukturen geleistet, welcher die zukünftige Entwicklung effizienter Nanodraht-Bauelemente bereichern wird.

Abstract

Miniaturization is the driving force behind the further development of electronic devices. New functionalities can be achieved by transferring standard, planar device geometries into alternative forms, e. g. nanowires; this approach greatly expands the possibilities for heterointegration as well as the options for material combinations and large integration densities are achievable. The efficiency and performance, however, of previously published nanowire devices, such as light emitters or transistors, pales in comparison with their planar counterparts, not least due to parasitic leakage mechanisms. While the current transport in planar pn -junctions is dominated by minority charge carrier transport, nanowires often exhibit additional currents, which require a more complex analysis that differs from the standard Shockley-Read-Hall model. This dissertation aims to understand the occurring charge carrier transport mechanisms in coaxial nanowire pn -junctions in detail, focusing particularly on identifying parasitic leakage currents. Consequentially, this analysis makes it possible to suppress these leakage mechanisms.

The present dissertation takes a holistic view of GaAs/InGaP-based, coaxial core-multi-shell nanowires. It includes their epitaxial growth, the technological process of fabricating devices with electrical contacts, as well as the fundamental material analysis regarding doping concentrations in tapered nanowire cores and shells. In addition to simple resistance estimations and the common transfer length method using metal contacts, a multi-tip scanning tunneling microscope is utilized to analyze the nanowires using four measurement probes that can be directly positioned onto the semiconductor. The charge transport in coaxial nanowire core-shell and shell-shell pn -junctions is examined using electrical measurements at room and cryogenic temperature in order to identify diffusive and tunneling current transport mechanisms. The latter current transport mechanisms are further verified via physical simulations as well as electroluminescence spectroscopy. A focused suppression of these tunneling mechanisms is achieved by introducing an intrinsic intershell into the pn -junction, which reduces the tunneling probability inside the space charge region. Finally, the tunneling current suppression mechanism is applied to npn nanowire structures and its positive impact on the blocking behavior, the injection efficiency and the overall bipolar transistor performance is demonstrated. The investigations reported in this dissertation contribute to the suppression of leakage currents in nanowire structures. They further enhance the future development of efficient nanowire devices.

Publikationsliste

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurden folgende wissenschaftliche Publikationen in Zeitschriften und in Form von Vorträgen und Postern bei nationalen und internationalen Konferenzen und Workshops veröffentlicht.

Veröffentlichungen in referierten Fachzeitschriften

1. P. Häuser, C. Blumberg, L. Liborius, W. Prost, N. Weimann, „Polarity-controlled AlN/Si templates by in situ oxide desorption for MOVPE-grown GaN nanowire LED arrays”, *Journal of Crystal Growth* **566-567**, 126162 (2021)
2. L. Liborius, J. Bieniek, A. Possberg, F.-J. Tegude, W. Prost, A. Poloczek, N. Weimann, „Tunneling-related Leakage Currents in Coaxial GaAs/InGaP Nanowire Heterojunction Bipolar Transistors”, *Physica Status Solidi B* **258**(2), 2000395 (2021)
3. M. Zapf, M. Ritzer, L. Liborius, A. Johannes, M. Hafermann, S. Schönherr, J. Segura-Ruiz, G. Martínez-Criado, W. Prost, C. Ronning, „Hot electrons in a nanowire hard X-ray detector”, *Nature Communications* **11**, 4729 (2020)
4. C. Blumberg, L. Liborius, J. Ackermann, F.-J. Tegude, A. Poloczek, W. Prost, N. Weimann, „Spatially controlled VLS epitaxy of gallium arsenide nanowires on gallium nitride layers”, *CrystEngComm* **22**(7), 1239-1250 (2020)
5. L. Liborius, J. Bieniek, A. Nägelein, F.-J. Tegude, W. Prost, T. Hannappel, A. Poloczek, N. Weimann, „n-Doped InGaP Nanowire Shells in GaAs/InGaP Core-Shell p-n Junctions”, *Physica Status Solidi B* **257**(2), 1900358 (2020)
6. L. Liborius, F. Heyer, K. Arzi, C. Speich, W. Prost, F.-J. Tegude, N. Weimann, A. Poloczek, „Towards Nanowire HBT: Reverse Current Reduction in Coaxial GaAs/InGaP n(i)p and n(i)pn Core-Multishell Nanowires”, *Physica Status Solidi A* **216**, 1800562 (2019)
7. C. Speich, F. Dissinger, L. Liborius, U. Hagemann, S. R. Waldvogel, F.-J. Tegude, W. Prost, „Process Development for Wet-Chemical Surface Functionalization of Gallium Arsenide Based Nanowires”, *Physica Status Solidi B* **256**(4), 1800678 (2019)
8. A. Nägelein, L. Liborius, M. Steidl, C. Blumberg, P. Kleinschmidt, A. Poloczek, T. Hannappel, „Comparative analysis on resistance profiling along tapered semiconductor nanowires: multi-tip technique versus transmission line method”, *Journal of Physics: Condensed Matter* **29**(39), 394007 (2017)

Konferenzbeiträge und Workshops

Der jeweilige Präsentator ist unterstrichen.

1. J. Koch, L. Liborius, P. Kleinschmidt, N. Weimann, W. Prost, T. Hannappel, „Influence of the measuring tip-to-semiconductor contact on the overall electrical characterization of nanowire structures“, *2022 Spring Meeting EMRS*, Online-Konferenz, 30.05. - 03.06.2022 (angenommener Vortrag)
2. H. Zhang, L. Liborius, A. Possberg, N. Weimann, W. Prost, „Trap-Assisted Tunneling leakage current in core-shell Nanowire pn Heterojunctions“, *Nanowire Week 2022*, Chamonix, Frankreich, 25.04. - 29.04.2022 (angenommener Vortrag)
3. J. Koch, L. Liborius, P. Kleinschmidt, N. Weimann, W. Prost, T. Hannappel, „Multi-probe electrical characterization of freestanding coaxial GaAs-GaInP nanowire structures for solar energy conversion“, *35. DGKK Workshop*, Bremen, 16.05. - 18.05.2022 (angenommener Vortrag)
4. J. Koch, L. Liborius, P. Kleinschmidt, W. Prost, T. Hannappel, „Spatially resolved multi-probe electrical characterization of GaAs-based nanowire structures“, *DPG-Tagung der Sektion Kondensierte Materie*, virtuelle Konferenz, 27.09. - 01.10.2021 (Vortrag)
5. J. Koch, L. Liborius, P. Kleinschmidt, W. Prost, T. Hannappel, „Growth and I-V Characterization of Individual, Freestanding Core-Shell Nanowires with High Spatial Resolution“, *ACCGE-22 und OMVPE-20*, virtuelle Konferenz, 02.08. - 04.08.2021 (Posterpräsentation; Poster Award)
6. J. Koch, L. Liborius, P. Kleinschmidt, W. Prost, T. Hannappel, „Multi-probe electrical characterization of freestanding core-multishell GaAs-GaInP nanowire structures“, *2021 Spring Meeting EMRS*, virtuelle Konferenz, 31.05. - 03.06.2021 (Vortrag)
7. L. Liborius, J. Bieniek, A. Possberg, W. Prost, F.-J. Tegude, A. Poloczek, N. Weimann, „Leakage Current Suppression in Coaxial GaAs/InGaP Nanowire pn-Heterojunctions“, *9. NRW Nano-Konferenz*, Virtuelle Konferenz, 21.04. - 23.04.2021 (Posterpräsentation)
8. L. Liborius, J. Bieniek, A. Nägelein, F.-J. Tegude, A. Poloczek, N. Weimann, „n-doped InGaP Nanowire Shells in Core-Shell pn-junctions“, *Compound Semiconductor Week 2019*, Nara, Japan, 19.05. - 23.05.2019 (Vortrag)

9. L. Liborius, C. Speich, K. Arzi, F.-J. Tegude, A. Poloczek, N. Weimann, „Minority Transfer through a n(i)pn Core-multishell Nanowire“, *8. NRW Nano-Konferenz*, Dortmund, 21.11. – 22.11.2018 (Posterpräsentation)
10. K. Arzi, E. Mutlu, C. Blumberg, L. Liborius, A. Poloczek, W. Prost, N. Weimann, „Combined Nanoimprint and Optical Lithography for Nanoscaled Devices fabrication“, *8. NRW Nano-Konferenz*, Dortmund, 21.11. – 22.11.2018 (Posterpräsentation)
11. L. Liborius, K. Arzi, C. Speich, W. Prost, F.-J. Tegude, A. Poloczek, N. Weimann, „Towards nanowire HBT: Minority charge carrier transition through npn core-multishell nanowires“, *Compound Semiconductor Week 2018*, Cambridge, MA, USA, 29.05. - 01.06.2018 (Vortrag)
12. A. Nägelein, L. Liborius, M. Steidl, C. Blumberg, P. Kleinschmidt, A. Poloczek, T. Hannappel, „Resistance profiling along tapered nanowires: Multi-tip-technique vs. transmission line method“, *DPG Frühjahrstagung der Sektion Kondensierte Materie*, Berlin, 11.03. - 16.03.2018 (Vortrag)
13. L. Liborius, O. Benner, C. Speich, W. Prost, F.-J. Tegude, A. Poloczek, „p-GaAs/n-InGaP heterojunction in Au-assisted MOVPE grown multi shell nanowires“, *Nanowire Week 2017*, Lund, Schweden, 29.05. - 02.06.2017 (Posterpräsentation)
14. L. Liborius, O. Benner, C. Speich, A. Poloczek, „p-GaAs/n-InGaP Heterojunction in Au-assisted MOVPE Grown Multishell Nanowires“, *31. DGKK Workshop*, Duisburg, 08.12. - 09.12.2016 (Vortrag)
15. K. Arzi, C. Blumberg, L. Liborius, W. Prost, F.-J. Tegude, A. Poloczek, „Nanoscaled Devices fabricated by Combined Nanoimprint- and Photolithography (CNP)“, *The Materials Chain*, Bochum, 30.05. - 01.06.2016 (Posterpräsentation)

Auszeichnungen

1. 9. NRW Nano-Konferenz 2nd Place Best Poster Award (Virtuelle Konferenz, 2021): „Leakage Current Suppression in Coaxial GaAs/InGaP Nanowire pn-Heterojunctions“
2. 8. NRW Nano-Konferenz 2nd Place Best Poster Award (Dortmund, 2018): „Minority Transfer through a n(i)pn Core-multishell Nanowire“

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	III
Abstract	V
Publikationsliste	VII
Abkürzungen, Symbole und physikalische Konstanten	XII
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 Ladungstransport im Halbleiter- pn -Übergang	5
2.1.1 Bandstruktur des pn -Übergangs	5
2.1.2 Drift und Diffusion im pn -Übergang	7
2.1.3 Tunnelmechanismen im pn -Übergang	9
2.2 Ladungstransport in Nanodrähten	19
2.2.1 Einfluss der Drahtoberfläche	19
2.2.2 Leitfähigkeit: Dotierung und Mobilität	23
2.2.3 Nanodraht- pn -Übergänge	24
2.3 Heterostruktur-Bipolartransistoren	26
3 Charakterisierungsmethoden	33
3.1 Elektrische Charakterisierung	33
3.1.1 Transferlängen Methode	34
3.1.2 Multi-Spitzen-Rastertunnelmikroskop	35
3.2 Optische Charakterisierung	37
4 Koaxiale Nanodrähte: Struktur, Epitaxie und Prozesstechnologie	39
4.1 Materialauswahl	39
4.2 Struktur koaxialer pn - und npn -Nanodrähte	40
4.3 Epitaxie koaxialer npn -Nanodrähte	41
4.4 Strukturierung und Kontaktierung der npn -Nanodrähte	44
4.4.1 Spezifische Technologieentwicklung zum selektiven Ätzen	44
4.4.2 Technologieentwicklung zur Kontaktierung lateraler Nanodrähte	49
5 Material- und Kontaktanalyse koaxialer Nanodrähte	53
5.1 Analyse von GaAs-Nanodraht-Kernen	53
5.1.1 MT-STM- und TLM-Auswertung an getaperten p -GaAs-Kernen	54

5.1.2	Analyse von n -GaAs-Kernen	59
5.2	Analyse von Nanodraht-Hüllen um getaperte Drahtkerne	60
5.2.1	Widerstandsanalyse kontaktierter p -GaAs Nanodraht-Hüllen	61
5.2.2	Analyse der MT-STM-Messungen an n -InGaP-Hüllen	62
5.3	Ohmsche Kontakte auf n -InGaP Nanodraht-Hüllen	67
6	Koaxiale GaAs/InGaP-pn-Dioden	71
6.1	Koaxiale n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs-Dioden	71
6.1.1	Diffusiver Stromtransport im pin -Übergang	71
6.1.2	Tunnelprozesse im pin -Übergang	74
6.1.3	Serienwiderstand einer asymmetrischen, koaxialen Nanodraht-Diode	83
6.2	Koaxiale p -GaAs/ n -InGaP Hülle-Hülle-Dioden	89
6.2.1	Diodenkennlinien	92
6.2.2	Nichtstrahlende Tunnelprozesse	100
6.2.3	Strahlende Tunnelprozesse	102
7	Nanodraht-Heterostruktur-Bipolartransistor	111
7.1	Umsetzung eines HBT in koaxialer Nanodraht-Geometrie	111
7.1.1	Sperrverhalten der Basis-Kollektor-Diode	113
7.1.2	Injektionseffizienz des Emitters	116
8	Zusammenfassung	123
	Literaturverzeichnis	127
	Abbildungsverzeichnis	147
	Anhang	151
A	Prozessprotokoll eines koaxialen Nanodraht-HBT	151
B	Details zu Wachstum, Struktur und Prozessierung der untersuchten Nano- drähte	156
B.1	Wachstum, Struktur und Prozessierung der p -GaAs-Nanodraht-Kerne	156
B.2	Herstellung der i -GaAs/ p -GaAs Kern-Hülle-Nanodrähte	157
B.3	Herstellung der i -GaAs/ n -InGaP Kern-Hülle-Nanodrähte	158
B.4	Kontakte auf n -InGaP Kern-Hülle-Nanodrähten	160
B.5	Herstellung von n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs Kern-Hülle-Dioden . . .	161
B.6	Herstellung von p -GaAs/ n_δ -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Dioden . .	162
	Danksagung	165

Abkürzungen, Symbole und physikalische Konstanten

In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit verwendeten Abkürzungen, mathematischen Symbole und physikalischen Konstanten tabellarisch gelistet. Die zugeordneten Einheiten entsprechen den üblicherweise in der einschlägigen Literatur verwendeten und können vom internationalen Einheitensystem abweichen.

Abkürzung	Beschreibung
AlGaAs	Verbindungshalbleiter Aluminiumgalliumarsenid
As	Chemisches Element Arsen
Au	Chemisches Element Gold
BC-Diode	Basis-Kollektor-Diode
BE-Diode	Basis-Emitter-Diode
C	Chemisches Element Kohlenstoff
CBr ₄	Präkursor Tetrabrommethan
DEZn	Präkursor Diethylzink
DitBuSi	Präkursor Ditertiärbutylsilan
DI-Wasser	Deionisiertes Wasser
Ga	Chemisches Element Gallium
GaAs	Verbindungshalbleiter Galliumarsenid
Ge	Chemisches Element Germanium
H ₂ O ₂	Wasserstoffperoxid
H ₂ SO ₄	Schwefelsäure
HBT	Heterostruktur-Bipolartransistor
HCl (aq)	Salzsäure
In	Chemisches Element Indium
InGaAs	Verbindungshalbleiter Indiumgalliumarsenid
InGaP	Verbindungshalbleiter Indiumgalliumphosphid
InP	Verbindungshalbleiter Indiumphosphid
<i>I-U</i> -Charakteristik	Strom-Spannungs-Charakteristik
<i>J-U</i> -Charakteristik	Stromdichte-Spannungs-Charakteristik
LB	Leitungsband
LED	Lichtemittierende Diode
LN ₂	Flüssigstickstoff (engl. liquid nitrogen)
MIBK	Methylisobutylketon
MT-STM	Multi-Spitzen-Rastertunnelmikroskop (engl. multi-tip scanning tunneling microscope)

Abkürzungen, Symbole und physikalische Konstanten

Abkürzung	Beschreibung
Ni	Chemisches Element Nickel
nid	Nominell undotiert (engl. not-intentionally doped)
Pt	Chemisches Element Platin
RLZ	Raumladungszone
REM	Rasterelektronenmikroskop
RTA	Lampenlegierofen (engl. rapid thermal annealer)
Si	Chemisches Element Silizium
SiH ₄	Präkursor Silan
SiO ₂	Siliziumdioxid
Sn	Chemisches Element Zinn
SRH	Shockley-Read-Hall
TBAs	Präkursor Tertiärbutylarsin
TBP	Präkursor Tertiärbutylphosphin
TESn	Präkursor Tetraethylzinn
Ti	Chemisches Element Titan
TLM	Transferlängen-Methode
TMGa	Präkursor Trimethylgallium
TMIn	Präkursor Trimethylindium
VB	Valenzband
WKB-Methode	Methode nach Wentzel, Kramers und Brillouin zur Abschätzung der Tunnelwahrscheinlichkeit
Zn	Chemisches Element Zink

Symbol	Beschreibung	Einheit
\bar{A}_{eff}	Effektiver, stromdurchflossener Nanodraht-Hüllenquerschnitt (gemittelt)	μm^2
A_{H}	Effektiver Drahhüllenquerschnitt	μm^2
A_{hex}	Hexagonale Querschnittsfläche eines Nanodrahts	nm^2
A_{NW}	Stromdurchflossener Nanodrahtquerschnitt	μm^2
\bar{A}_{NW}	Mittlerer, stromdurchflossener Querschnitt im getaperten Nanodraht	μm^2
A_{pn}	<i>pn</i> -Übergangsfläche	μm^2
$A_{\text{pn, BE}}$	<i>pn</i> -Fläche des BE-Übergangs	μm^2
A_{tri}	Trigonale Querschnittsfläche eines Nanodrahts	nm^2

Abkürzungen, Symbole und physikalische Konstanten

Symbol	Beschreibung	Einheit
B	Gleichstromverstärkungsfaktor	
B_{\max}	Maximaler Gleichstromverstärkungsfaktor	
c_1, c_2, c_3	Konstanten	
C_{BC}	Kapazität der BC-Raumladungszone	F
$C_{\text{BC,p}}$	Parasitäre Kapazität der BC-Raumladungszone	F
C_{EB}	Kapazität der BE-Raumladungszone	F
\mathbb{D}	Elektrische Flussdichte	C m^{-2}
$D_{1\perp 2}$	Dichte und Besetzung von Zuständen vor und hinter einer Barriere	k. A.
d_{B}	Dicke der Basis-Hülle	nm
d_{C}	Dicke der Kollektor-Hülle	nm
d_{E}	Dicke des Emitters / der Emitterhülle	nm
d_{ECap}	Dicke des Emitter-Caps / der Emitter-Cap-Hülle	nm
d_{H}	Nanodraht-Hüllendicke	nm
d_i	Dicke der intrinsischen Schicht im planaren <i>pin</i> -Übergang	nm
$D_{\text{n}}, D_{\text{p}}$	Diffusionskoeffizient der Elektronen bzw. Löcher	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
D_{OF}	Oberflächenzustandsdichte	$\text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$
d_{OF}	Radiale Ausdehnung der Oberflächenverarmung	nm
d_{RLZ}	Ausdehnung der Raumladungszone im <i>pn</i> -Übergang	nm
$d_{\text{RLZ,BC}}$	Ausdehnung der Raumladungszone am BC-Übergang	nm
$d_{\text{RLZ,BE}}$	Ausdehnung der Raumladungszone am BE-Übergang	nm
$d_{\text{RLZ,H}}$	Ausdehnung der Raumladungszone in eine Nanodraht-Hülle	nm
d_{SC}	Durchmesser des Subkollektorkerns	nm
E	Energie	eV
\mathbb{E}	Elektrisches Feld	V m^{-1}
$\bar{\mathbb{E}}$	Gemittelttes elektrisches Feld	V m^{-1}
\mathbb{E}_{\max}	Maximales elektrisches Feld	V m^{-1}
$E_{\text{b,F}}, E_{\text{b,R}}$	Tunnelbarrierenhöhe in Fluss- bzw. Sperrrichtung	eV
E_{F}	Fermi-Niveau	eV
$E_{\text{F,n}}, E_{\text{F,p}}$	Quasi-Fermi-Level der Elektronen bzw. Löcher	eV
E_{g}	Bandlückenenergie	eV
$E_{\text{g,GaAs}}$	Bandlückenenergie von GaAs	eV
$E_{\text{g,InGaP}}$	Bandlückenenergie von InGaP	eV
E_{T}	Tunnelbarrierenhöhe	eV
E_{t}	Energie eines Defektzustands	eV
$G_{\text{e}}, G_{\text{p}}$	Störstellen-Generationsrate der Elektronen bzw. Löcher	s^{-1}

Abkürzungen, Symbole und physikalische Konstanten

Symbol	Beschreibung	Einheit
I_0	Dioden Sättigungssperrstrom	A
$I_{0,F}, I_{0,R}$	Spannungsunabhängiger Vorfaktor des Tunnelstroms in Fluss- bzw. Sperrrichtung	A
I_B	Basisstrom	A
I_C	Kollektorstrom	A
$I_{C,n}$	Elektronendifusionsstrom aus der Basis in den Kollektor	A
$I_{C,p}$	Sperrstrom am BC-Übergang	A
I_D	Diodenstrom	A
I_E	Emitterstrom	A
$I_{E,n}$	Aus dem Emitter in die Basis injizierter Elektronenstrom	A
$I_{E,p}$	Aus der Basis in den Emitter injizierter Löcherstrom	A
I_{ph}	Photostrom	A
$I_{r,B}$	Rekombinationsstrom in der Basis	A
$I_{r,BE}$	Rekombinationsstrom in der BE-RLZ	A
I_T	Tunnelstrom	A
$I_{T,F}, I_{T,R}$	Tunnelstrom in Fluss- bzw. Sperrrichtung	A
J_0	Sättigungssperrstromdichte einer Diode	A cm ⁻²
$J_{0,T}$	Tunnelsättigungsstromdichte	A cm ⁻²
J_B	Basisstromdichte	A cm ⁻²
J_C	Kollektorstromdichte	A cm ⁻²
J_D	Diodenstromdichte	A cm ⁻²
J_E, J_L	Elektronen- bzw. Löcherstromdichte	A cm ⁻²
J_T	Tunnelstromdichte	A cm ⁻²
$J_{T,F}$	Tunnelstromdichte in Flussrichtung	A cm ⁻²
L	Abstand zweier MT-STM Messspitzen bzw. TLM-Kontakte	µm
L_B	Länge des Basis-Teilabschnitts im Nanodraht	µm
L_E	Länge des Emitter-Teilabschnitts im Nanodraht	µm
L_{ges}	Gesamtlänge des Nanodrahts	µm
L_K	Abstand zwischen Kontakten bei TLM-Messung	µm
L_n, L_p	Diffusionslänge der Elektronen bzw. Löcher	µm
l_n, l_p	Raumladungszonenausdehnung ins n - bzw. p -Material	nm
L_{Pad}	Länge eines Kontaktpads	µm
L_{SC}	Länge des Subkollektor-Teilabschnitts im Nanodraht	µm
L_T	Transferlänge	µm
$M_{1\perp 2}$	Verbindung zwischen zwei Zuständen vor und hinter einer Barriere	k. A.

Abkürzungen, Symbole und physikalische Konstanten

Symbol	Beschreibung	Einheit
m_r^*	Reduzierte effektive Masse	kg
n	Freie Elektronenkonzentration	cm^{-3}
N_0	Dotierstoffkonzentration bei der die Mobilität durch Streuung an Defekten um die Hälfte reduziert ist	cm^{-3}
N_A	Akzeptorkonzentration	cm^{-3}
$N_{A,\text{planar}}$	Akzeptorkonzentration aus dem planaren Modell bestimmt	cm^{-3}
n_B	Elektronenkonzentration in der Basis	cm^{-3}
n_{B0}	Basis-Minoritätenkonzentration im Gleichgewicht	cm^{-3}
N_D	Donatorkonzentration	cm^{-3}
n_{ein}	Anzahl Elektronen, die auf eine Barriere treffen	
n_i	Intrinsische Ladungsträgerkonzentration	cm^{-3}
N_t	Störstellendichte	cm^{-3}
n_t	Zusätzliche Elektronen im LB wenn $E_F = E_t$	cm^{-3}
p	Freie Löcherkonzentration	cm^{-3}
P_L	Strahlungsleistung	W
P_T	Tunnelwahrscheinlichkeit durch eine Barriere	
p_t	Zusätzliche Löcher im VB wenn $E_F = E_t$	cm^{-3}
$P_{T,F}, P_{T,R}$	Tunnelwahrscheinlichkeit durch einen pn -Übergang in Fluss- bzw. Sperrrichtung	
$P_{T,WKB}$	Tunnelwahrscheinlichkeit nach der WKB-Methode	
$r_{0,\text{eff}}$	Effektiver Drahtradius im Bereich der Drahtspitze nach Abzug von d_{OF}	nm
R^2	Bestimmtheitsmaß der linearen Anpassung	
$R_{1,2}$	Widerstand Zwischen den Drahtpositionen l_1 und l_2	Ω
R'	Widerstandsbelag	$\Omega \mu\text{m}^{-1}$
r_D	Gesamter Drahtradius	nm
\bar{r}_D	Mittlerer Drahtradius	nm
$r_{D,0}$	Drahtradius im Bereich der Drahtspitze	nm
$r_{D,\text{eff}}$	Effektiver Drahtradius nach Abzug von d_{OF}	nm
$r_{D,L}$	Drahtradius im Bereich des Drahtfußes	nm
$r_{D,\text{krit}}$	Minimaler Drahtradius bevor der Draht verarmt ist	nm
R_e	Störstellen-Rekombinationsrate der Elektronen	s^{-1}
R_{ges}	Gesamtwiderstand	Ω
R_H	Widerstand einer Nanodraht-Hülle	Ω
R_K	Kontaktwiderstand	Ω
r_K	Radius des Drahtkerns	nm

Abkürzungen, Symbole und physikalische Konstanten

Symbol	Beschreibung	Einheit
r_n	Radiale Position der Raumladungszonengrenze im n -Gebiet	nm
R_{NW}	Bahnwiderstand eines Nanodrahts	Ω
$R_{NW,tap}$	Bahnwiderstand eines getaperten Nanodrahts	Ω
R_p	Störstellen-Rekombinationsrate der Löcher	s^{-1}
r_p	Radiale Position der Raumladungszonengrenze im p -Gebiet	nm
R_s	Serienwiderstand	Ω
$R_{SRH,net}$	Nettorekombinationsrate im SRH-Modell	$cm^{-3} s^{-1}$
r_V	Radiale Position der Grenzfläche quasi-neutraler Drahtkern/Oberflächenverarmungszone	nm
T	Absolute Temperatur	K
U	Angelegte Spannung	V
U_{BC}	Basis-Kollektor-Spannung	V
U_{BE}	Basis-Emitter-Spannung	V
U_{CB}	Kollektor-Basis-Spannung	V
U_{CE}	Kollektor-Emitter-Spannung	V
U_D	Diffusionsspannung des pn -Übergangs	V
$U_{D,eff}$	Effektive Diffusionsspannung in Flussrichtung	V
U_L	Leerlaufspannung einer Solarzelle	V
U_{pn}, U_{pin}	Spannung, die am pn - bzw. pin -Übergang abfällt	V
U_T	Charakteristische Tunnelspannung	V
U_{th}	Thermospannung	V
V_{NW}	Kegelstumpfvolumen eines getaperten Drahtabschnitts	nm^3
$V(x)$	Höhe der Potentialbarriere (abh. vom Ort x)	eV
W_B	Basisweite	nm
$W_{B,eff}$	Effektive Basisweite	nm
$w_{Hülle}$	Weite einer hexagonalen Facettenkante	nm
w_{Kern}	Weite einer trigonalen Facettenkante	nm
w_T	Weite der Tunnelbarriere	nm
x_n, x_p	i - n - bzw. p - i -Grenze im pin -Übergang	nm
$x_{n,0}, x_{p,0}$	RLZ-Grenze im n - bzw. p -Gebiet	nm
z	Empirisch ermittelter Parameter der Hilsun-Formel	
α	Spannungsunabhängiger Vorfaktor im Exponent der Diodengleichung	V^{-1}
α_{TF}, α_{TR}	Spannungsunabhängiger Vorfaktor im Exponent der Tunnelwahrscheinlichkeit in Fluss- bzw. Sperrrichtung	$V^{\beta-1,5}$ bzw. V^β
β, β_R, β_F	Anpassungsparameter	

Abkürzungen, Symbole und physikalische Konstanten

Symbol	Beschreibung	Einheit
Γ	Injektionseffizienz	
$\gamma, \gamma_R, \gamma_F$	Anpassungsparameter	
δ	Zählgröße	
ΔE_g	Gesamtbanddiskontinuität am Heteroübergang	eV
ΔE_{LB}	Leitungsbanddiskontinuität am Heteroübergang	eV
ΔU_{R_s}	Spannungsverschiebung reale/ideale Diode aufgrund des Serienwiderstands	V
ΔE_{VB}	Valenzbanddiskontinuität am Heteroübergang	eV
$\Delta R_{n,n+1}$	Widerstands-Korrekturfaktor für getaperte Drähte	
ε_0	Permittivität des Vakuums	A s V ⁻¹ m ⁻¹
ε_r	Relative Permittivität	
$\varepsilon_{r,GaAs}$	Relative Permittivität von GaAs	
$\varepsilon_{r,InGaP}$	Relative Permittivität von InGaP	
η	Idealitätsfaktor einer Diode	
η_{BE}, η_{BC}	Emissionskoeffizient der BE- bzw. BC-Diode	
κ_{NW}	Spezifische Leitfähigkeit im Bahngebiet des Nanodrahts	$\Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$
μ_0	Mobilität des undotierten Halbleiters	$\text{m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
μ_n, μ_p	Elektronen- bzw. Löchermobilität	$\text{m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
ρ	Raumladungsdichte	A s cm ⁻³
ρ_{OF}	Ladungsdichte der Oberflächenverarmungszone	A s cm ⁻³
ρ_K	Spezifischer Kontaktwiderstand	$\Omega \text{ cm}^2$
ρ_{NW}	Spezifischer Widerstand im Bahngebiet des Nanodrahts	$\Omega \text{ cm}$
σ	Einfangquerschnitt der Minoritäten	nm^2
τ_{dop}	Dotierstoffkonzentrationsabhängige Lebensdauer	s
τ_{ein}	Zeiteinheit in der Ladungsträger auf eine Barriere treffen	s
τ_n, τ_p	Minoritätenlebensdauer der Elektronen bzw. Löcher	s
φ	Elektrisches Potential	V
$\varphi_{0,n}, \varphi_{0,p}$	Elektrisches Potential im quasi-neutralen <i>n</i> - bzw. <i>p</i> -Halbleiter	V
φ_i	Elektrisches Potential im <i>i</i> -Halbleiter	V
φ_{LN}	Ladungsneutralitätsniveau	V
φ_{OF}	Oberflächenpotential	V
χ	Elektronenaffinität eines Halbleiters	eV
ω_0	Diskrete Phononenfrequenz	s ⁻¹

Physikalische Konstanten und Beschreibung		Wert und Einheit
\hbar	Reduziertes Plancksches Wirkungsquantum	$1,055 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
k_B	Boltzmann-Konstante	$1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
q	Elementarladung	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ A s}$
ε_0	Permittivität des Vakuums	$8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$

1 Einleitung

Die Entdeckung der gezielten Dotierfähigkeit von Halbleitermaterialien ebnete bereits in den 50er Jahren den Weg für eine Vielzahl von elektronischen Bauelementen, die heute unverzichtbarer Bestandteil unseres Alltags sind.^[1,2] Neben monopolaren Bauelementen wie dem Feldeffekttransistor, in denen der Ladungstransport in nur einem n - oder p -dotierten Material stattfindet, ermöglichte die Herstellung von Halbleitern mit ladungstrennenden pn -Übergängen den Erfolg bipolarer Bauelemente wie lichtemittierenden Leucht- (LED)^[3] und Laserdioden^[4,5], lichtsensitiven Solarzellen^[6] und Phototransistoren^[7] sowie schaltenden und verstärkenden Homo- und Heterostruktur-Bipolartransistoren (HBT).^[8] Eine Antwort auf die zunehmenden Anforderungen der modernen Welt an Rechenleistung und Daten-Übertragungsraten bei gleichzeitig geringerem Energieverbrauch liefert seit vielen Jahren die fortschreitende Miniaturisierung von Bauelement-Abmessungen.^[9] Gleichzeitig werden durch alternative, vom planaren Standard abweichende Geometrien neue Funktionalitäten erschlossen.

Ein Transfer der Eigenschaften planarer Bauelemente in eine axiale oder koaxiale Nanodraht-Struktur bietet neue elektronische und optoelektronische Bauelement-Designmöglichkeiten mit hohen Integrationsdichten und wird seit nahezu zwei Jahrzehnten intensiv verfolgt.^[10-14] Vorteile dieser Strukturen sind, neben einer materialsparenden und daher prinzipiell kostengünstigeren Herstellung, z. B. durch Aerotaxie^[15], die vielseitigen Material-Kombinationsmöglichkeiten sowohl in der Nanodraht-Struktur selbst^[16] als auch hinsichtlich der verwendeten Wachstumssubstrate.^[17] Gitterverspannungen werden aufgrund des geringen Drahtdurchmessers innerhalb einiger Monolagen zu den Nanodraht-Facetten hin entspannt. Auf diese Weise können Heterostrukturen mit Gitterfehlanpassungen $> 11\%$ epitaktisch hergestellt werden, was im konventionellen Dünnschicht-Wachstum aufgrund fehlender Relaxations-Möglichkeiten nicht umsetzbar wäre.^[18-20] Eine mögliche Anwendung findet dies z. B. in der monolithischen Heterointegration von funktionalen III-V- Halbleiter-Nanodrähten auf Silizium (Si) bzw. in der CMOS-Plattform.^[21-24]

Die Eigenschaften von Nanodrähten mit kleinen Dimensionen bei gleichzeitig großen Aspektverhältnissen in Kombination mit den elektrischen und optischen Eigenschaften von III-V-Halbleitern, wurden bereits in einer Vielzahl von Anwendungsbeispielen auf Basis von pn -Übergängen demonstriert, darunter LED^[21,25-28], Photodetektoren^[29-32], Solarzellen^[33-36] und optisch gepumpte Laser.^[37-40] Nach dem Shockley-^[8] und dem Shockley-Read-Hall (SRH) Modell^[41,42] wird der Ladungstransport durch einen solchen pn -Übergang durch die Minoritätsladungsträger bestimmt. Nanodrähte weisen jedoch häufig ein von diesen Standard-Modellen abweichendes Verhalten auf, geprägt von vermehrten Leckströmen^[43-46] und Idealitätsfaktoren > 2 .^[25,45-48] Diese parasitären Mechanis-

men, welche durch die Lebensdauern, die Konzentrationen sowie Transportmechanismen der Minoritäten beeinflusst werden, beeinträchtigen die Funktionalität der Bauelemente, beispielsweise in LED in Form einer reduzierten Effizienz oder im HBT in Form einer verringerten Stromverstärkung.^[49,50] Zusätzlich basiert bei Letzterem die Funktion auf einem diffusiven Minoritäten-Transport durch die Basis, welcher in Nanodrähten aufgrund kürzerer Minoritätsladungsträger-Lebensdauern und schnelleren Oberflächen- und Grenzflächen-Rekombinationsgeschwindigkeiten im Vergleich zu planaren Materialien erschwert ist.^[51-53]

Der gezielte Einsatz von *pn*-Heteroübergängen in Verbindungshalbleiter-Nanodrähten kann hinsichtlich verbesserter Bauelement-Eigenschaften genutzt werden, wie bereits bekannt aus planaren Bauelementen wie beispielsweise dem HBT. In Letzterem finden die Materialkombinationen Indiumphosphid (InP)/Indiumgalliumarsenid (InGaAs), Galliumarsenid (GaAs)/Aluminiumgalliumarsenid (AlGaAs) sowie GaAs/Indiumgalliumphosphid (InGaP) Anwendung, zum Beispiel in *npn*-HBT in Form einer Löcherbarriere am Basis-Emitter-Übergang^[54]. Hierdurch wird die Stromverstärkung aufgrund geringerer Basis-Ströme unterstützt. Insbesondere für den GaAs/InGaP Heteroübergang ist die Leitungsband-Diskontinuität klein gegenüber der Valenzband-Diskontinuität, wodurch freie Elektronen im Leitungsband nahezu ungehindert transportiert werden können, der Löcherstrom hingegen an der Potentialbarriere im Valenzband geblockt wird.^[55] Dies kann unterstützend für Nanodraht-Bauelemente basierend auf Elektronen-Transport genutzt werden, wie z. B. LED^[21], Solarzellen^[43] oder *npn*-Strukturen wie dem HBT oder der bisher nur konzeptionell vorgestellten Nanodraht-HBT-Solarzelle.^[14] Positiv sei auch die hohe Ätzselektivität zwischen den beiden Materialien erwähnt, welche die kontrollierte Prozessierung koaxialer Heterostrukturen ermöglicht. All diesen Fortschritten zum Trotz ist das gesamte Potential von axialen und radialen III/V-Nanodraht-Heterostrukturen noch nicht ausgeschöpft, mit fortlaufenden Untersuchungen zu Wachstum, Dotierung und Heterostruktur-Komplexität.^[38,56,57]

In vorherigen Arbeiten wurden in koaxialen GaAs/InGaP/GaAs-*pin*-Dioden Sättigungssperrstromdichten im Bereich von $\mu\text{A cm}^{-2}$ berichtet, welche mehrere Größenordnungen oberhalb von Schichtwerten liegen.^[43] Grund sind Leckströme, welche die Anwendung einer solchen Diode in leistungsfähigen, wettbewerbsfähigen Bauelementen limitieren.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist aus diesem Grund ein vertieftes Verständnis der Leckstrom-Mechanismen in koaxialen Nanodrähten zu erarbeiten, um auf dieser Basis eine Unterdrückung der Mechanismen etablieren. Neben den bekannten SRH-Rekombinationsmechanismen über Störstellen werden dabei zusätzlich mögliche strahlende und nicht-strahlende Tunnelprozesse der Ladungsträger berücksichtigt, welche zuvor sowohl

für planare^[58-60] als auch in Nanodraht-*pn*-Übergängen^[46,61] beobachtet wurden. Das Anwendungspotential wird anhand des gegenüber Leckströmen sensitiven HBT in Form eines koaxialen Nanodrahts vorgestellt.

Kapitel 2 beinhaltet die theoretischen Grundlagen für die nachfolgenden Analysen.

Kapitel 3 enthält die für die Analysen genutzte elektrische und elektrooptische Messtechnik.

Kapitel 4 stellt die analysierten Nanodraht-Strukturen, deren epitaktische Herstellung sowie die Entwicklung und Optimierung der Bauelementprozessierung vor.

Kapitel 5 erläutert die Widerstandsanalyse getaperter Nanodraht-Kerne und -Hüllen anhand verschiedener Verfahren. Zusätzlich wird die Erzeugung ohmscher Kontakte auf *n*-InGaP demonstriert.

Kapitel 6 thematisiert die Untersuchung von Stromtransport- und Leckstrommechanismen sowie die Unterdrückung Letzterer in koaxialen *pn*-Übergängen.

Kapitel 7 demonstriert den Einfluss einer Leckstromunterdrückung anhand des Anwendungsbeispiels eines Nanodraht-HBT und diskutiert Möglichkeiten sowie Einschränkungen der koaxialen Struktur.

Kapitel 8 fasst die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zusammen.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zu den in der Arbeit durchgeführten Experimenten und Analysen vorgestellt. Die der Charakterisierung zugrunde liegenden Zusammenhänge von Halbleiter- pn -Übergängen sowie der Ladungstransport in selbigen werden zu Beginn des Kapitels thematisiert und basieren, sofern nicht anders genannt, auf den Grundlagenbüchern von Sze^[62], Grundmann^[63] und Rudan^[64]. Nachfolgend wird die Anwendung und notwendige Anpassungen der Zusammenhänge zur Beschreibung koaxialer Nanodraht-Geometrien vorgestellt. Dabei liegt der Fokus insbesondere auf den Unterschieden und Gemeinsamkeiten dieser Geometrien zu planaren Bauelementen, die der koaxiale Aufbau mit sich bringt. Die vorgestellten Zusammenhänge sind vorbereitend für die darauffolgende Vorstellung des Aufbaus und der Funktionsweise planarer Heterostruktur-Bipolartransistoren (HBT).

2.1 Ladungstransport im Halbleiter- pn -Übergang

Für ein grundlegendes Verständnis der Ladungstransportmechanismen in einem Halbleiter- pn -Übergang wird im folgenden Kapitel die Bandstruktur eines pn -Übergangs vorgestellt. Außerdem wird der Ladungstransport mittels Drift und Diffusion sowie über Tunnelprozesse diskutiert.

2.1.1 Bandstruktur des pn -Übergangs

Das Kombinieren zweier p - und n -dotierter Halbleitermaterialien zu einem pn -Übergang und die daraus resultierende, nichtlineare Strom-Spannungs-Charakteristik (I - U -Charakteristik), wurde erstmalig von Shockley im Jahr 1949 modellhaft beschrieben.^[8] Dabei zeichnen sich dotierte Halbleiter durch zusätzliche Niveaus innerhalb der Bandlücke aus, welche in der Nähe der Bandkanten liegen. Sie basieren auf dem gezielten Einbringen von Akzeptor- (p) oder Donator-Störstellen (n), wobei die Ladungsträgerart, welche im Halbleiter mehrheitlich vorliegt, als Majorität bezeichnet wird und die andere als Minorität. n und p entsprechen dabei der Konzentration freier Elektronen in Leitungs- (LB) bzw. Löchern im Valenzband (VB). Das Fermi-Niveau E_F , welches für intrinsische Halbleiter in der Mitte der Bandlücke E_g liegt, schiebt aufgrund der Ladungsneutralität für dotierte Halbleiter in Richtung der Bandkanten (Abb. 2.1 (a)).^[62] Es zeigt das Energielevel an, bei dem die Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände 0,5 ist. Die energetische Differenz vom Vakuumlevel zur Leitungsbandkante wird durch die Elektronenaffinität χ beschrieben.

Werden zwei Halbleiter mit den Akzeptor- und Donatorkonzentrationen N_A bzw. N_D zu einem pn -Übergang zusammen gebracht, führt die unterschiedliche energetische La-

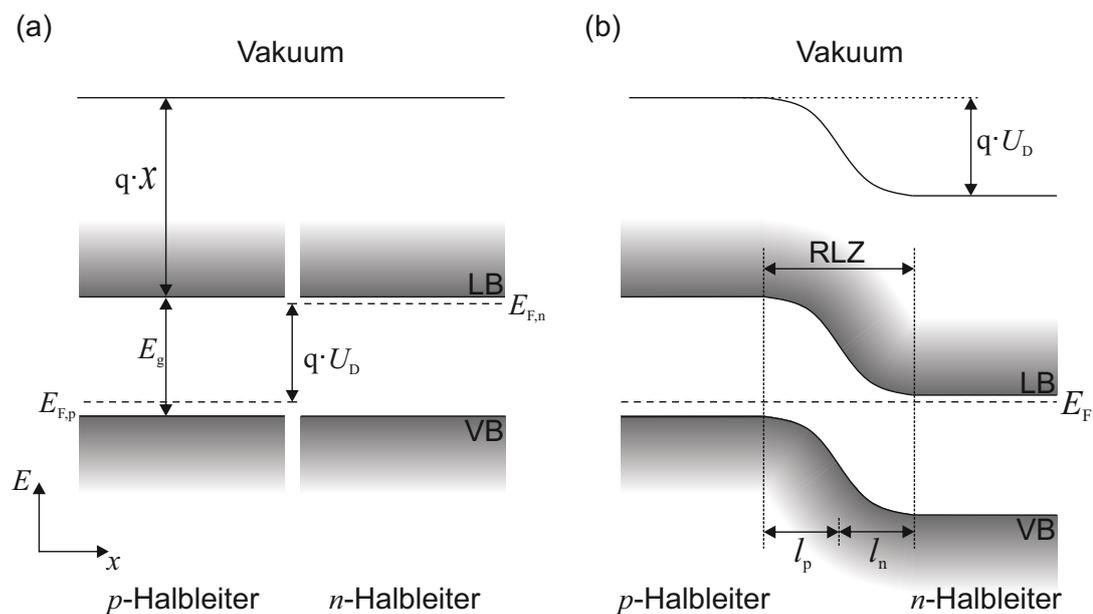


Abbildung 2.1: Bänderdiagramm zweier unterschiedlich dotierter Halbleiter, die (a) nicht im Kontakt sind und (b) im Kontakt sind und einen pn-Homoübergang bilden. Das Angleichen der Fermi-Level führt zu einer Bandverbiegung mit Bildung einer RLZ.

ge der Fermi-Niveaus $E_{F,n}$ und $E_{F,p}$ zu diffusiven Ausgleichsströmen zwischen den zwei Halbleitern. Es fließen Elektronen von der n -Seite zur p -Seite und Löcher in die entgegengesetzte Richtung. Die zurückgebliebenen, geladenen Akzeptor- und Donatorrümpfe sind ortsfest gebunden und bilden eine Raumladungszone (RLZ) an der Halbleitergrenzfläche, welche an freien Ladungsträgern verarmt ist (Fig. 2.1 (b)). Die Änderung des Potentials φ entlang der x -Richtung wird durch die Poisson-Gleichung

$$\Delta\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0\varepsilon_r} \quad (\text{Gl. 2.1})$$

beschrieben, mit der Ladungsdichte ρ , der Permittivität des Vakuums ε_0 und der relativen Permittivität ε_r des jeweiligen Materials. Letztere beträgt für Galliumarsenid (GaAs) $\varepsilon_{r,\text{GaAs}} = 12,9$ und für Indiumgalliumphosphid (InGaP) $\varepsilon_{r,\text{InGaP}} = 11,8$. Die durch die RLZ resultierende Bandverbiegung bewirkt den Diffusionsströmen entgegengesetzte Driftströme der Minoritäten, sodass der Elektronen- und Löcher-Nettostrom gleich null wird. Die Fermi-Niveaus gleichen sich an, sodass ein einheitlich konstantes Fermi-Niveau im gesamten Halbleiter vorherrscht.

Die Weite der RLZ im spannungslosen Fall ($U = 0$ V) hängt mit der ortsfesten Gesamtladung auf der jeweiligen Seite zusammen. Letztere entspricht der jeweiligen Dotierstoff-

2.1 Ladungstransport im Halbleiter- pn -Übergang

konzentration unter der Annahme vollständiger Störstellenionisation. Die Ausdehnung ins n -Gebiet l_n und ins p -Gebiet l_p wird beschrieben durch den Zusammenhang^[62]

$$l_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r N_A (U_D - U)}{q N_D (N_A + N_D)}} \quad l_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r N_D (U_D - U)}{q N_A (N_A + N_D)}} \quad (\text{Gl. 2.2})$$

mit der konstanten Elementarladung q und der Diffusionsspannung U_D , welche der energetischen Differenz der elektrochemischen Potentiale $\varphi_{0,n}$ und $\varphi_{0,p}$ im n - und p -Bereich entspricht (vgl. Abb. 2.1(b)). Für einen abrupten pn -Übergang kann U_D genähert werden durch den Zusammenhang^[62]

$$U_D = \varphi_{0,n} - \varphi_{0,p} \approx \frac{k_B T}{q} \cdot \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (\text{Gl. 2.3})$$

unter der Annahme thermischen Gleichgewichts.^[62,65] Dabei beschreibt k_B die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur und n_i entspricht der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration.

2.1.2 Drift und Diffusion im pn -Übergang

Die Funktion der meisten Halbleiterbauelemente basiert auf dem Transport von Ladungen aufgrund von Gradienten in der Fermi-Energie, z. B. in Form von Drift aufgrund eines elektrischen Feldes oder basierend auf Diffusion durch Ladungsträgerkonzentrationsgradienten.^[63] In einem pn -Übergang wird der Ladungsträgertransport durch die Minoritäten bestimmt. Das Anlegen einer Spannung U an einen pn -Übergang treibt diesen aus dem elektrochemischen Gleichgewicht und die Fermi-Niveaus im n - und p -Gebiet werden um den Betrag $q \cdot U$ gegeneinander verschoben. Ist die Polarität der Spannung positiv (Pluspol auf p -Seite), wird der effektive Spannungsabfall über der RLZ und mit ihm die Ausdehnung selbiger verringert (vgl. Gleichung Gl. 2.2) und die Ladungsträgerdrift der Minoritäten nimmt aufgrund des geringeren elektrischen Feldes ab. Es diffundieren vermehrt Elektronen, also Majoritäten, von der n -Seite durch die geringer ausgedehnte RLZ und rekombinieren dahinter als Minoritäten im neutralen p -Gebiet innerhalb ihrer Diffusionslänge L_n . Diese lokale Minoritäten-Konzentrationsänderung innerhalb des neutralen Bereichs wird auch als Diffusionsschwanz bezeichnet. Die Diffusionslänge L_n ist über den Zusammenhang^[8]

$$L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n} \quad (\text{Gl. 2.4})$$

mit der Lebensdauer τ_n sowie dem Diffusionskoeffizienten D_n der Minoritäten im p -Gebiet verknüpft. Der diffusive Transfer von Löchern zur n -Seite erfolgt simultan mit den für Löcher geltenden Parametern L_p , τ_p und D_p . Es werden fortwährend Majoritäten aus den Kontakten bereitgestellt und die Ladungsträgerdiffusion und damit der Diodenstrom I_D nimmt mit steigender Spannung U exponentiell zu.

Ist die Polarität der Spannung U negativ, steigt die Potentialdifferenz am pn -Übergang und damit auch das elektrische Feld sowie die Ausdehnung der RLZ. Die Driftbewegung der Ladungsträger nimmt hierdurch zu, wobei nur Minoritätsladungsträger die RLZ passieren, da die Majoritäten zu den Kontakten hin abgezogen werden. Der Driftstrom ist klein aufgrund der geringen, in erster Näherung spannungsunabhängigen Minoritäten-Konzentration an den Rändern der RLZ und wird auch als Sättigungssperrstrom I_0 bezeichnet.^[8]

$$I_0 = q \cdot A_{pn} \cdot n_i^2 \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right) \quad (\text{Gl. 2.5})$$

Hierbei ist A_{pn} die pn -Übergangsfläche. Nach Shockley ist dieser Sperrstrom ein reiner Generationsstrom und nahezu konstant aufgrund eines limitierten Einfangquerschnitts σ der Minoritäten am Rande der RLZ. Der Einfangquerschnitt ist dabei ein Maß für die maximale Entfernung des Elektrons von der RLZ, um von dieser noch eingefangen werden zu können, und ist durch die Diffusionslängen begrenzt.^[8]

Die resultierende Asymmetrie in der I - U -Charakteristik wird in Form von Gleichrichtern oder elektrischen Schaltern genutzt und allgemein durch die Shockley-Gleichung^[8]

$$I_D = I_0 \cdot \left[\exp \left(\frac{U}{\eta \cdot U_{th}} \right) - 1 \right] = I_0 \cdot [\exp(\alpha \cdot U) - 1] \quad (\text{Gl. 2.6})$$

beschrieben. Hierbei ist η der sogenannte Idealitätsfaktor oder Emissionskoeffizient, welcher Werte im Bereich 1-2 annimmt. Im idealen Fall $\eta = 1$ tritt keine Rekombination in der RLZ auf und der Stromfluss ist in Flussrichtung rein diffusiv (Shockley-Modell). Die spannungsunabhängigen Vorfaktoren im Exponenten können zu α zusammengefasst werden.

In realen Bauelementen können durch Defekte oder Verunreinigungen zusätzliche Störstellen-Zustände auftreten, deren energetische Position E_t sowohl in den Bändern als auch in der Bandlücke liegen kann. Dynamische Einfang- und Emissionsprozesse von Elektronen und Löchern zwischen den Bändern und Störstellen innerhalb der Bandlücke (gezeigt in Abbildung 2.2) verursachen zusätzliche Ströme im Bauelement und werden durch das von Shockley, Read und Hall (SRH) vorgestellte Modell beschrieben.^[41,42] Es treten sowohl Einfangprozesse von Elektronen (R_e) und Löchern (R_p) in Störstellenniveaus als auch Emissions-/Generationsprozesse aus den Niveaus in die Bänder statt (G_e und G_p). Außerhalb des Gleichgewichtszustands findet eine Nettorekombination mit der Rate $R_{SRH,net}$ statt.^[41]

$$R_{SRH,net} = \frac{n \cdot p - n_i^2}{\tau_p(n + n_t) + \tau_n(p + p_t)} \quad (\text{Gl. 2.7})$$

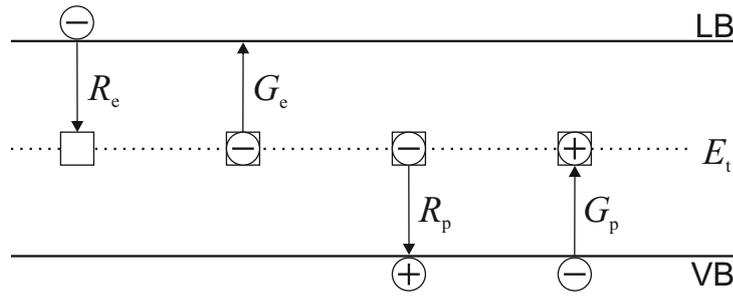


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Einfangens und Emittierens von Ladungsträgern in und aus dem Störstellenniveau E_t (in Anlehnung an Shockley)^[41].

Die Nettorekombinationsrate hängt dabei mit den Ladungsträgerlebensdauern τ_n und τ_p , den Dotierstoffkonzentrationen sowie der Störstellenposition E_t in der Bandlücke zusammen.^[41] Es gilt

$$n_t = n_i \cdot \exp\left(\frac{E_t}{k_B T}\right) \quad p_t = n_i \cdot \exp\left(\frac{-E_t}{k_B T}\right) \quad (\text{Gl. 2.8})$$

mit n_t und p_t als Anzahl zusätzlich generierter Elektronen bzw. Löcher in LB und VB.^[41] Die Lebensdauern der Minoritäten sind antiproportional mit der Störstellendichte N_t sowie dem Einfangquerschnitt σ verknüpft.

$$\tau_{n/p} = (N_t \cdot \sigma_{n/p})^{-1} \quad (\text{Gl. 2.9})$$

Liegen die Störstellen in der Mitte der Bandlücke ($E_t = 0$), wird die Rekombination am effizientesten und der zusätzliche Rekombinations-Generations-Stromanteil kann mithilfe eines Idealitätsfaktors $\eta = 2$ in der Shockley-Gleichung berücksichtigt werden (Gleichung Gl. 2.6). Die Rekombination basiert dabei überwiegend auf nicht-strahlenden Multiphonon-Prozessen.^[66,67] Das gleichzeitige Auftreten von Diffusions- sowie Generations- und Rekombinationsprozessen führt in der Realität zu Idealitätsfaktoren zwischen 1 und 2. Außerdem ist in einer störstellenbehafteten Diode der Sperrstrom ($U < 0$) nicht wie zuvor angenommen konstant, sondern steigt mit zunehmender Sperrspannung aufgrund des zusätzlichen Generationsstroms in der RLZ. Letzterer steigt linear mit der Ausdehnung der RLZ d_{RLZ} und ist für abrupte *pn*-Übergänge proportional zu $(U_D - U)^{\frac{1}{2}}$.^[62]

2.1.3 Tunnelmechanismen im *pn*-Übergang

Neben dem Drift-Diffusions-Stromtransport und den Rekombinations- und Generationsströmen über Defektzustände in der Bandlücke können zusätzliche Stromtransportmechanismen in einem *pn*-Übergang auftreten und das Bauelementverhalten beeinflussen. Im Allgemeinen werden diese mit Idealitätsfaktoren $\eta > 2$ und erhöhten, spannungsabhängigen Sperrströmen assoziiert und weichen daher vom Standard SRH-Modell ab.^[59] Hierzu zählen Tunnelströme, welche einem isoenergetischen Ladungsträgertransfer der Ma-

rioritäten durch eine Potentialbarriere entsprechen. Dabei bleibt der Impuls der Teilchen erhalten. In einem pn -Übergang können, je nach angelegter Spannung, unterschiedliche Tunnelprozesse auftreten, die im Folgenden vorgestellt werden.

Interband-Tunneln in Sperrrichtung

Interband- bzw. Band-Band-Tunneln beschreibt den elastischen Transfer eines Ladungsträgers zwischen Valenz- und Leitungsband, wobei die Bandlücke der Tunnelbarriere entspricht. Ein auf die Barriere treffendes Elektron wird dabei als Welle betrachtet, deren Aufenthaltswahrscheinlichkeit innerhalb der Barriere exponentiell sinkt. Ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit hinter der Barriere > 0 , besteht demnach eine endliche Wahrscheinlichkeit den Ladungsträger dort anzutreffen.^[68] Dieses Tunneln der Ladungsträger ist mithilfe der Schrödinger-Gleichung beschreibbar und wird von verschiedenen Faktoren beeinflusst. Zum einen benötigt ein Tunneltransfer elektrische Felder, die im Bereich 10^5 V cm^{-1} bis 10^6 V cm^{-1} liegen.^[69,70] In einem pn -Übergang wird dies beispielsweise durch hohe Dotierstoffkonzentrationen erreicht, da das maximale elektrische Feld direkt mit der Dotierstoffkonzentration zusammenhängt.^[62] Auch im Falle großer anliegender Sperrspannungen werden hohe Felder aufgrund einer verstärkten Bandverbiegung erreicht.^[68,70] Zum anderen bestimmt das Vorhandensein von besetzten und unbesetzten Zuständen in den jeweiligen Bändern sowie die Ausdehnung und Höhe der zu durchtunnelnden Potentialbarriere die Tunnelwahrscheinlichkeit.

Zur Veranschaulichung des Tunnelmechanismus ist in Abbildung 2.3 der idealisierte Verlauf von Valenz- und Leitungsband in einem gesperrten pin -Übergang dargestellt. Damit ein Tunnelprozess stattfinden kann, müssen Ladungsträger aus besetzten in unbesetzte Zustände übergehen können. In einem pn -Übergang im Gleichgewicht ist dies aufgrund des konstanten Fermi-Niveaus, welches die Besetzungswahrscheinlichkeit widerspiegelt, unwahrscheinlich und der Nettostrom null. Das Anlegen einer Sperrspannung kann die Fermi-Niveaus so gegeneinander verschieben, dass Elektronen aus besetzten Zuständen im Valenzband des p -Gebiets in unbesetzte Zustände des Leitungsbands im n -Gebiet tunneln können (orangefarbener Pfeil in Abb. 2.3). Tunnelprozesse aus dem Leitungsband ins Valenzband sind hingegen vernachlässigbar aufgrund mangelnder freier Zustände.^[70] Der energetische Bereich, in dem die Tunnelprozesse stattfinden können, ist durch die Fermi-Niveaus $E_{F,p}$ und $E_{F,n}$ auf der p - und n -Seite begrenzt.

Die im vorliegenden Fall dreieckige Tunnelbarriere ist in Abbildung 2.3 blau hinterlegt und besitzt die vom elektrischen Feld \mathbb{E} abhängige Weite w_T ^[68,70]

$$w_T = \frac{E_g}{q \cdot \mathbb{E}} \quad (\text{Gl. 2.10})$$

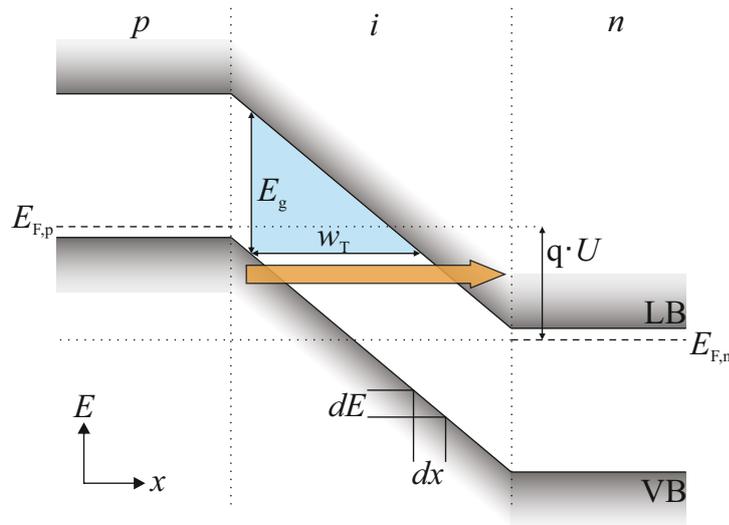


Abbildung 2.3: *Idealisiertes Bänderdiagramm eines *pin*-Übergangs mit angelegter Sperrspannung. Die dreieckige Tunnelbarriere ist blau hinterlegt und der Elektronentunnelstrom wird durch den orangenen Pfeil dargestellt (in Anlehnung an^[71]).*

und die effektive Höhe E_T ^[68,70]

$$E_T = V(x) - E = q \cdot \mathbb{E} \cdot x \quad (\text{Gl. 2.11})$$

mit der ortsabhängigen Höhe der Potentialbarriere $V(x)$ und der Energie E des tunnelnden Ladungsträgers. Mit zunehmender Teilchenenergie E sinkt demnach die effektive Barrierenhöhe.

Eine näherungsweise Lösung der stationären, eindimensionalen Schrödingergleichung zur Abschätzung der Tunnelwahrscheinlichkeit P_T durch eine Barriere wurde durch Wentzel, Kramers und Brillouin vorgestellt und wird daher als WKB-Methode bezeichnet.^[72-74] Hierbei wird die Barriere als Aneinanderreihung infinitesimal dünner, rechteckiger Barrieren angenommen und die einzelnen Tunnelwahrscheinlichkeiten durch die Einzelbarrieren aufintegriert. Die WKB-Näherung ermöglicht eine schnelle Abschätzung der Tunnelwahrscheinlichkeiten für verschiedene, vom Ort x abhängige Barrierenformen. Für die Tunnelwahrscheinlichkeit $P_{T,WKB}$ durch die im vorliegenden Fall dreieckige Barriere mit der Breite w_T und der Höhe E_T ergibt sich der Zusammenhang^[62,68]

$$P_{T,WKB} = \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int_0^{w_T} \sqrt{2m_r^*(V(x) - E)} dx \right) \quad (\text{Gl. 2.12})$$

mit der reduzierten, effektiven Masse m_r^* , welche die effektiven Massen von Elektronen und Löchern berücksichtigt, sowie dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum \hbar .^[75] Die Integrationsgrenzen stellen dabei die Ränder der Barriere dar. Eine Vergrößerung der Teilchenmasse bewirkt nach Gl. 2.12 eine reduzierte Transmissionswahrscheinlichkeit,

wohingegen eine steigende Teilchenenergie E die Tunnelwahrscheinlichkeit erhöht, da die effektive Barrierenhöhe $V(x) - E$ verringert wird. Mit Gl. 2.10 und Gl. 2.11 wird umgeformt zu^[62]

$$P_{\text{T,WKB}} = \exp\left(-\frac{4\sqrt{2}}{3} \frac{m_r^* \frac{1}{2} E_g^{\frac{3}{2}}}{q\hbar \mathbb{E}}\right) \quad (\text{Gl. 2.13})$$

und es wird deutlich, dass eine kleine Teilchenmasse m_r^* , eine kleine Bandlücke E_g sowie ein großes elektrisches Feld \mathbb{E} eine hohe Transmissionswahrscheinlichkeit begünstigen. Im Umkehrschluss ist mit Berücksichtigung von Gl. 2.10 eine Verringerung der elektrischen Feldstärke \mathbb{E} und damit der Transmissionswahrscheinlichkeit über eine vergrößerte Tunnelbarrierenweite erreichbar.

Mithilfe der eindimensionalen, zeitunabhängigen Schrödinger-Gleichung kann die Gültigkeit der WKB-Näherung bestätigt werden.^[62,70]

$$P_{\text{T}} = \exp\left(-\frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{m_r^* \frac{1}{2} E_g^{\frac{3}{2}}}{q\hbar \mathbb{E}}\right) \quad (\text{Gl. 2.14})$$

Sie gilt für parallel zur Tunnelrichtung auf die Barriere treffende Elektronen und weist die gleichen Abhängigkeiten von \mathbb{E} und E_g auf wie die mittels WKB-Näherung berechnete Transmissionswahrscheinlichkeit (Gl. 2.13). Die Unterschiede im skalaren Vorfaktor resultieren aus unterschiedlich angenommenen Barrierenformen (dreieckig gegenüber parabolisch).^[62,70]

Die einzeln auftretenden Tunnelprozesse von Ladungsträgern summieren sich zu einem Tunnelnettostrom. Dieser Tunnelstrom I_{T} durch eine Potentialbarriere wird abgeschätzt mithilfe der Anzahl der Elektronen n_{ein} , welche pro Zeiteinheit τ_{ein} auf die Barriere treffen und der Wahrscheinlichkeit P_{T} für ein Elektron, diese Barriere zu durchdringen.^[70]

$$I_{\text{T}} = \frac{q \cdot n_{\text{ein}}}{\tau_{\text{ein}}} P_{\text{T}} \quad (\text{Gl. 2.15})$$

Mit der Tunnelwahrscheinlichkeit in Gl. 2.14 leitete Moll einen Ausdruck für die spannungsabhängige Tunnelstromdichte J_{T} in einem idealen *pin*-Übergang ab, welcher den orthogonal auf die Barriere treffenden Teilchenstrom sowie die Verfügbarkeit freier Zustände auf der Seite, in welche getunnelt wird, beinhaltet.^[70]

$$J_{\text{T}} = \frac{I_{\text{T}}}{A_{\text{pn}}} = \frac{\sqrt{2}q^3 \mathbb{E} m_r^* \frac{1}{2} U}{4\pi^3 \hbar^2 E_g^{\frac{1}{2}}} \exp\left(-\frac{\pi m_r^* \frac{1}{2} E_g^{\frac{3}{2}}}{2\sqrt{2}q\mathbb{E}\hbar}\right) \quad (\text{Gl. 2.16})$$

In der idealisierten Betrachtung eines *pin*-Übergangs in Abbildung 2.3 ist das elektrische Feld \mathbb{E} konstant und kann durch den Quotienten aus Bandlückenenergie zu Tunnelweite (vgl. Gl. 2.10) gemittelt werden. In realen *pn*-Übergängen hingegen gilt die Annahme eines konstanten Feldes innerhalb der Raumladungszone nicht. In verschiedenen

Veröffentlichungen zur Berechnung von Tunnelströmen in abrupten *pn*-Übergängen kommen die Autoren zu dem Schluss, dass das elektrische Feld innerhalb der RLZ im Bereich zwischen dem durchschnittlichen Feld $\bar{\mathbb{E}}$ und dem maximalen Feld \mathbb{E}_{\max} liegt, welches in einem abrupten *pin*-Übergang auftreten kann.^[70,76–78]

$$\underbrace{\frac{E_g/q + U}{w_T}}_{\bar{\mathbb{E}}} < \mathbb{E} < \underbrace{\frac{2(E_g/q + U)}{w_T}}_{\mathbb{E}_{\max}} \quad (\text{Gl. 2.17})$$

Hurkx hingegen zeigte später, dass die Annahme eines maximalen elektrischen Feldes \mathbb{E}_{\max} in gesperrten *pn*-Übergängen für die Berechnung von Tunnelströmen sowohl für abrupte, als auch für linear veränderliche Dotierstoffprofile gilt.^[79] Beim maximal vorliegenden Feld ist die Bandverkipfung in der Raumladungszone ebenfalls maximal und damit die Weite der Tunnelbarriere minimal (vgl. Gl. 2.10). Die Tunnelwahrscheinlichkeit nimmt dann den Maximalwert an.

Störstellenunterstütztes Tunneln

Neben Interband-Tunnelprozessen, welche ohne einen Energieverlust des tunnelnden Elektrons vom einen ins andere Band vonstatten gehen, können in einem *pn*-Übergang auch Tunnelprozesse in Zustände innerhalb der Bandlücke auftreten, welche mit einer anschließenden Rekombination mit dem Valenzband einhergehen. Für dieses störstellenunterstützte Tunneln (engl. trap-assisted tunneling) haben sich Standard-Modelle, z.B. von Schenk^[80,81] und Hurkx^[82], für Silizium (Si) etabliert, welche auch eine gute experimentelle Übereinstimmung mit III-V-Halbleiterbauelementen aufweisen.^[83–85] Beim störstellenunterstützten Tunneln werden die horizontal in die Bandlücke tunnelnden Ladungsträger beispielsweise von tiefen Störstellen mit der Energie E_t eingefangen und rekombinieren vertikal in einem nicht-strahlenden Multiphonon-Prozess. Die notwendige Tunnelndistanz ist hierbei gegenüber dem Interband-Tunneln verringert und damit die Tunnelwahrscheinlichkeit erhöht, da nur ein Teil der Bandlücke zum Erreichen eines freien Zustands durchtunnelt werden muss. Abbildung 2.4 (a) stellt beispielhaft einen möglichen Rekombinationspfad eines Elektronen-Loch-Paares innerhalb des elektrischen Feldes einer RLZ mithilfe einer tiefen Störstelle dar.^[80] Das hierfür notwendige elektrische Feld ist $\mathbb{E} \geq 10^5 \text{ V cm}^{-1}$.^[69,86] Die Rekombinationsrate über die Störstelle ist dabei abhängig von der Störstellenkonzentration $N_t(x)$, dem elektrischen Potential $\varphi(x)$ sowie den Quasi-Fermi-Leveln der Elektronen und Löcher am Ort x .^[80] Das Elektron sowie das Loch geben ihre überschüssige Energie dabei in Form von Phononen an das Gitter ab, wobei die effektive Phononenenergie nach dem Einsteinmodell^[87] quantisiert ist ($\hbar\omega_0$). Die frei werdende Energie entspricht einem Vielfachen dieser quantisierten Energie, abhängig von der energetischen Lage des tunnelnden Elektrons (vgl. Abbildung 2.4 (b)).^[80] Von allen möglichen

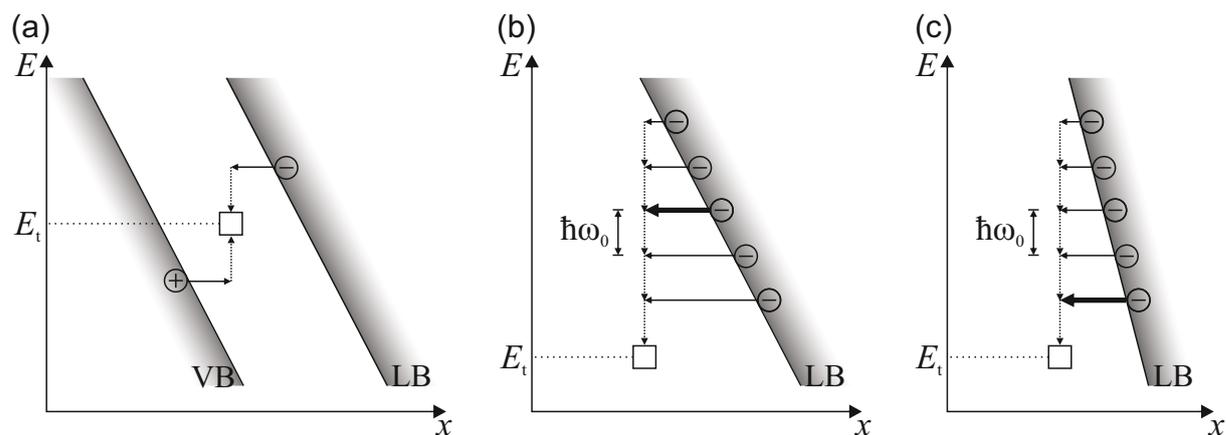


Abbildung 2.4: Störstellenunterstütztes Tunneln innerhalb des elektrischen Feldes einer RLZ (in Anlehnung an Schenk et al.^[80,81]). (a) Rekombination eines Elektrons und eines Lochs über eine Störstelle. (b) Prinzip der Multiphonon-Rekombination. Die möglichen Tunnelpfade des Elektrons besitzen den energetischen Abstand $\hbar\omega_0$. Der wahrscheinlichste Übergang ist exemplarisch als breiterer Pfeil markiert. (c) Tunnelpfade im starken elektrischen Feld. Der breiter dargestellte, wahrscheinlichste Tunnelpfad liegt aufgrund der stärkeren Bandverkipfung energetisch näher am Störstellenniveau.

Tunnelpfaden gilt einer als der wahrscheinlichste (hier als breiterer Pfeil dargestellt), abhängig von der Temperatur T , der energetischen Lage der Störstellen E_t , der effektiven diskreten Phononenenergie $\hbar\omega_0$ sowie vom Huang-Rhys-Faktor. Letzterer ist ein Maß für die Kopplungsstärke der Elektron-Phonon-Wechselwirkung.^[80]

Wichtig ist auch der Einfluss der elektrischen Feldstärke \mathbb{E} , welcher mithilfe von Abbildung 2.4 (c) verdeutlicht wird. Bei zunehmender Feldstärke wird die Bandverkipfung verstärkt, die notwendige Tunneldistanz aus dem Leitungsband in die Störstelle sinkt und die Tunnelwahrscheinlichkeit steigt.^[81] Zum Vergleich ist der wahrscheinlichste Tunnelpfad bei einer geringeren Feldstärke aus Abbildung 2.4 (b) auch hier als breiterer Pfeil markiert. Er liegt jetzt deutlich näher am Störstellenniveau und es wird bei der Rekombination nur ein quantisiertes Phonon an das Gitter abgegeben. Auf diese Weise wird die Anzahl der emittierten Phononen verringert und die Rekombination findet schneller statt, was einer verringerten Ladungsträgerlebensdauer entspricht. Das störstellenunterstützte Tunneln wird auch als feldunterstützte SRH-Rekombination bezeichnet, welche, neben den bekannten SRH-Mechanismen, zusätzlich den Tunnelanteil über Störstellen berücksichtigt. Im physikalischen Simulationstool Sentaurus TCAD der Firma Synopsis wird daher die Minoritätsladungsträger-Lebensdauer, hier beispielsweise τ_n für Elektro-

nen, durch einen dotierstoff- (τ_{dop}) und einen feldabhängigen Anteil ($g(\mathbb{E})$) beschrieben.^[86]

$$\tau_n = \tau_{\text{dop}} \frac{1}{1 + g(\mathbb{E})} \quad (\text{Gl. 2.18})$$

Ersterer wird mithilfe der empirisch ermittelten Scharfetter-Gleichung^[86,88] implementiert und Letzterer mithilfe des Modells zum störstellenunterstützten Tunneln von Schenk.^[81,86] Die Rekombinationsrate wird dabei umso schneller, je größer die Störstellendichte und der Einfangquerschnitt sind.^[80] Erstere kann nur durch eine Optimierung des Kristallwachstums bzw. durch eine Passivierung von Oberflächenzuständen reduziert werden.^[85] Letzterer hängt insbesondere mit der Stärke des elektrischen Feldes \mathbb{E} zusammen, d. h. ist dieses $< 3 \cdot 10^5 \text{ V cm}^{-1}$, finden keine Einfangprozesse und damit kein störstellenunterstütztes Tunneln statt.^[86] Wie auch beim Interband-Tunneln kann demnach über die Kontrolle des elektrischen Feldes in der RLZ eines pn -Übergangs die Tunnelwahrscheinlichkeit beeinflusst werden, beispielsweise über die Höhe der Dotierungen oder mithilfe einer intrinsischen Zwischenschicht.

Tunnelprozesse in Flussrichtung ($U < U_D$)

Charakteristisch für Tunnelprozesse in einem in Flussrichtung gepolten pn -Übergang ist, dass sie bei positiv angelegten Spannungen unterhalb der Diffusionsspannung ($U < U_D$) auftreten. Anders als beim Interband-Tunneln, bei dem die Tunnelprozesse im gesamten Energiebereich zwischen den Quasi-Fermi-Leveln der p - und n -Seite stattfinden können, tragen zum Tunnelstrom in Flussrichtung der Diode hauptsächlich Ladungsträger mit einer Energie im Bereich der Fermi-Energie bei. Dies wird in der schematischen Darstellung der Tunnelprozesses in Flussrichtung in Abbildung 2.5 deutlich. Bei geringeren Energien sinkt die Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronen aufgrund einer effektiv höheren und breiteren Tunnelbarriere. Bei Energien oberhalb der Fermi-Energie sinkt die Besetzungswahrscheinlichkeit der Elektronen im Leitungsband und damit die mögliche Anzahl tunnelnder Elektronen rapide ab.^[89]

Del Alamo *et al.* analysierten in hochdotierten siliziumbasierten Bipolartransistoren auftretende Tunnelströme innerhalb des in Flussrichtung gepolten Basis-Emitter-Übergangs. Diese zusätzliche Tunnelstromdichte J_T , welche in defektunterstützten Tunnelprozessen begründet ist, wurde dabei in erster Näherung durch den exponentiellen Zusammenhang^[50]

$$J_T = J_{0,T} \cdot \exp\left(\frac{U}{U_T}\right) \quad (\text{Gl. 2.19})$$

beschrieben, mit der Tunnelsättigungsstromdichte $J_{0,T}$ und der charakteristischen Tunnelspannung U_T .^[50] Sie tritt dabei parallel zum Drift-Diffusionsstrom über die Diode auf und überwiegt diesen insbesondere bei Spannungen unterhalb der Diffusionsspan-

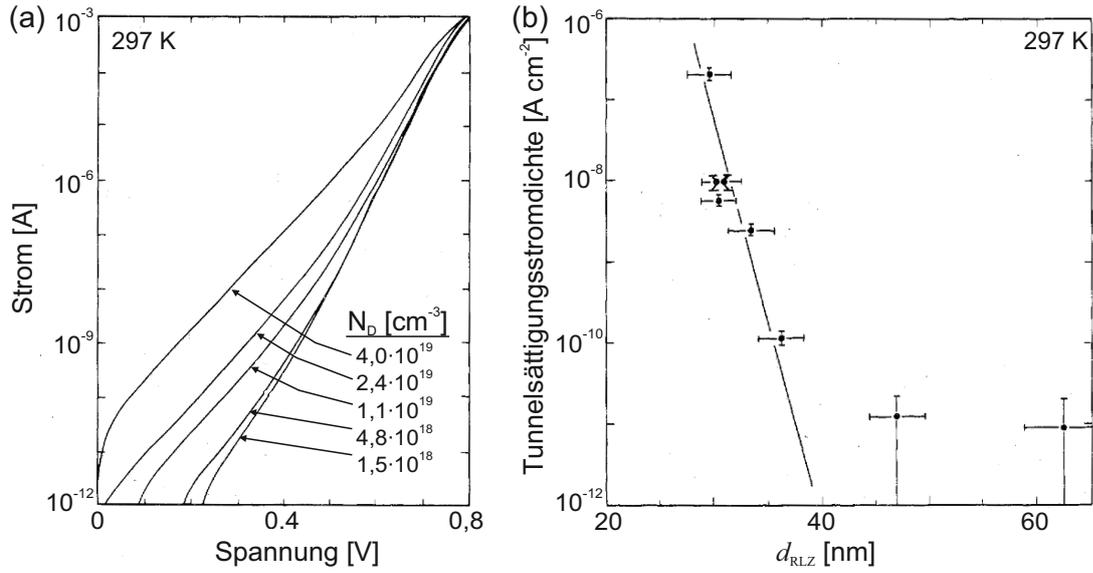


Abbildung 2.6: (a) Dotierstoffkonzentrationsabhängige *I-U*-Charakteristik einer hochdotierten BE-Diode und (b) Tunnelstromdichte in Abhängigkeit der RLZ-Ausdehnung im *pn*-Übergang (entnommen und angepasst aus Del Alamo et al., Copyright © 1986 IEEE).^[50]

ab, wobei c_1 einer temperatur- und spannungsunabhängigen Konstante entspricht, $D_{1|2}$ die Dichte und Besetzung von Zuständen vor- und hinter der Tunnelbarriere beschreibt und das Matrixelement $M_{1|2}$ die Verbindung zwischen diesen Zuständen berücksichtigt. Bei tiefen Temperaturen wird angenommen, dass die Tunnelstromdichte vornehmlich durch die Tunnelwahrscheinlichkeit $P_{T,F}$ dominiert wird und ein Zusammenfassen der Konstanten aus Gl. 2.20 zur Konstante c_2 führt zur Vereinfachung^[58]

$$J_{T,F} = c_2 \cdot P_{T,F} = c_2 \exp \left(\underbrace{-\frac{\pi m_T^* \frac{1}{2} E_{b,F}^{\frac{3}{2}}}{2\sqrt{2}q\hbar E}}_{P_{T,F}} \right) \quad (\text{Gl. 2.21})$$

mit der, im Gegensatz zur Sperrichtung, spannungsabhängigen Barrierenhöhe $E_{b,F}$ in Flussrichtung der Diode.^[58]

$$E_{b,F} = q(U_D - U) \quad (\text{Gl. 2.22})$$

Die Tunnelstromdichte ist also auch in Flussrichtung abhängig vom elektrischen Feld \mathbb{E} in der RLZ und demnach, wie Abbildung 2.6 (a) und (b) zeigen, durch eine Änderung der Dotierstoffkonzentration bzw. durch eine Variation der Barrierenweite beeinflussbar.

Der Tunnelstrom unter positiver Spannung besteht meist aus einem nicht-strahlenden und einem strahlenden Anteil, wobei Letzterer sich proportional zur Wurzel der detektierten Intensität der Lumineszenz ändert.^[92,93] Mithilfe der Elektrolumineszenzspektroskopie

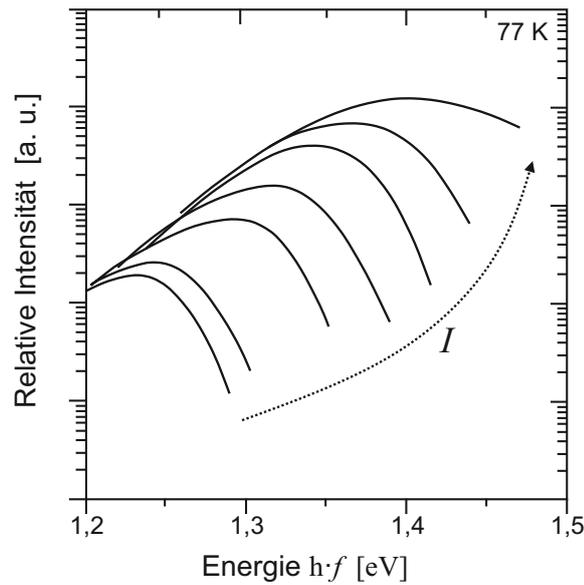


Abbildung 2.7: Blauverschiebung von tunnelinduzierten Elektrolumineszenzspektren bei steigenden Spannungen/Strömen (abrupter, asymmetrischer GaAs pn -Übergang), aufgenommen bei 77 K (entnommen und angepasst aus Casey et al.^[89])

ist es also möglich, die in einem pn -Übergang in Flussrichtung auftretenden Tunnelprozesse nachzuweisen. Unterschieden wird bei den strahlenden Tunnelprozessen zwischen verschiedenen Prozessen, z. B. dem sogenannten Bandauffüllen (engl. band-filling) oder dem photonenunterstützten Tunneln, deren grundlegende Mechanismen schematisch in Abbildung 2.5 dargestellt sind.^[89,90,94,95] Bei Ersterem tunneln die Elektronen von der n -Seite durch die RLZ des pn -Übergangs in sogenannte “band tail“-Zustände unterhalb der Leitungsbandkante. Diese treten insbesondere in defektreichen, ungeordneten aber auch in hochdotierten Halbleitern auf und weisen eine exponentielle Zustandsdichteverteilung auf.^[91,96–98] Die Ladungsträger in den “band tails“ können anschließend strahlend mit Löchern im Valenzband rekombinieren, wobei das Emissionsmaximum im Bereich der Differenz der Quasi-Fermi-Level von Elektronen und Löchern liegt.^[89] Mit zunehmender Spannung nimmt der Abstand der Quasi-Fermi-Level zu, die effektive Barrierenhöhe nimmt ab und höhere Zustände in den “band tails“ werden hierdurch gefüllt. Das Maximum der Lumineszenz erfährt eine Blauverschiebung, während die niederenergetische Flanke konstant bleibt, da weiterhin aus den niedrigeren Zuständen Rekombination stattfindet. Abbildung 2.7 zeigt exemplarisch tunnelinduzierte Elektrolumineszenzspektren eines abrupten pn -Übergangs bei tiefen Temperaturen, deren Intensitätsmaxima mit steigendem Stromfluss zu höheren Energien schieben. Die niederenergetische Flanke bleibt dabei nahezu konstant. Die Form des Emissionsspektrums erlaubt zusätzlich Rückschlüsse auf die Zustandsdichte der “band tails“ des Leitungsbandes.^[89]

Beim photonenunterstützten Tunneln tunneln sowohl Elektronen als auch Löcher in die RLZ, die Wellenfunktionen überlappen und beide Ladungsträger können miteinander rekombinieren.^[90,99] Die Höhe der Tunnelbarriere entspricht dabei der Differenz aus der Diffusionsspannung U_D und dem energetischen Abstand von Elektron und Loch.^[89] Die Rekombination erfolgt unter Emission eines Photons, dessen Energie der Differenz der Quasi-Fermi-Level entspricht. Im Gegensatz zum Bandauffüllen nimmt hier die niederenergetische Emissionsflanke für abrupte, symmetrische pn -Übergänge hoher Dotierung in erster Näherung mit steigender Spannung exponentiell ab, sodass keine Sättigung auftritt.^[89,92] Morgan erweiterte das Modell für abrupte, asymmetrische pn -Übergänge durch Lösung der Poisson-Gleichung (Gl. 2.1) um die Annahme eines parabolischen Potentials, wodurch auch hier eine Sättigung der niederenergetischen Flanke beobachtet werden kann.^[92]

2.2 Ladungstransport in Nanodrähten

Zwei den Ladungstransport durch einen Nanodraht bestimmende Parameter sind, wie auch bei Schichten, die Dotierstoffkonzentration sowie die Ladungsträgermobilität im Halbleitermaterial. Aufgrund der großen Aspektverhältnisse von Nanodrähten stellt sich im Vergleich zum Schicht-Material jedoch ein größeres Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnis ein. Vorhandene Oberflächenzustände können daher den Ladungstransport durch den Halbleiter-Nanodraht dominierend beeinflussen, z. B. durch Verarmungseffekte oder Oberflächenleitung.^[100-102] Die zylindrische Struktur von Nanodrähten erfordert zusätzlich, insbesondere für komplexere Strukturen wie koaxiale pn - oder Heteroübergänge, eine radialsymmetrische Analyse anstelle des planaren Ansatzes. Die Einflüsse von Oberflächenzuständen, Ladungsträgermobilität sowie Dotierhöhe auf die Leitfähigkeit von Nanodrähten werden im Folgenden diskutiert und die notwendigen Anpassungen der planaren Modelle für koaxiale Nanodrähte vorgestellt.

2.2.1 Einfluss der Drahtoberfläche

Aufgrund des großen Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnisses eines Nanodrahts ist das Verhältnis von Oberflächenatomen zu Bulkatomen im Vergleich zu Schichten sehr stark erhöht. Beispielsweise kommen in einem Draht mit 10 nm Durchmesser 30 Oberflächenatome auf 1000 Bulkatome.^[103] Oberflächenzustände entstehen durch Relaxation oder Rekonstruktion von Oberflächenatomen zur Verringerung der freien Energie an der Halbleiteroberfläche, welche durch nicht-abgesättigte chemische Bindungen gegenüber dem Volumenmaterial erhöht ist.^[104,105] Auch eine Adsorption von Fremdatomen, z. B. durch Oxidationsprozesse, kann neue Oberflächenzustände erzeugen, deren energetische Lage der vom Bulk-Material abweicht.^[106] Für die reine GaAs(110)-Oberfläche, welche der

Facetten-Oberfläche von auf GaAs(111)B gewachsenen, hexagonalen GaAs-Nanodrähten entspricht,^[107] existieren keine Oberflächenzustände innerhalb der Bandlücke.^[108-110] Oxidation hingegen, z. B. durch Aussetzen der Drahtoberfläche an Luft, erzeugt Oberflächenzustände innerhalb der Bandlücke, deren Zustandsdichte über mehrere meV ausgedehnt ist^[111] und welche, je nach Dotierstoffkonzentration, das Fermi-Level pinnen können.^[112,113] Für n -GaAs liegen diese $\approx 0,6$ eV^[109] unterhalb der Leitungsbandkante und für p -GaAs $\approx 0,5$ eV^[109,114,115] oberhalb der Valenzbandkante.

Vorhandene Oberflächenzustände können den Ladungstransport durch einen Nanodraht negativ beeinflussen. Potential-Fluktuationen aufgrund von gespeicherten Oberflächenladungen können beispielsweise die Mobilität freier Ladungsträger verringern.^[103] Zusätzlich wirken Oberflächenzustände als Senken für Minoritätsladungsträger, wodurch die Minoritäten-Lebensdauern signifikant verringert werden.^[103,116] Eine durch Oberflächenzustände verursachte Bandverbiegung kann, je nach Drahtdurchmesser, bis ins Zentrum des Drahtes ausgedehnt sein und entspricht dann einer vollständigen Verarmung an freien Ladungsträgern im Halbleitermaterial. Nanodrähte mit einem Radius $r_{D,krit}$ (minimaler Radius, bevor der Nanodraht vollständig verarmt ist) weisen beispielsweise im Vergleich zu Schichten gleicher Dicke eine um 95 % reduzierte Leitfähigkeit auf.^[117]

Eine vollständige, modellhafte Beschreibung der Oberflächenverarmung in Nanodrähten aufgrund von Oberflächenzuständen wurde 2014 von Chia *et al.* vorgestellt.^[117] Aufgrund des zylindrischen Aufbaus eines Nanodrahts muss die normalerweise eindimensionale Betrachtung in x -Richtung (wie beim pn -Übergang aus Kapitel 2.1) in eine Zylinderkoordinaten-Betrachtung in radialer r -Richtung überführt werden. Näherungsweise geschieht dies hier für die Annahme eines zylindrischen Leiters. Die Poisson-Gleichung (Gl. 2.1) wird aus Symmetriegründen vereinfacht zur einfachen Differentialgleichung.^[117,118]

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{d\varphi}{r \cdot dr} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0\varepsilon_r} = -\frac{d\mathbb{E}}{dr} - \frac{\mathbb{E}}{r} \quad (\text{Gl. 2.23})$$

Für nicht vollständig verarmte Nanodrähte lässt sich hiermit die transzendente Gleichung (beispielhaft für n -Dotierung)^[117]

$$\frac{(r_D^2 - r_V^2)\rho_{OF}}{2r_D q^2 D_{OF}} - \left(\frac{E_g}{2q} - \varphi_{LN} \right) = \frac{\rho_{OF} r_V^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_r} \left[-\frac{r_D^2}{2r_V^2} + \ln \left(\frac{r_D}{r_V} \right) + \frac{1}{2} \right] + \varphi_{0,n} \quad (\text{Gl. 2.24})$$

ableiten, mit dem gesamten Drahtradius r_D , der radialen Position r_V der Grenzfläche zwischen dem quasi-neutralen Drahtkern und der Verarmungszone, der Ladungsdichte in der Verarmungszone $\rho_{OF} = qN_D$, der Oberflächenzustandsdichte D_{OF} , dem Potential $\varphi_{0,n}$ im nicht-verarmten Teil des Nanodrahts sowie dem Ladungsneutralitätsniveau φ_{LN} .

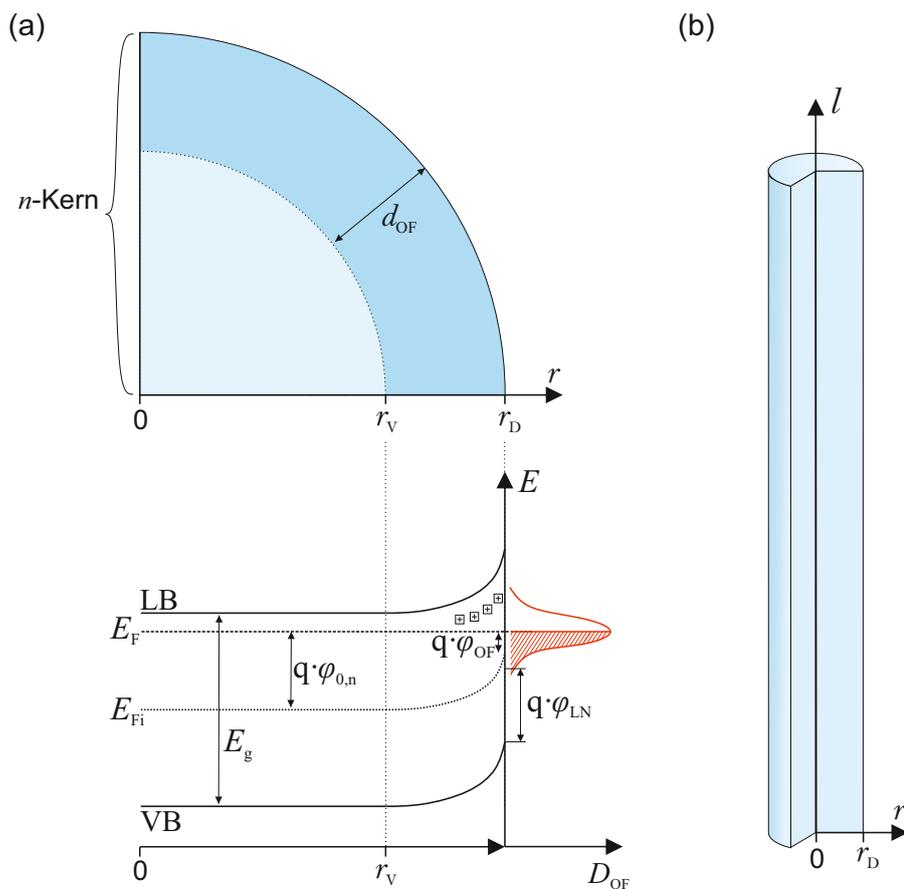


Abbildung 2.8: (a) Schematischer Teilquerschnitt und radiales Bänderdiagramm eines n -dotierten Nanodrahts. An der Drahtoberfläche kommt es zu einer Bandverbiegung/Verarmung aufgrund von Oberflächenzuständen mit der Dichte D_{OF} . (b) Zugehörige, dreidimensionale Darstellung des Nanodrahts (schematisch).

Letzteres beschreibt den Übergang von donatorartigen zu akzeptorartigen Oberflächenzuständen ($= 0,53 \text{ V}$ für GaAs^[119]). Die numerische Lösung von Gleichung Gl. 2.24 führt zur Bestimmung von r_V in Abhängigkeit vom Drahtradius r_D , der Oberflächenzustandsdichte D_{OF} sowie der Dotierstoffkonzentration N_D und damit zu einer Bestimmung der radialen Ausdehnung der Oberflächenverarmung $d_{\text{OF}} = r_D - r_V$. Die Beschreibung für p -dotierte Drähte erfolgt analog mit den Parametern N_A und $\varphi_{0,p}$.

Die zur Berechnung der Oberflächenverarmungszone verwendeten Parameter sind in Abbildung 2.8 (a) verdeutlicht. Dargestellt ist ein schematischer Teilquerschnitt eines n -dotierten Nanodrahts mit dem dazugehörigen Bänderdiagramm entlang der radialen Achse. Im Bereich der Drahtoberfläche kommt es aufgrund der Oberflächenverarmung zu einer Bandverbiegung. Zusätzlich zum Bänderdiagramm ist die energetische Lage der

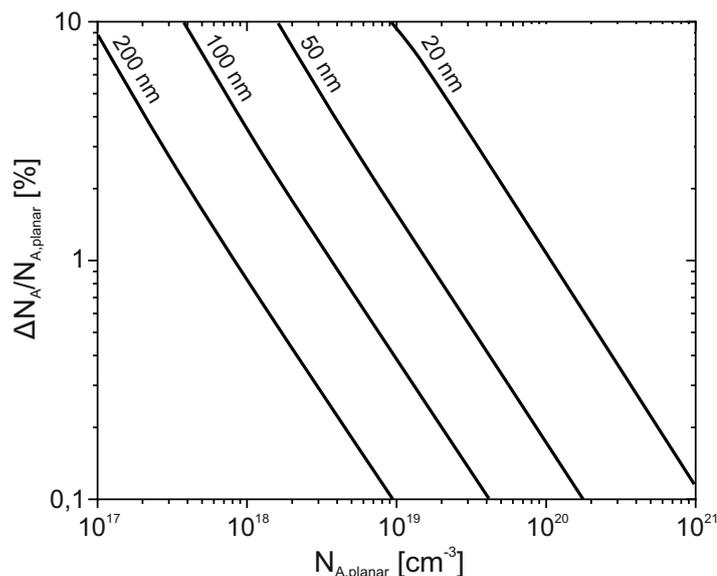


Abbildung 2.9: Darstellung der relativen Abweichung der Dotierstoffkonzentrationsbestimmung mittels radialem und planarem Modell für unterschiedliche Drahtradien (mit freundlicher Genehmigung von F. Heyer und P. Fortugno).

Oberflächenzustände dargestellt, welche bis zum Fermi-Niveau E_F gefüllt sind (schraffierte Fläche). Außerdem zeigt Abbildung 2.8 (b) schematisch einen vertikalen, n -dotierten Nanodraht mit dem Drahtdurchmesser r_D . Für die Berechnung wird der Draht als zylindrisch angenommen.

Für n -dotierte Nanodrähte größeren Durchmessers oder hoher Dotierung kann die Ausdehnung der Verarmungszone mithilfe des Zusammenhangs für planare Schichten^[62]

$$d_{\text{OF}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r\varphi_{\text{OF}}}{qN_D}} \quad (\text{Gl. 2.25})$$

in guter Näherung abgeschätzt werden. Dabei entspricht φ_{OF} dem Oberflächenpotential. Für p -dotierte Drähte erfolgt die Berechnung analog mit N_A und dem jeweiligen Oberflächenpotential. Für eine Einschätzung der Abweichung des radialen vom planaren Modell ist Abbildung 2.9 hilfreich. Hier ist die relative Abweichung zwischen den beiden Modellen in Abhängigkeit der Dotierstoffkonzentration aus dem planaren Modell $N_{A,\text{planar}}$ doppellogarithmisch aufgetragen, wobei die eingezeichneten Verläufe konstanten Drahtradien entsprechen. Beispielweise liegt die relative Abweichung für einen Draht mit $r_D = 100 \text{ nm}$ und $N_{A,\text{planar}} = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bei $< 1 \%$ und ist demnach vernachlässigbar. Für die im Rahmen der Arbeit untersuchten Drähte wird, aufgrund der größeren Radien sowie Dotierhöhen $> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, die planare Näherung angewandt.

Um das Einfangen von freien Ladungsträgern durch Oberflächenzustände im Halbleiter zu verringern, kann die Nanodraht-Oberfläche passiviert werden, z.B. durch Umhüllung mit Halbleitermaterialien größerer Bandlücke^[32,120,121] oder Dielektrika^[122,123], Oberflächenreinigung^[124] oder chemischer Oberflächenfunktionalisierung und -passivierung.^[122,125]

2.2.2 Leitfähigkeit: Dotierung und Mobilität

Die spezifische Leitfähigkeit κ_{NW} bzw. der spezifische Widerstand ρ_{NW} im nicht-verarmten Inneren eines Nanodrahts ist analog zur planaren Betrachtung und folgt dem Zusammenhang

$$\kappa_{\text{NW}} = \rho_{\text{NW}}^{-1} = q(n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \quad (\text{Gl. 2.26})$$

mit den Mobilitäten für Elektronen und Löcher μ_n bzw. μ_p . Die Mobilitäten der freien Ladungsträger sind sowohl temperatur- als auch dotierungsabhängig. Bei Raumtemperatur gilt für viele Halbleitermaterialien der von Hilsum 1974 formulierte Zusammenhang (hier beispielhaft für n -Dotierung)^[126]

$$\mu_n(N_D) = \frac{\mu_0}{1 + \left[\frac{N_D}{N_0}\right]^z} \quad (\text{Gl. 2.27})$$

mit der Mobilität des reinen, undotierten Halbleiters μ_0 , welche nur durch Streuung der Ladungsträger am Gitter bestimmt wird und ein Materialparameter ist. Für Bulk-GaAs beträgt diese $8000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ für Elektronen^[127] und $450 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ für Löcher.^[128] N_0 ist die Dotierstoffkonzentration, bei welcher die Mobilität des undotierten Halbleiters durch Streuung an Defekten um die Hälfte reduziert ist. Für viele Materialien (z.B. Si, Germanium (Ge), Indiumphosphid (InP) oder GaAs) ist $N_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. z ist ein empirisch mithilfe von Messdaten ermittelter Parameter und nimmt für die genannten Materialien einen Wert nahe $z = 0,5$ an.^[126]

Bei der Beschreibung von Nanodrähten können sich Abweichungen der Parameter ergeben. So ist beispielsweise $N_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ für p -GaAs Nanodrähte^[128] und die Mobilitäten μ_0 können von den Werten bekannt aus den Bulk-Materialien abweichen und sind daher nur als Abschätzung geeignet. Auch die Beschreibung ternärer Halbleiter ist aufgrund der Legierungsstreuung und der zum Teil ortsabhängigen Materialkomposition komplexer.^[129,130]

Mit Kenntnis des Drahtwiderstands kann empirisch auf die Dotierstoffkonzentration in einem zylindrischen Nanodraht rückgeschlossen werden. Für einen n -dotierten Nanodraht

gilt der Zusammenhang^[128]

$$R_{1,2} = \int_{l_1}^{l_2} \frac{1}{q \cdot N_D(l) \cdot \mu(N_D(l))} \cdot \frac{1}{\pi[r_D(l) - d_{OF}]^2} dl \quad (\text{Gl. 2.28})$$

für den Widerstand zwischen den Positionen l_1 und l_2 . Hierbei wird, durch das Subtrahieren der Oberflächenverarmung d_{OF} , nur der nicht-verarmte Bereich des Drahtkerns berücksichtigt. Die Berechnung für einen p -dotierten Draht erfolgt analog. Gl. 2.28 ist gültig, sofern der Nanodraht durch die Oberflächenverarmung nicht vollständig verarmt ist.

2.2.3 Nanodraht- pn -Übergänge

Die Überführung der planaren Geometrie in die koaxiale Form eines Nanodrahts macht, neben einer stärkeren Berücksichtigung von Oberflächeneffekten, eine Anpassung der Gleichungen zur Beschreibungen eines pn -Übergangs erforderlich. Ein radiales Modell zur Beschreibung koaxialer pn -Übergänge unter Einfluss verschiedener Dotierstoffkonzentrationen, Abmessungen und Oberflächenzustandsdichten wurde von Chia *et al.* vorgestellt.^[118] Neben der Verarmung durch Oberflächenzustände (vgl. Kap. 2.2.1) wird hier die Ausdehnung einer RLZ am inneren, koaxialen pn -Übergang berücksichtigt, wie in Abbildung 2.10 (a) illustriert wird. Für einen p -dotierten Drahtkern mit n -dotierter Hülle bei nicht vollständig verarmten p - und n -Gebieten gilt die transzendente Gleichung^[118]

$$U_D = \varphi_{0,n} - \varphi_{0,p} = \frac{q}{4\varepsilon_0\varepsilon_r} \left\{ N_D r_n^2 \left[2 \ln \left(\frac{r_n}{r_K} \right) - 1 \right] + r_K^2 (N_A + N_D) + N_A r_p^2 \left[2 \ln \left(\frac{r_p}{r_K} \right) - 1 \right] \right\} \quad (\text{Gl. 2.29})$$

mit der die Ausdehnung der RLZ ins p - und ins n -Gebiet numerisch bestimmt werden kann. Es gilt^[118]

$$r_n = \sqrt{r_K^2 + \frac{N_A}{N_D} (r_K^2 - r_p^2)} \quad (\text{Gl. 2.30})$$

für die radiale Position der RLZ-Grenze im n -Gebiet. Außerdem ist r_K der Radius des Drahtkerns und r_p die radiale Position der RLZ-Grenze im p -Gebiet.

Abweichend von der zylindrischen Näherung sind auch kegelförmige Nanodrähte mit längenabhängigem Drahtradius $r(l)$ möglich. Abbildung 2.10 (b) zeigt dies anhand eines

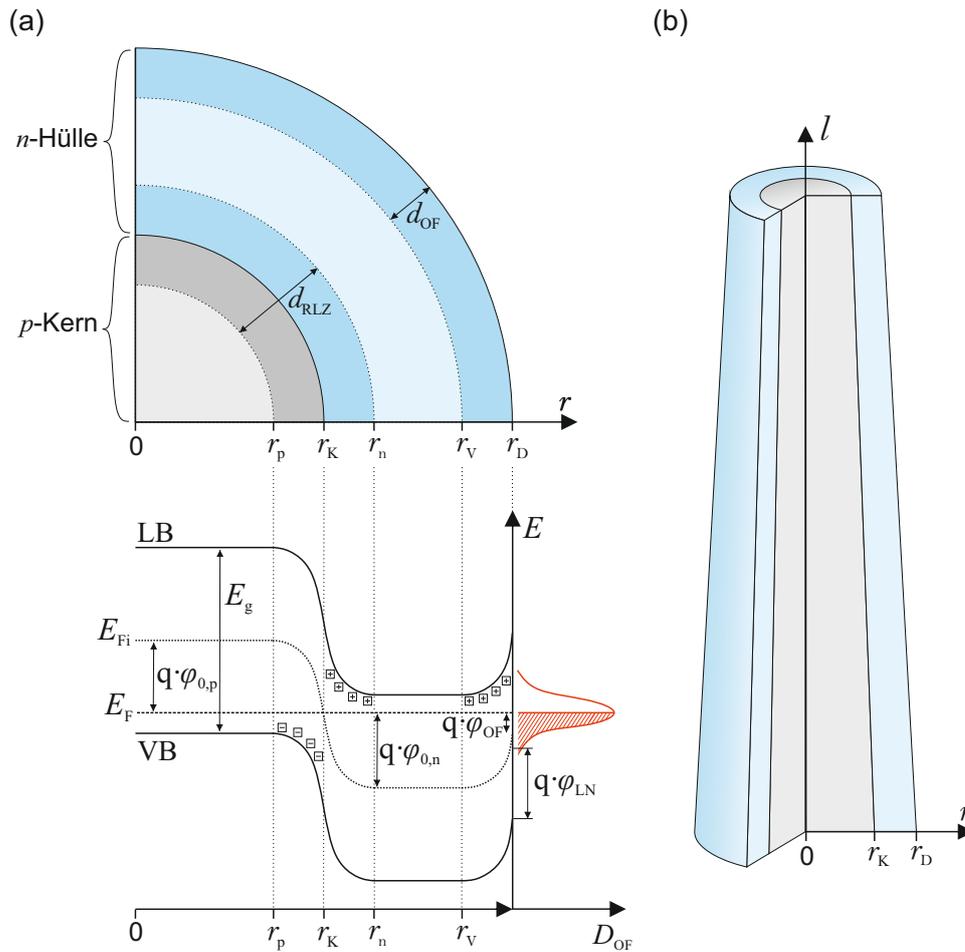


Abbildung 2.10: (a) Schematischer Teilquerschnitt und radiales Bänderdiagramm eines koaxialen Nanodraht- pn -Übergangs. Zusätzlich zur Bandverbiegung an der Drahtoberfläche aufgrund von Oberflächenzuständen entsteht eine Bandverbiegung im Bereich der pn -Grenzfläche unter Bildung einer RLZ. (b) Schematische Darstellung des vertikalen pn -Nanodrahts.

schematischen Nanodrahts mit koaxialem pn -Übergang. Die Berechnung der Verarmungszone muss in diesem Fall in Abhängigkeit der Drahthöhe l erfolgen. Mit zunehmender pn -Übergangsfläche, d. h. mit steigendem Kernradius, sowie mit steigenden Dotierstoffkonzentrationen sinkt der Einfluss der radialen Geometrie auf die Ausdehnung der RLZ. In diesem Fall kann in guter Näherung der aus der Beschreibung von planaren pn -Übergängen bekannte Formalismus nach Gl. 2.2 zur Bestimmung der RLZ-Ausdehnung d_{RLZ} verwendet werden (vgl. Abbildung 2.9). Das von Chia *et al.* für Homoübergänge vorgestellte Modell sowie die planare Näherung sind unter Berücksichtigung unterschiedlicher Permittivitäten ϵ_r auch auf radiale Heteroübergänge anwendbar.

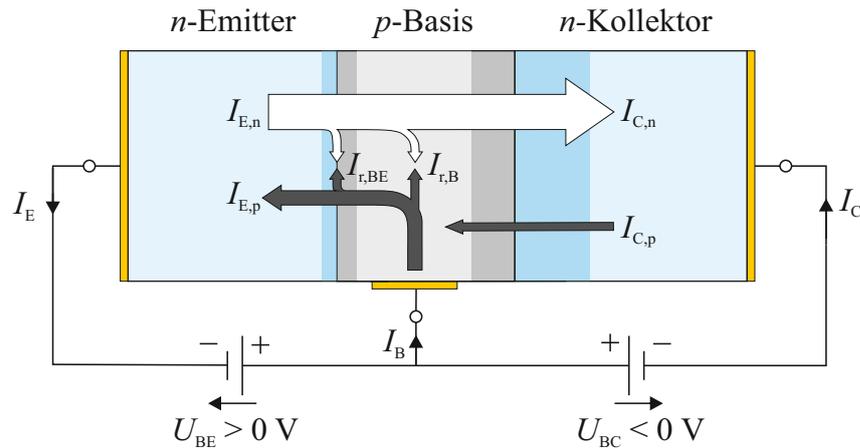


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der Elektronen- (weiß) und Löcher-Stromflüsse (grau) im npn-Bipolartransistor nach Sze.^[62]

2.3 Heterostruktur-Bipolartransistoren

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung von Leckstrommechanismen in koaxialen Nanodraht-*pn*-Übergängen. Eine Bipolartransistor-Struktur, deren Funktion stark von parasitären Leckströmen beeinflusst wird, bietet dabei die Möglichkeit, diese Untersuchung im Zusammenhang mit den Lebensdauern der Minoritätsladungsträger zu betrachten. Letztere sind in Nanodrähten im Vergleich zu planaren Schichten geringer.^[116,131]

Ein Bipolartransistor besteht, wie in Abbildung 2.11 gezeigt, grundsätzlich aus den drei Gebieten Emitter, Basis und Kollektor, welche abwechselnd *n*- und *p*-dotiert sind. Dies entspricht vereinfacht gesagt zwei gegeneinander geschalteten *pn*-Übergängen, welche durch eine gemeinsame Basis verbunden sind. In einem *npn*-Bipolartransistor, wie hier diskutiert, werden Elektronen vom Emitter zum Kollektor transportiert. Sie weisen dabei, gegenüber *pnp*-Strukturen, aufgrund der geringeren effektiven Masse der Elektronen bessere Transporteigenschaften der Minoritäten in der Basis auf.^[132]

Im Bipolartransistor sind grundsätzlich Leckströme in Fluss- und in Sperrichtung für die Bauelementfunktion relevant, da beispielsweise im Normalbetrieb des Bipolartransistors die BE-Diode in Flussrichtung und die Basis-Kollektor-Diode (BC) in Sperrichtung gepolt sind.^[132] Beide Ladungsträgerarten tragen zur Transistorfunktion bei. Die im *npn*-Bipolartransistor fließenden Elektronen- und Löcher-Stromflüsse sind zum besseren Verständnis in Abbildung 2.11 als Pfeile dargestellt. I_E , I_B und I_C entsprechen dabei den Nettoströmen an den Anschlussklemmen, welche sich aus der Summe der einzelnen Elektronen- und Löcherströme ergeben.

Die aus dem Emitter in die Basis injizierten Elektronen bilden den Strom $I_{E,n}$. Emitterseitig steigt hierbei die Elektronenkonzentration in der Basis, während an der Grenze

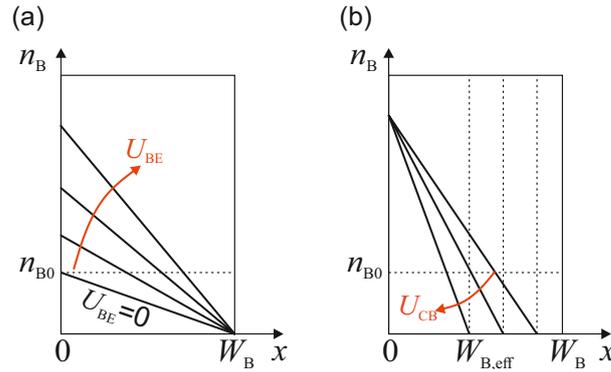


Abbildung 2.12: Änderung der Minoritäten-Konzentration in der Basis mit unterschiedlich angelegten Spannungen.^[62,133] (a) U_{BE} wird variiert und $U_{BC} < 0$ V wird konstant gehalten. Der Minoritäten-Gradient in der Basis steigt mit U_{BE} . (b) $U_{BE} > 0$ V wird konstant gehalten und U_{CB} wird variiert. Mit steigender Sperrspannung U_{CB} sinkt die effektive Basisweite $W_{B,eff}$.

zum Kollektor alle in der Basis befindlichen Elektronen durch das elektrische Feld der RLZ in den Kollektor gezogen werden. Der dadurch induzierte Gradient in der Minoritäten-Konzentration n_B innerhalb der Basis mit der Weite W_B ($0 < x < W_B$) ist in Abbildung 2.12 (a) für variiierende Spannungen U_{BE} dargestellt ($U_{CB} = \text{const}$). n_{B0} entspricht dabei der Minoritäten-Konzentration im Gleichgewicht ($U_{BE} = 0$ V). Der Gradient führt zu einem Diffusionsstrom der Elektronen $I_{E,n}$ in Richtung des Kollektors.^[62]

$$I_{E,n} = q \cdot A_{pn,BE} \cdot D_n \cdot \frac{\partial n_B}{\partial x} \quad (\text{Gl. 2.31})$$

Dieser ergibt, zusammen mit dem diffusiven Löcherstrom $I_{E,p}$ sowie dem parasitären Rekombinationsstrom $I_{r,BE}$ in der BE-RLZ, den Emitterstrom I_E .^[134]

$$I_E = I_{E,p} + I_{r,BE} - I_{E,n} \quad (\text{Gl. 2.32})$$

Für den Kollektorstrom gilt^[134]

$$I_C = I_{C,p} - I_{C,n} \quad (\text{Gl. 2.33})$$

mit dem minoritätenbasierten Sperrstrom $I_{C,p}$ am BC-Übergang und dem Elektronendifusionsstrom $I_{C,n}$, der den Kollektor aus der Basis erreicht. Der Basisstrom I_B besteht aus dem diffusiven BE-Löcherstrom $I_{E,p}$ sowie den parasitären Rekombinationsströmen $I_{r,B}$ in der Basis und $I_{r,BE}$ an der BE-Grenzfläche, abzüglich des BC-Sperrstroms $I_{C,p}$.^[134]

$$I_B = I_E - I_C = I_{E,p} + I_{r,B} + I_{r,BE} - I_{C,p} \quad (\text{Gl. 2.34})$$

2 Theoretische Grundlagen

Das Verhältnis der Nettoströme I_C und I_B zueinander ergibt den Gleichstromverstärkungsfaktor B , welcher als ein Maß für die Bauelementqualität herangezogen werden kann.

$$B = I_C/I_B \quad (\text{Gl. 2.35})$$

Für die Transistorfunktion sind demnach mehrere Faktoren entscheidend. Einerseits sollte der Strom I_C möglichst groß sein. Hierfür muss die Anzahl der aus dem Emitter bereitgestellten Elektronen hoch sein um einen ausreichenden Konzentrationsgradienten in der Basis aufbauen zu können. Dies wird beispielsweise durch in der BE-Diode auftretende Leckströme $I_{r,BE}$ limitiert, da diese den diffusiven Elektronenstrom verringern. Wichtig ist dabei auch eine große Injektionseffizienz Γ des Emitters^[135]

$$\Gamma = \frac{I_{E,n}}{I_{E,n} + I_{E,p}} \quad (\text{Gl. 2.36})$$

welche durch die Rückinjektion von Löchern aus der Basis beeinflusst wird. Ein weiterer limitierender Faktor ist der Verlust von Minoritäten in der Basis über den parasitären Rekombinationsstrom $I_{r,B}$. Dieser verringert, zusammen mit dem parasitären Rekombinationsstrom $I_{r,BE}$ den am Kollektor ankommenden Elektronenstrom $I_{C,n}$ und damit auch den Nettostrom I_C .

$$I_{C,n} = I_{E,n} - I_{r,B} - I_{r,BE}. \quad (\text{Gl. 2.37})$$

$I_{r,B}$ hängt mit der Diffusionslänge L_n der Minoritäten zusammen, welche über Gl. 2.4 mit der Lebensdauer und dem Diffusionskoeffizienten verknüpft ist. Ist L_n größer als die Basisweite W_B , sinkt die Rekombinationswahrscheinlichkeit. In Nanodrähten stellt dies jedoch, aufgrund der verringerten Minoritäten-Lebensdauern und damit kurzen Diffusionslängen, eine Herausforderung dar und muss ggf. durch eine Basisweitenreduktion kompensiert werden.^[116,131] Große Rückwärts- bzw. Sperrströme $I_{C,p}$ in der BC-Diode wirken sich ebenfalls direkt auf den Nettostrom I_C aus und verringern damit die Gleichstromverstärkung. Wie in der BE-Diode sollten demnach auch in der BC-Diode, insbesondere in Sperrrichtung, geringe Leckströme angestrebt werden.

Für eine große Stromverstärkung B kann eine zusätzliche Minimierung von I_B über verschiedene Faktoren erreicht werden. Neben der oben genannten Basisweitenreduktion kann auch gezielt das Verhältnis von Elektronen- $I_{E,n}$ zu Löcherfluss $I_{E,p}$ am BE-Übergang angepasst werden. In einem Homostruktur-Bipolartransistor wird dies durch eine hohe Emitterdotierung im Vergleich zur Basisdotierung erreicht, wodurch das Gleichgewicht der Ladungsträgerflüsse in Richtung der Elektronen verschoben wird.^[62,136] Eine weitere Möglichkeit bietet die gezielte Nutzung eines geeigneten Heteroübergangs an der BE-Grenzfläche.^[137] Der InGaP-Emitter weist dabei, wie in Abbildung 2.13 (a) gezeigt, eine gegenüber der Basis vergrößerte Bandlücke $E_{g,\text{InGaP}}$ auf (engl. wide-gap emitter),

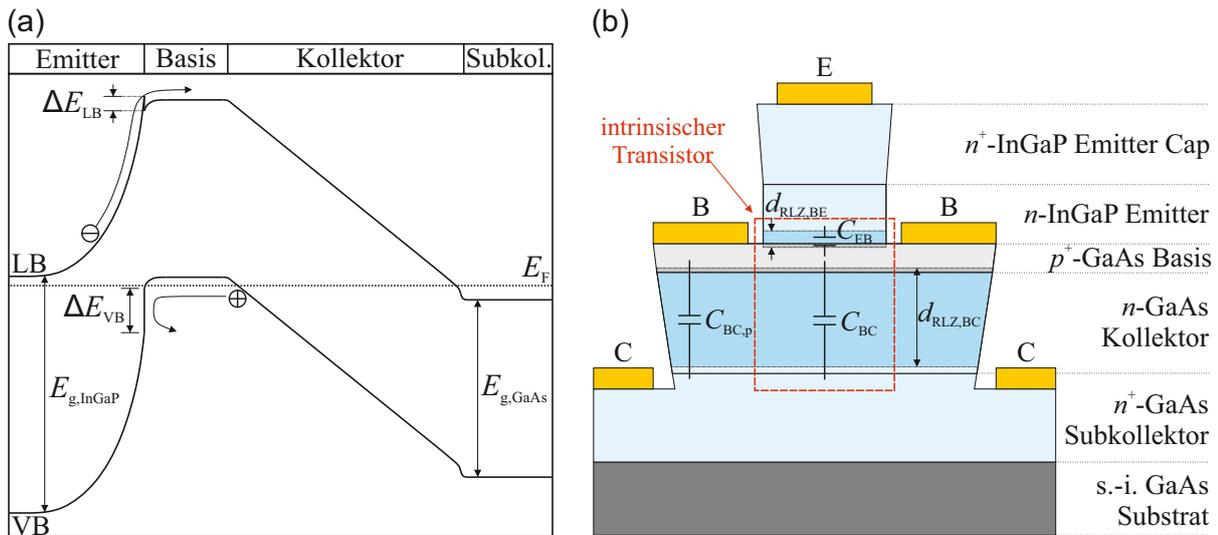


Abbildung 2.13: (a) Einfaches Banddiagramm eines GaAs-basierten HBT mit InGaP-Emitter ohne angelegte Spannung. Die Valenzbanddiskontinuität ΔE_{VB} stellt eine Löcherbarriere dar. (b) Drei-Mesa-Design eines GaAs/InGaP-HBT (schematischer Querschnitt). Der intrinsische Transistor ist farblich hervorgehoben.

sodass eine Banddiskontinuität an der Grenzfläche auftritt. Für einen npn -HBT entfällt die Banddiskontinuität am BE-Heteroübergang idealerweise nur auf das Valenzband. So wird $I_{E,p}$ gegenüber $I_{E,n}$ reduziert, bei gleichzeitig hohen Basisdotierungen.^[137] Für die Materialkombination $In_{0,49}Ga_{0,51}P/GaAs$ ist dies annähernd der Fall mit einer Gesamtdiskontinuitat von $\Delta E_g \approx 0,47\text{ eV}$, welche sich aufteilt in eine Valenzbanddiskontinuität von $\Delta E_{VB} \approx 0,356\text{ eV}$ und eine Leitungsbanddiskontinuität von $\Delta E_{LB} \approx 0,12\text{ eV}$.^[55] Letztere stellt für die Elektronen aus dem Emitter nur eine sehr dünne, leicht zu überwindende Barriere dar. Während Elektronen aus dem Emitter nahezu ungehindert durch das Leitungsband transportiert werden, bildet die Valenzbanddiskontinuität eine zusätzliche Potentialbarriere, welche den diffusiven Löcherstrom $I_{E,p}$ aus der Basis in den Emitter unterdrückt.

Die Herstellung von Transistor-Heterostrukturen erfolgt üblicherweise durch epitaktisches Schichtwachstum mittels Molekularstrahlepitaxie oder mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie (engl. metal organic vapor phase epitaxy). Ein simpler npn -HBT-Schichtaufbau im Drei-Mesa-Design ist mit den sich ausbildenden RLZ $d_{RLZ,BE}$ und $d_{RLZ,BC}$ in Abbildung 2.13 (b) schematisch dargestellt. Hierdurch entstehen die Kapazitäten C_{EB} und C_{BC} innerhalb des intrinsischen Transistors, sowie die parasitäre Kapazität $C_{BC,p}$ außerhalb. Im planaren HBT sind die einzelnen Schichten symmetrisch um den Emitter durch drei Mesen freigelegt und kontaktiert. Außerhalb des intrinsischen Transistors, welcher aus dem Emitter, der Basis und dem Kollektor gebildet wird, sind zusätzlich zwei

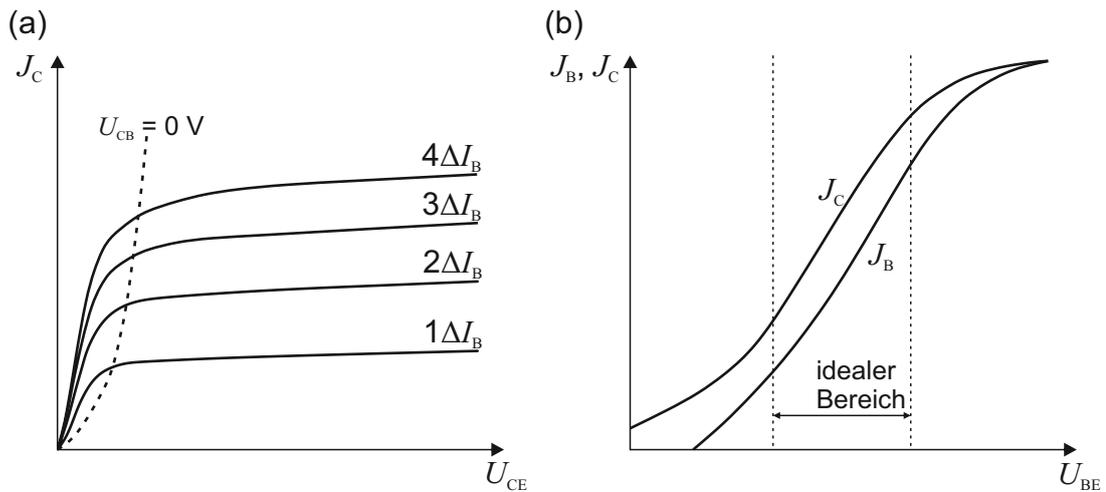


Abbildung 2.14: (a) Beispielhafte Darstellung eines stromgesteuerten Ausgangskennlinienfelds. J_C wird in Abhängigkeit von U_{CE} für verschiedene Ströme I_B aufgetragen. Die gestrichelte Kurve stellt die Sättigungsgrenze ($U_{CB} = 0\text{ V}$) des Transistors dar. (b) Gummel-Plot eines Bipolartransistors. Im idealen Bereich verlaufen die Kennlinien parallel. Der Abstand der Kennlinien entspricht dem Gleichstromverstärkungsfaktor B . Die Grafiken sind entnommen und angepasst von^[134].

n^+ -dotierte Kontaktschichten eingebracht, welche als Emitter-Cap und als Subkollektor bezeichnet werden. Sie weisen nur geringe Kontakt- und Bahnwiderstände auf und ermöglichen dadurch einen schnellen An- und Abtransport von Ladungsträgern ins aktive Bauelement.

Zur Analyse der Gleichstrom-Bauelementfunktion können verschiedene Kennlinien herangezogen werden. Ein stromgesteuertes Ausgangskennlinienfeld eines nnp -Bipolartransistors in Emitterschaltung ist beispielsweise in Abbildung 2.14 (a) dargestellt. Hierbei wird der Kollektorstrom I_C in Abhängigkeit der Kollektor-Emitter-Spannung U_{CE} für verschiedene, konstante Basisströme aufgetragen. Im Sättigungsbereich links der gestrichelten Kurve sind beide pn -Übergänge in Flussrichtung gepolt und damit leitend. Der Strom I_C ist dabei unabhängig von I_B .^[132] Die im Diagramm dargestellte Sättigungsgrenze entspricht dem Fall $U_{CB} = 0$ und stellt den Übergang vom Sättigungsbereich zum Normalbereich bzw. aktiven Bereich dar. Der Strom I_C ist im aktiven Bereich ($U_{BC} < 0$) nur geringfügig abhängig von U_{CE} , da er durch die Anzahl der injizierten Elektronen über die BE-Diode dominiert wird.^[132] Die Kennlinienäste für ganzzahlige Vielfache des Stroms I_B sind dabei äquidistant, da der Kollektorstrom I_C und der Basisstrom I_B im Normalbetrieb über den Gleichstromverstärkungsfaktor B verknüpft sind.^[62]

Ein möglicher Anstieg des Kollektorstroms I_C im aktiven Bereich kann auf den Early-Effekt zurückgeführt werden, bei welchem die Basisweite durch die zunehmende Sperr-

spannung am BC-Übergang verringert bzw. moduliert wird und dadurch die effektive Diffusionsdistanz für Minoritäten sinkt.^[138] Dieser Zusammenhang wird auch deutlich durch Abbildung 2.12 (b), welche die Änderung der effektiven Basisweite mit zunehmender Sperrspannung der BC-Diode darstellt. Wird die Spannung U_{CE} weiter erhöht, sodass die RLZ der BC-Diode die RLZ der BE-Diode erreicht, kann ein sehr großer Strom fließen und es wird vom Durchbruch oder von der Durchbruchspannung gesprochen.

Neben dem Ausgangskennlinienfeld kann auch der Gummel-Plot zur Bauelementanalyse herangezogen werden. Ein solcher ist exemplarisch in Abbildung 2.14 (b) dargestellt und entspricht einer halblogarithmischen Auftragung der Ströme I_C und I_B bzw. Stromdichten J_C und J_B in Abhängigkeit der Spannung U_{BE} gemessen an der Sättigungsgrenze ($U_{CB} = 0$). Mit dieser Messbedingung wird der Einfluss der BC-Diode minimiert und der Elektronentransport durch Basis und Kollektor kann als konstant angenommen werden.^[136] Im idealen Bereich verlaufen die Kennlinien von I_C und I_B parallel mit einem Emissionskoeffizienten von 1 und einem Abstand, der dem Gleichstromverstärkungsfaktor B entspricht (vgl. Gl. 2.35).^[62] Bei kleinen angelegten Spannungen überwiegen parasitäre Rekombinationseffekte in der BE-RLZ und an den Halbleitergrenzflächen, sodass der Emissionskoeffizient η_{BE} aufgrund eines zusätzlichen parasitären Basisstroms den Wert 2 annimmt (nicht-idealer Bereich).^[62] Der Kollektorstrom I_C wird hierdurch nicht beeinflusst. Bei höheren Spannungen hingegen können Hochinjektionseffekte in der Basis auftreten, welche die Injektionseffizienz reduzieren und damit auch den Strom I_C ($\eta_{BC} = 2$).^[136] Bei hohen Spannungen werden die Ströme I_B und I_C vom Spannungsabfall über den Bahnwiderständen dominiert.^[62]

3 Charakterisierungsmethoden

Ein tiefgehendes Verständnis der Funktion und Performance von Halbleiter-Bauelementen erfordert eine möglichst genaue Kenntnis der bauelementbestimmenden Parameter. Hierzu zählen neben Materialparametern wie die Art und Höhe der Dotierung auch die Qualität der aufgetragenen Kontakte sowie die Ladungstransportmechanismen durch den pn -Übergang bzw. die npn -Struktur. Die hierfür in dieser Arbeit verwendeten Analysemethoden werden im Folgenden vorgestellt, wobei die durch die Nanodraht-Geometrie erforderlichen Anpassungen gesondert herausgestellt werden.

3.1 Elektrische Charakterisierung

Die Kenntnis der Bahn- und Kontaktwiderstände von Halbleitermaterialien ist essentiell für eine Anwendung in elektronischen Bauelementen. Erstere beschreiben dabei den Widerstandsanteil des Halbleitermaterials und Letztere den Einfluss des Übergangswiderstands für Ladungsträger zwischen Kontakt und Halbleiter auf den Gesamtwiderstand R_{ges} zwischen zwei Messpunkten. Die Bestimmung der Dotierstoffkonzentration sowie der Ladungsträgerbeweglichkeit in Halbleitermaterialien, welche direkt mit dem Bahnwiderstand in Zusammenhang stehen, erfolgt üblicherweise durch eine Hall-Messung, welche auf der Ablenkung bewegter Ladungen in einem Magnetfeld beruht.^[139] Das Verfahren ist insbesondere für die Analyse von Halbleiterschichten geeignet, da die benötigte Vierkontakt-Anordnung in Form eines Kreuzes technologisch leicht realisierbar ist. Auch an Nanodraht-Kernen sowie Kern-Hülle-Nanodrähten wurden Hall-Messungen erfolgreich demonstriert.^[140–145] Diese Messungen sind jedoch besonders herausfordernd, da eine hochpräzise Kontaktpositionierung benötigt wird, aufgrund der räumlichen Ausdehnung des Halbleiters in nur eine Raumrichtung. Optische Methoden, wie z.B. Photolumineszenz-, Raman- oder optische Pump-Probe-Terahertz-Spektroskopie bieten den Vorteil, dass keine vorherige Kontaktdeposition auf den Drähten notwendig ist.^[146–152] Die Interpretation der Messdaten kann hierbei jedoch durch die Kristallstruktur der Halbleitermaterialien erschwert sein, da ggf. Bulk-Referenzen fehlen. Insbesondere bei Kern-Hülle oder sogar mehrhülligen Strukturen werden, abhängig von der Anregungsenergie, auch die innen liegenden Halbleiterbereiche angeregt, wodurch die Analyse der detektierten Spektren zusätzlich erschwert wird. Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei alternative, elektrische Methoden zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration in Nanodrähten genutzt, welche im Folgenden vorgestellt werden.

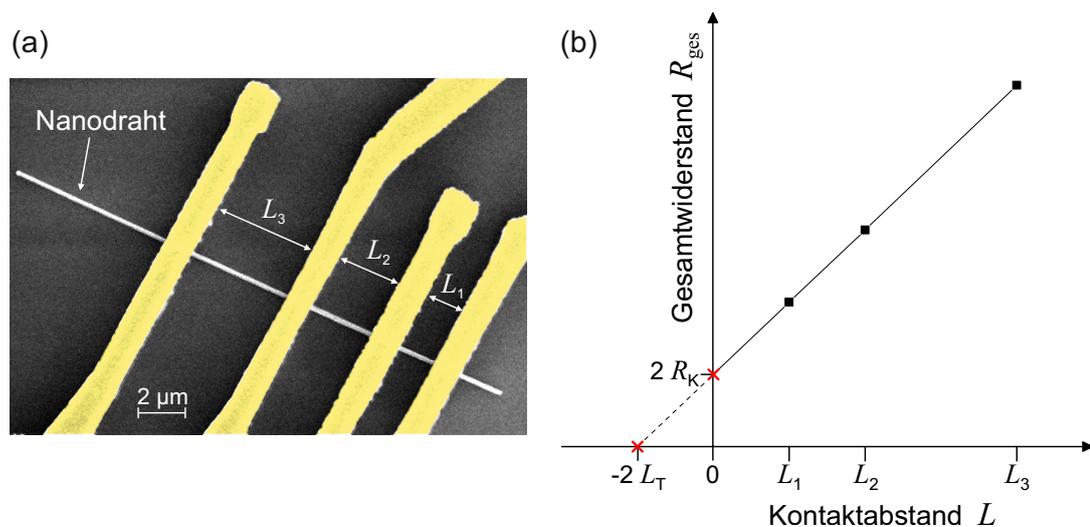


Abbildung 3.1: (a) REM-Aufnahme eines Nanodrahts mit TLM-Kontakten unterschiedlichen Abstands L (farblich hervorgehoben). (b) Gemessener Gesamtwiderstand in Abhängigkeit des Kontaktabstands L .

3.1.1 Transferlängen Methode

Eine Alternative zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration innerhalb eines Nanodrahts bietet die Abschätzung mithilfe einer Widerstandsbestimmung. Die Transferlängen-Methode (TLM) wurde im Jahr 1964 von W. Shockley an Halbleiterschichten vorgestellt und im Jahr 2005 von Mohny *et al.* erstmals auf Nanodrähte adaptiert.^[153,154] Sie bietet den Vorteil einer gleichzeitigen Analyse der Bahn- und Kontaktwiderstände, wobei die Ladungsträgermobilität nicht direkt gemessen, sondern aus dem von Hilsum bekannten Formalismus entnommen wird (Gl. 2.27). Es werden Kontakte mit zunehmendem Abstand entlang des Drahtes aufgebracht und der Widerstand R_{ges} zwischen benachbarten Kontakten bestimmt (vgl. Abb. 3.1 (a)). Dies erfolgt an einem Vier-Spitzen-Messplatz mithilfe eines Keithley 4200-SCS Parameteranalysators. Zwei Vorverstärker ermöglichen während der Messung eine Stromauflösung bis in den fA-Bereich. Der gemessene Widerstand setzt sich zusammen aus dem Bahnwiderstand des Nanodrahts R_{NW} sowie dem zweifachen Kontaktwiderstand R_K . Mit der Annahme identischer Kontakte sowie eines konstanten, stromdurchflossenen Halbleiterquerschnitts A_{NW} gilt der lineare Zusammenhang

$$R_{\text{ges}} = R' \cdot L_K + 2R_K \quad (\text{Gl. 3.1})$$

mit dem Widerstandsbelag R' und dem Kontaktabstand L_K . In der Auftragung des gemessenen Gesamtwiderstands R_{ges} gegen den Kontaktabstand L_K , welche in Abbildung 3.1 (b) dargestellt ist, entspricht dann der y -Achsenabschnitt dem doppelten Kontaktwiderstand und der extrapolierte x -Achsenabschnitt der negativen, doppelten Transferlänge

L_T . Letztere gibt die statistische Länge an, welche die Ladungsträger im Halbleiter unterhalb des Kontakts zurücklegen, bevor Sie in den Kontakt fließen und hängt direkt mit dem spezifischen Kontaktwiderstand ρ_K zusammen.^[154,155]

$$\rho_K = \frac{3}{2} \cdot R_K \cdot \pi \cdot r_D \cdot L_T \quad (\text{Gl. 3.2})$$

Hierbei wird angenommen, dass der Kontakt etwa $3/4$ des Nanodraht-Umfangs abdeckt. Bei vertikalem Aufdampfen kann auch eine Kontaktbelegung in Höhe des halben Drahtumfangs angenommen werden. Die Leitfähigkeit des Halbleiters, also der Bahnwiderstand, ist direkt mit der Konzentration sowie der Mobilität der Ladungsträger verknüpft (vgl. Gl. 2.26). Mit Kenntnis des Bahnwiderstands kann, mithilfe von Gl. 2.27 und Gl. 2.28, die Dotierstoffkonzentration eines Nanodrahts abgeschätzt werden.

Aufgrund der Annahme identischer Kontakte bzw. eines homogenen Nanodraht-Durchmessers ist die einfache TLM-Auswertung für komplexere Strukturen, wie Nanodrähte mit getapertem Querschnitt, nur begrenzt einsetzbar. Auch die Analyse von Nanodrähten mit einer oder mehreren Hüllen ist komplexer, da der Einfluss der innen liegenden Halbleiterbereiche berücksichtigt werden muss. Eine Anpassungen des Modells für getaperte Drähte ist Teil der vorliegenden Arbeit (Kapitel 5).

Eine weitere Limitierung ist die Notwendigkeit ohmscher Kontakte für die Widerstandsbestimmung, da diese nicht für jedes Halbleitermaterial in der koaxialen Nanodraht-Geometrie hinreichend untersucht sind. Häufig sind hierfür Legierprozesse notwendig, welche die Zusammensetzung des Drahtes an der Halbleiter-Metall-Grenzfläche verändern und dort, je nach Drahtdurchmesser, zu einer Degradation der Drahtstruktur führen können.^[155]

3.1.2 Multi-Spitzen-Rastertunnelmikroskop

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung von Halbleiterwiderständen bietet die Nutzung eines Multi-Spitzen-Rastertunnelmikroskops (engl. multi-tip scanning tunneling microscope, MT-STM). Das an der TU Ilmenau eingesetzte Gerät ermöglicht die Positionierung von bis zu vier Messspitzen an einem Nanodraht. Seine Funktion wird umfassend in den Dissertationen von W. Zhao und A. Nägelein erläutert, daher werden hier nur die im Rahmen der Arbeit durchgeführten Analysen und genutzten Funktionsweisen vorgestellt.^[156,157]

Das MT-STM besteht aus einer Analysekammer mit Ultrahochvakuum, in welcher die Probe kopfüber positioniert wird, vier modularen (Piezo-)Einheiten für die vertikale und laterale Positionierung der insgesamt vier Messspitzen sowie einer Rasterelektronenmikroskop-Einheit (REM) mit Sekundärelektronen-Detektor für eine kontrollierte Spitzenpositionierung. Neben den Sekundärelektronen kann die Bildgebung auch über eine Mes-

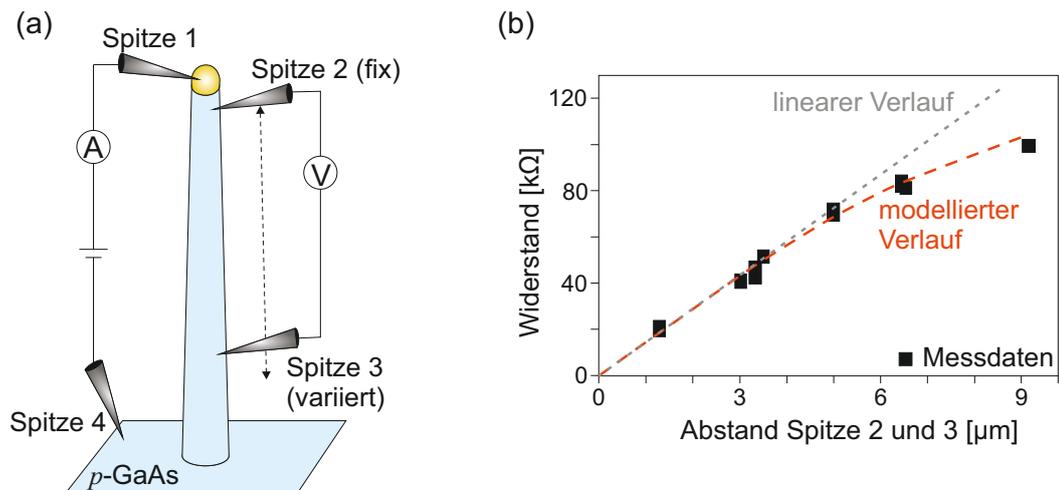


Abbildung 3.2: (a) Vereinfachte Darstellung einer 4-Punkt-Messung an einem vertikalen Nanodraht mittels MT-STM. Über Spitze 1 an der Drahtspitze und Spitze 4 am Substrat wird ein definierter Strom in den Draht eingepreßt und der Spannungsabfall ortsaufgelöst zwischen den Spitzen 2 und 3 hochauflösend gemessen. (b) Messung und Modellierung des Widerstandsprofils eines vertikalen GaAs-Nanodrahts mittels MT-STM (in Anlehnung an A. Nägelein).^[157]

sung des Probenstroms erfolgen, z. B. für eine Analyse von Elektronenstrahl-induziertem Stromfluss (engl. electron beam induced current) zur Sichtbarmachung von pn -Übergängen.^[157]

In der vorliegenden Arbeit ist die Vier-Punkt-Messung der hauptsächlich genutzte Messmodus des MT-STM. Vier einzeln positionierbare Messspitzen ermöglichen eine Vier-Punkt-Messung unabhängig von auf den Nanodraht aufgebrachten, metallischen Kontakten. Daher können, neben auf isolierendes Substrat transferierten Drähten und prozessierten Drähten, auch vertikale Drähte direkt nach der Epitaxie vermessen werden. Abbildung 3.2 (a) stellt das Messverfahren schematisch an einem p -GaAs Nanodraht dar. Über zwei der Messspitzen, welche jeweils an der Drahtspitze und dem Drahtfuß positioniert werden, wird ein Strom in den zu vermessenden Draht eingepreßt (den Anschluss am Drahtfuß kann auch ein geerdetes Substrat ersetzen). Über zwei zusätzliche Messspitzen, welche zwischen den zuvor genannten, stromeinprägenden Messspitzen positioniert sind, wird hochauflösend ($10 \text{ T}\Omega$) der durch den Stromfluss verursachte Spannungsabfall im Halbleiter gemessen und darüber der Bahnwiderstand unabhängig vom Kontaktwiderstand bestimmbar.^[157] Eine Variation des Abstands der Messspitzen 2 und 3, wie in Abbildung 3.2 (a) illustriert und in (b) aufgetragen, erlaubt die Aufnahme eines Widerstandsprofils entlang des Drahts, wodurch mit Gl. 2.27 und Gl. 2.28 Rückschlüsse auf die Dotierstoffkonzentration und das Dotierstoffprofil gezogen werden können. In dem Beispiel

nimmt der Widerstandsbelag und damit die Steigung der Widerstandskennlinie über dem Messspitzenabstand mit steigendem Messspitzenabstand ab, was in einem inhomogenen Dotierstoffprofil und/oder einem getaperten Drahtdurchmesser begründet sein kann. Die Analyse solch komplexer Drahtstrukturen ist im Vergleich zur TLM-Auswertung vereinfacht, da die gemessenen Widerstandswerte dem reinen Bahnwiderstand entsprechen und nicht zusätzlich die Positionierung, die Homogenität und die Qualität der Kontaktmetallisierung berücksichtigt werden muss.

3.2 Optische Charakterisierung

Die Untersuchung optoelektronischer Eigenschaften einzelner Nanodraht-Bauelemente erfolgt im Rahmen der vorliegenden Arbeit an einem mikrooptischen Messplatz.^[158] Dabei steht im Rahmen der Arbeit insbesondere die Detektion von Injektions-Elektrolumineszenz im Vordergrund, bei welcher strahlende Rekombination durch Injektion von Minoritätsladungsträgern in einen pn -Übergang induziert wird. Der schematische Messaufbau ist in Abbildung 3.3 illustriert. Die zu charakterisierende Probe befindet sich in dem Kryostaten ST-500 der Firma Janis, welcher über einen Temperaturcontroller das Einstellen von Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 79 K unter Verwendung von Flüssigstickstoff (engl. liquid nitrogen, LN2) ermöglicht. Die Probe ist über zwei Drähte bzw. Kabel mit einer Keithley 2400 Strom/Spannungs-Quelle verbunden. Durch Ladungsträgerinjektion induzierte Elektrolumineszenz im Bauelement, z. B. durch Rekombination im pn -Übergang, passiert das Sichtglas an der Oberseite des Kryostaten und wird durch ein planapochromatisches, 50-fach vergrößerndes Objektiv eingesammelt (SLMPlan N 50x, NA = 0,35), dessen Positionierung über einen x-y-z Positionierer mit einer Schrittweite von 50 nm mithilfe des Messrechners gesteuert werden kann. Eine grobe Probenpositionierung erfolgt zuvor mittels des x-y Positioniertischs des Kryostaten. Ein Klappspiegel im Strahlengang lenkt das Messsignal entweder auf eine digitale CCD-Kamera, mit deren Hilfe die Positionierung der Probe durchgeführt wird, oder den Spektrografen der Firma Princeton Instruments. Verwendet wird der Monochromator Acton SP2300 sowie die CCD-Kamera Spec-10. Der Spektrograph teilt die einfallende Elektrolumineszenz in ihre spektralen Anteile auf und ermöglicht eine Analyse der wellenlängenabhängigen Intensität (Spektralmodus). Ein möglicher Anwendungsbereich dieses Messmodus ist beispielsweise der Nachweis strahlender Tunnelprozesse. Hierbei wird die spannungs- bzw. stromabhängige Elektrolumineszenz unterhalb der Bandlückenenergie bei tiefen Temperaturen detektiert (vgl. Abbildung 2.7). Im abbildenden Modus wird ein Spiegel innerhalb des Detektors in den Strahlengang geschaltet und das einfallende Licht direkt auf den CCD-Chip gelenkt. Dieser fungiert nun als Kamera, wodurch eine räumliche Lokalisie-

3 Charakterisierungsmethoden

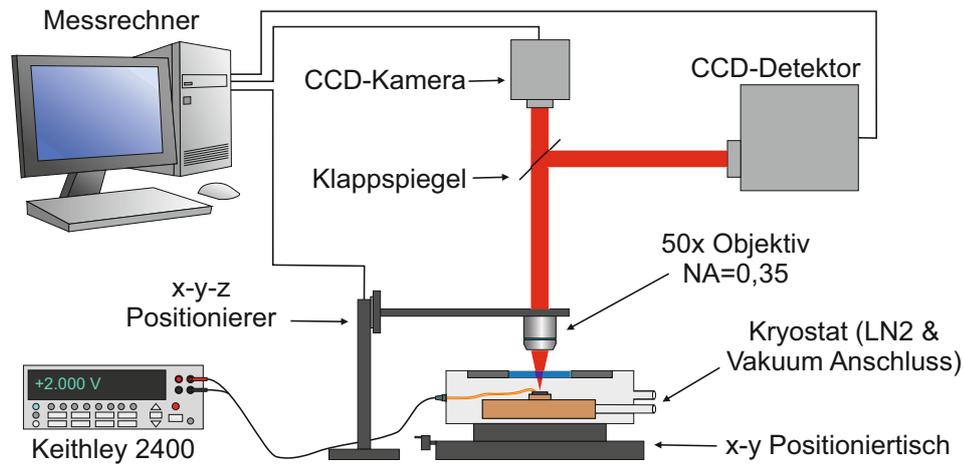


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des verwendeten, mikrooptischen Messplatzes.

zung der Lumineszenz möglich wird. Die spektrale Zusammensetzung der Lumineszenz wird hierbei jedoch nicht aufgeschlüsselt.

Neben Elektrolumineszenz-Messungen können an dem Messplatz, unter Verwendung eines Lasers, auch Messungen mit gezielter Beleuchtung sowie Photolumineszenz-Messungen durchgeführt werden. Hierfür wird der frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser MG-532C-500 der Firma Spectra-Physics mit einer Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ in den Messaufbau eingekoppelt. Über einen Graufilter wird die Strahlungsleistung P_L reguliert, welche mithilfe des Leistungsmessgeräts LaserMate-Q der Firma Coherent bestimmt werden kann. Das Laserlicht wird durch das planapochromatische, 50-fach vergrößernde Objektiv auf die Probe fokussiert, wo es mit dem Halbleitermaterial wechselwirkt. Ein wellenlängenspezifischer Filter vor dem Spektrographen blockt das Laserlicht und verhindert dadurch bei der Messung der Photolumineszenz eine Überlagerung des Messsignals durch das Lasersignal.

4 Koaxiale Nanodrähte: Struktur, Epitaxie und Prozesstechnologie

Das folgende Kapitel stellt die Struktur, das Wachstum sowie die Prozessierung der in der vorliegenden Arbeit analysierten, pn - und npn -Nanodrähte auf GaAs/InGaP-Basis vor. Zu Beginn werden die Materialauswahl sowie die Geometrie bzw. der schematische Aufbau der Nanodrähte vorgestellt. Dabei liegt zunächst der Fokus auf den Möglichkeiten und Einschränkungen einer Übertragung von planaren Strukturen in koaxiale. Es werden Details zum Drahtwachstum sowie der allgemeine Epitaxie-Ablauf erläutert. Eine Vorstellung des in der Arbeit entwickelten Technologieablaufs für die Prozessierung der Nanodrähte zu elektrisch ansteuerbaren Bauelementen und die Benennung damit einhergehender Herausforderungen schließen das Kapitel ab.

4.1 Materialauswahl

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung von GaAs- und InGaP-basierten, koaxialen Nanodraht- pn - und - npn -Übergängen hinsichtlich Ladungsträgerinjektion und -transport. Dabei werden sowohl Kern-Hülle- als auch Hülle-Hülle-Strukturen analysiert. Die Halbleitermaterialwahl für die Kerne und Hüllen wird dabei insbesondere durch folgende Faktoren bestimmt: Grundvoraussetzung für die Herstellung koaxialer pn -Übergänge ist zunächst eine n - bzw. p -Dotierbarkeit der Nanodraht-Kern- und -Hüllenmaterialien. Beim Hüllenwachstum muss beispielsweise berücksichtigt werden, dass eine aus planaren Schichten bekannte n -Dotierung bisher nicht im Nanodraht-Hüllenwachstum erfolgreich umsetzbar ist. Song *et al.* wiesen zwar mittels energiedispersiver Röntgenspektroskopie (EDS) eine erfolgreiche n -Dotierung mittels Silan (SiH_4) nach, von einer quantitativen Analyse wurde bisher hingegen nicht berichtet.^[159]

Ein weiterer Faktor ist die koaxiale, kristalline Kombinierbarkeit der Materialien, für welche eine geringe Gitterfehlpassung unabdingbar ist. Möglich wäre dies durch die Herstellung einer Homostruktur, wobei die Umsetzung einer npn -Struktur an der fehlenden n -Dotierbarkeit einer GaAs-Hülle scheitert. Abhilfe schafft das Wachstum einer Heterostruktur, bei welcher Halbleiter gleicher Gitterkonstante aber unterschiedlicher Zusammensetzung kombiniert werden. Für GaAs sind dies beispielsweise die ternären Verbindungshalbleiter Aluminiumgalliumarsenid (AlGaAs) oder InGaP.^[21,24,48,160,161] Die Verwendung dieser Materialien als Heteroübergang zu GaAs bietet den weiteren, entscheidenden Vorteil einer hohen, nasschemischen Ätzselektivität, wodurch eine kontrollierte Prozessierung zu elektrisch kontaktierbaren Bauelementen möglich wird.^[162–164] Insbesondere für koaxiale Nanodrähte, deren Aufbau mehrere Hüllen beinhaltet, ist eine alternierende Abfolge von Materialien hoher Selektivität für die Prozessierung notwendig.

Bei der Wahl des ternären Halbleitermaterials für eine bestimmte Anwendung ist außerdem der Verlauf der Bandkanten am Heteroübergang relevant, da ein gezielter Einsatz der Banddiskontinuitäten als Elektronen- bzw. Löcherbarrieren zur Bauelement-Optimierung möglich ist (vgl. Kapitel 2.3). Beim GaAs/AlGaAs-Übergang entfallen beispielsweise ca. 2/3 der Banddiskontinuität auf das Leitungsband (ca. 250 meV).^[165] Im Leitungsband bildet sich hierdurch ein zweidimensionales Elektronengas am Heteroübergang, welches beispielsweise in Feldeffekttransistoren mit hoher Elektronenbeweglichkeit genutzt wird.^[166,167] Ein Vorteil der GaAs/InGaP-Materialkombination ist die große Valenzbanddiskontinuität am Heteroübergang, welche z. B. in planaren HBT^[54], Nanodraht-Leuchtdioden^[21] (LED) und -Solarzellen^[43] gezielt genutzt werden kann.^[55] Die große Valenzbanddiskontinuität fungiert dabei als Löcherbarriere und macht zusammen mit der hohen Elektronenbeweglichkeit des GaAs von $\mu_n > 8000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ die Materialkombination insbesondere für auf Elektronentransport basierende Bauelemente interessant. Da im Rahmen dieser Dissertation insbesondere der Elektronentransport durch koaxiale *pn*- und *npn*-Nanodrähte untersucht werden soll, werden aus diesem Grund in der vorliegenden Arbeit Kern-Multihüllen Strukturen mit alternierenden GaAs/InGaP-Abfolgen hergestellt. Diese sind bei einer Komposition von $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{P}$ gitterangepasst epitaxierbar.

4.2 Struktur koaxialer *pn*- und *npn*-Nanodrähte

Der Aufbau der *npn*-Heteroübergänge ist schematisch in Abbildung 4.1 illustriert mit (a) dem Drahtquerschnitt, (b) dem stehenden Nanodraht vor und nach dem Freilegen der Terminals sowie (c) kontaktiert als fertig prozessiertes, elektrisch ansteuerbares Bauelement. Der Drahtquerschnitt zeigt idealisiert die für III/V-Verbindungshalbleiter bekannte hexagonale Anordnung der Seitenfacetten des Drahts.^[168] In realen Nanodrähten verursacht der „vapor-liquid-solid“-Wachstumsmodus aufgrund des runden Eutektikums eher mehrfacettige Drahtquerschnitte und die hexagonale Struktur tritt erst durch das Hüllenzwachstum bei hohen Temperaturen hervor. Der Nanodraht-Kern besteht aus *n*-dotiertem GaAs mit dem Durchmesser d_{SC} und fungiert als Subkollektor im späteren Bauelement. Er ist umhüllt von einer nominell undotierten (engl. not-intentionally doped, *nid*) InGaP-Hülle sowie einer *p*-dotierten GaAs-Hülle, welche den Kollektor mit der Hüllendicke d_{C} sowie die Basis mit der Dicke d_{B} darstellen. Bis jetzt entspricht dies dem Aufbau eines einfachen, koaxialen *pn*-Übergangs. Für den *npn*-Heteroübergang sind zusätzlich die äußeren Emitter und Emitter-Cap-Hüllen aus *nid*- und *n*-InGaP dargestellt mit den Dicken d_{E} und d_{ECap} . Die vertikal gewachsenen Drähte mit einer Gesamtlänge L_{ges} werden nasschemisch prozessiert, um die späteren Bauelement-Terminals freizulegen (4.1 (b)). Auf diese Weise entstehen Teilabschnitte für den Subkollektor mit der Länge L_{SC} , die Basis mit der Länge L_{B} sowie für den Emitter mit der Länge L_{E} . Das finale Bauelement mit

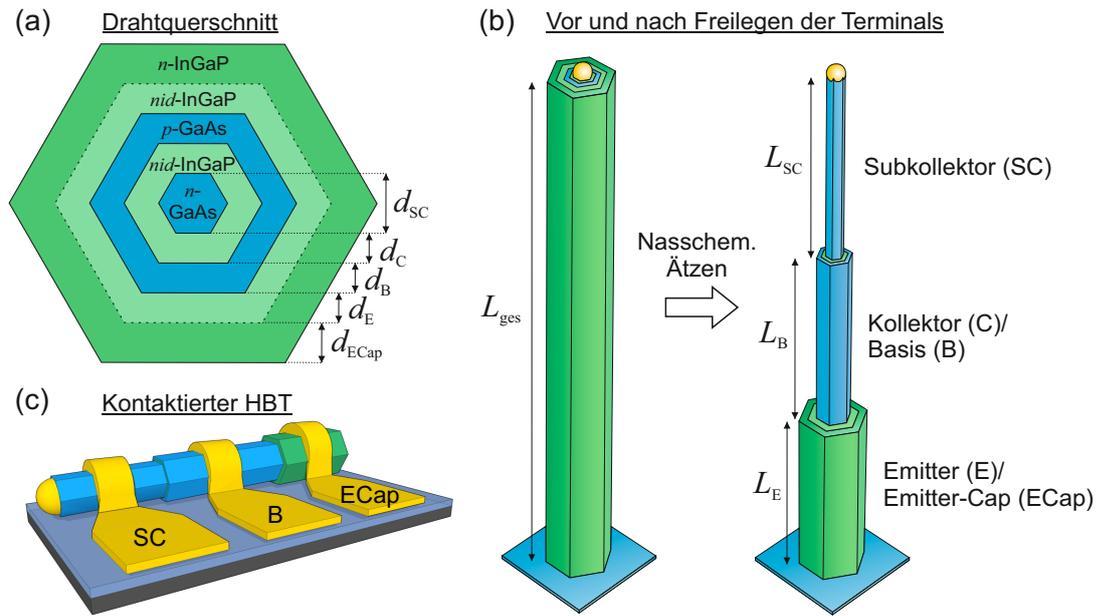


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau mit Längenabmessungen eines koaxialen Nanodraht-HBT. (a) Drahtquerschnitt mit Kern- und Hüllenabmessungen. (b) Drahtstruktur vor und nach dem Freilegen der Bauelement-Terminals. (c) Lateral kontaktierter Nanodraht-HBT.

horizontal deponierten, metallischen Kontakten auf den zuvor freigelegten Teilabschnitten ist in Abbildung 4.1 (c) dargestellt.

4.3 Epitaxie koaxialer *npn*-Nanodrähte

Alle in der vorliegenden Arbeit untersuchten Nanodrähte wurden epitaktisch mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie hergestellt. Die Realisierung der koaxialen Nanodrähte erfolgt über einen „bottom-up“-Prozess in einem horizontalen AIX 200 Reaktor der Firma Aixtron. Für gitterangepasstes, vertikales GaAs-Nanodraht-Wachstum wird (111)B GaAs als Wachstumssubstrat verwendet.

Beim klassischen GaAs-Schichtwachstum werden Wachstumstemperaturen $T > 600^\circ\text{C}$ eingestellt, sodass eine hohe Zerlegung der Quellmaterialien gewährleistet wird und das Wachstum durch die Diffusionsgeschwindigkeit der Wachstumsspezies an die Substratoberfläche limitiert ist.^[169] Beim Nanodraht-Wachstum ist hingegen ein bevorzugt lokales, vertikales Wachstum des Halbleitermaterials gewünscht, ohne zusätzliche Anlagerung von Wachstumsspezies an der Substratoberfläche bzw. den Draht-Seitenfacetten. Dieses selektive Wachstum wird mithilfe des partikelunterstützten „vapor-liquid-solid“-Mechanismus erreicht.^[170] Auf das Substrat aufgebrachte Metallpartikel, hier monodisperse Goldpartikel (Au) mit einem Durchmesser von 100 nm, bilden mit Gallium (Ga) Atomen aus dem

Substrat unter Zuführung von Wärme eine flüssige Legierung, deren Schmelzpunkt unterhalb derer der Einzelelemente liegt und welche Eutektikum genannt wird. Die Präkursoren Trimethylgallium (TMGa) und Tertiärbutylarsin (TBAs) liefern die Ga- und Arsen-Wachstumsspezies (As), welche in der Gasphase zu den Eutektika und deren Grenzfläche zum Substrat diffundieren. Die Verwendung eines Metallpunkts als Katalysator ermöglicht dabei ein Herabsenken der Wachstumstemperaturen auf ca. 400°C bis 450°C. Bei diesen Temperaturen ist die thermische Zerlegung der Präkursoren gering und das klassische Schichtwachstum wird stark unterdrückt. Nur im Bereich des Metallpartikels kommt es zu einer katalytischen Gruppe-III-Zerlegung. Die Gruppe-III-Atome reichern sich in den flüssigen Partikeln bis zur Übersättigung an und kristallisieren mit den Gruppe-V-Atomen unterhalb der Partikel an der Au-Halbleiter Grenzfläche zu drahtförmigen GaAs-Kristallen aus. Das Wachstum ist dabei transportlimitiert und damit größtenteils abhängig von den Präkursorflüssen.^[171] Der Durchmesser aller gewachsenen Drähte ist dabei vergleichbar, da er direkt mit der Au-Partikelgröße zusammenhängt. Eine gezielte Dotierung der Nanodraht-Kerne kann während des Wachstums ebenfalls durch Anreicherung von Dotierstoffatomen im Eutektikum erreicht werden. Eine *n*-Dotierung in GaAs-Nanodrähten wird beispielsweise durch den Dotierstoff Zinn (Sn) mithilfe des Präkursors Tetraethylzinn (TESn) erreicht.^[127] Die Präkursoren Tetrabrommethan (CBr₄)^[172] oder Diethylzink (DEZn)^[128] ermöglichen eine *p*-Dotierung mithilfe von Kohlenstoff- (C) bzw. Zinkatomen (Zn). Detaillierte Informationen zum GaAs „vapor-liquid-solid“-Nanodrahtwachstum sind in vorherigen Arbeiten am Lehrstuhl^[158,173] und in einschlägiger Literatur zu finden.^[174-177]

Wird das Temperaturfenster so gewählt, dass die thermische Zerlegung der Quellmaterialien nicht vollständig unterdrückt wird, kommt es neben dem axialen Drahtwachstum simultan auch zu einer Diffusion und Anlagerung der Wachstumsspezies an das Substrat und die Draht-Seitenfacetten. Aufgrund der geringen Oberflächendiffusionslänge der Atome führt dies zu Drähten, deren Durchmesser vom Fuß zur Spitze abnimmt, was als Tapering-Effekt bezeichnet wird. Eine gezielte Nanodraht-Geometrie und Zusammensetzung erfordert also eine exakte Kontrolle der Prozessparameter. Der Mechanismus dieser radialen Anlagerung von Halbleitermaterial an die Seitenfacetten der Drähte kann gezielt zur vollständigen Umhüllung eines zuvor gewachsenen Drahtkerns genutzt werden. Das Nanodraht-Hüllenwachstum erfolgt im von planaren Schichten bekannten Wachstumsmodus bei, im Vergleich zum „vapor-liquid-solid“-Modus, erhöhten Temperaturen im Bereich > 600 °C. In diesem Temperaturbereich überwiegt das radiale Hüllenwachstum gegenüber dem axialen Nanodraht-Wachstum und Letzteres kann in erster Näherung vernachlässigt werden.^[173] Der Hüllenwachstumsmodus wird auch „vapor-solid“-Wachstumsmodus genannt, da sich hierbei die gasförmigen Wachstumsspezies direkt an der Substrat- und

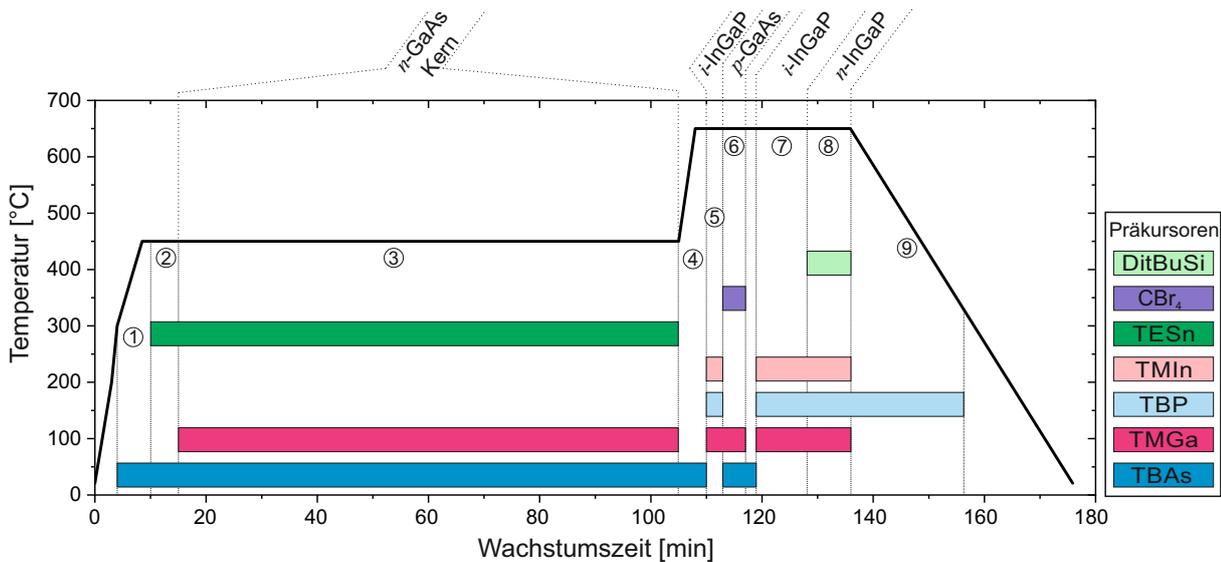


Abbildung 4.2: Wachstumstemperatur über der Wachstumszeit eines Nanodraht-HBT. Das Zu- und Abschalten der Präkursorflüsse während der Epitaxie ist in Form farbiger Balken dargestellt. Die einzelnen Prozessschritte werden detailliert im Fließtext erläutert.

Nanodraht-Oberfläche anlagern, dort zerlegt und im Bereich ihrer Oberflächendiffusionslänge eingebaut werden.^[178] Im „vapor-solid“-Modus können scharfe Material- und Dotierstoffübergänge in koaxialer Richtung erzeugt werden. Diese sind bei reinem „vapor-liquid-solid“-Wachstum schwierig zu erreichen, da das Eutektikum einen Materialspeicher bildet, welcher zu Verzögerungseffekten beim Materialeinbau führen kann.^[179] Die Zerlegung der Präkursoren ist im „vapor-solid“-Modus idealerweise 100% und das Wachstum transportlimitiert. Näherungsweise ist die Wachstumsrate in diesem Wachstumsfenster konstant. Das Wachstum *p*-dotierter GaAs-Nanodraht-Hüllen mit den Präkursoren TBAs, TMGa und CBr₄ sowie nominell undotierter InGaP-Hüllen mit den Präkursoren TMGa, Trimethylindium (TMIIn) und Tertiärbutylphosphin (TBP) wurden ebenfalls in vorherigen Arbeiten am Lehrstuhl demonstriert.^[43,158]

Abbildung 4.2 stellt exemplarisch den zeitabhängigen Verlauf der Wachstumstemperatur sowie das Zu- und Abschalten von Präkursorflüssen während der Epitaxie eines *npn*-Nanodraht-HBT dar (vgl. schematischen Aufbau in Abb. 4.1). Während der Reaktor heizt, wird ab Temperaturen > 300 °C mit einem Gruppe-V-Präkursor, hier TBAs, gegenstabilisiert, um Desorption von As-Atomen aus dem Substrat und damit eine Oberflächenschädigung zu verhindern (① in Abb. 4.2). Nach dem Hochheizen auf die gewünschte „vapor-liquid-solid“-Wachstumstemperatur von 450 °C wird zusätzlich der Präkursor TESn angeboten, um Sn als Dotierstoff im Eutektikum für 5 min vorzusättigen (②). Durch Zuschalten des Präkursors TMGa im V/III-Verhältnis 2,5 erfolgt das Nanodraht-

Kernwachstum (Subkollektor) für 90 min (③), um eine Gesamtkernlänge $L_{\text{ges}} \approx 15 - 20 \mu\text{m}$ zu erreichen. Der Durchmesser der Drähte ist dabei leicht getapert mit $d_{\text{SC}} \approx 250 - 170 \text{ nm}$ vom Drahtfuß zur -spitze. Der Dotierstoff wird im Verhältnis IV/III = 0,08 angeboten. Für das „vapor-solid“-Schichtwachstum wird der Reaktor unter TBAs-Gegenstabilisierung auf $650 \text{ }^\circ\text{C}$ geheizt (④) und anschließend die *nid*-InGaP-Hülle (Kollektor) mit den Präkursoren TMGa, TBP und TMIIn im V/III-Verhältnis von 26,4 für 3 min bis zu einer Dicke von $d_{\text{K}} \approx 50 \text{ nm}$ gewachsen (⑤). Der TBAs-Fluss ist während Letzterem unterbrochen, wird jedoch für das Wachstum der *p*-GaAs-Hülle (Basis), zusammen mit TMGa im V/III-Verhältnis 4,9 und CBr₄ im IV/III-Verhältnis 0,3, wieder zugeschaltet (⑥). Bei einer Wachstumszeit von 5 min wird eine Basisdicke von $d_{\text{B}} \approx 50 \text{ nm}$ erreicht. Nach einer kurzen Wachstumspause wird erneut eine *nid*-InGaP-Hülle (Emitter) mit den Parametern aus Schritt ⑤ gewachsen, diesmal jedoch für 9 min (⑦). Aufgrund des größeren Nanodraht-Umfangs bei gleichem Materialangebot beträgt die Emitterdicke $d_{\text{E}} \approx 45 \text{ nm}$. Anschließend wird eine *n*-dotierte InGaP-Hülle für 8 min bis zu einer Dicke von $d_{\text{ECap}} \approx 95 \text{ nm}$ gewachsen (⑧). Bei Letzterem beträgt das V/III-Verhältnis 30,1 und das IV/III-Verhältnis mit Ditertiärbutyilsilan (DitBuSi) als Dotierstoff-Präkursor $9,4 \cdot 10^{-3}$. Nach Beendigung des Hüllenwachstums wird der Reaktor kontrolliert unter Gruppe-V-Gegenstabilisierung, hier TBP, abgekühlt (⑨).

4.4 Strukturierung und Kontaktierung der *npn*-Nanodrähte

Die epitaktisch gewachsenen, koaxialen Nanodrähte müssen für eine elektrische Analyse mittels Gleichstrommessungen zu Bauelementen mit metallischen Kontakten prozessiert werden. In diesem Kapitel wird zunächst das selektive, nasschemische Freilegen der inneren Nanodraht-Hüllen bzw. des Kerns diskutiert (vgl. Abb. 4.1 (b)) und im Anschluss der Transfer auf isolierendes Substrat mit der darauf folgenden Kontakt-Deposition (vgl. Abb. 4.1 (c)). Eine detaillierte Auflistung der notwendigen Prozessschritte ist in Anhang A in Form einer Laufkarte zu finden.

4.4.1 Spezifische Technologieentwicklung zum selektiven Ätzen

Für das Freilegen der innen liegenden Drahtbereiche bzw. Kontaktanschlüsse werden die orthogonal auf dem Substrat stehenden Nanodrähte höhenkontrolliert mittels geeignetem Photoresist eingebettet und anschließend nasschemisch geätzt. Der dazugehörige Prozessablauf ist schematisch in Abbildung 4.3 dargestellt. Hierbei werden die Drähte zunächst bis zu ca. einem Drittel der Länge in ein Resist eingebettet und anschließend die äußere InGaP-Hülle mittels konzentrierter Salzsäure (HCl (aq)) nasschemisch entfernt. Die GaAs-Basis dient dabei als hochselektiver Ätzstopp. Nach einem Lift-Off des Resists werden die Drähte erneut eingebettet, diesmal bis zu ca. zwei Dritteln der Gesamtlän-

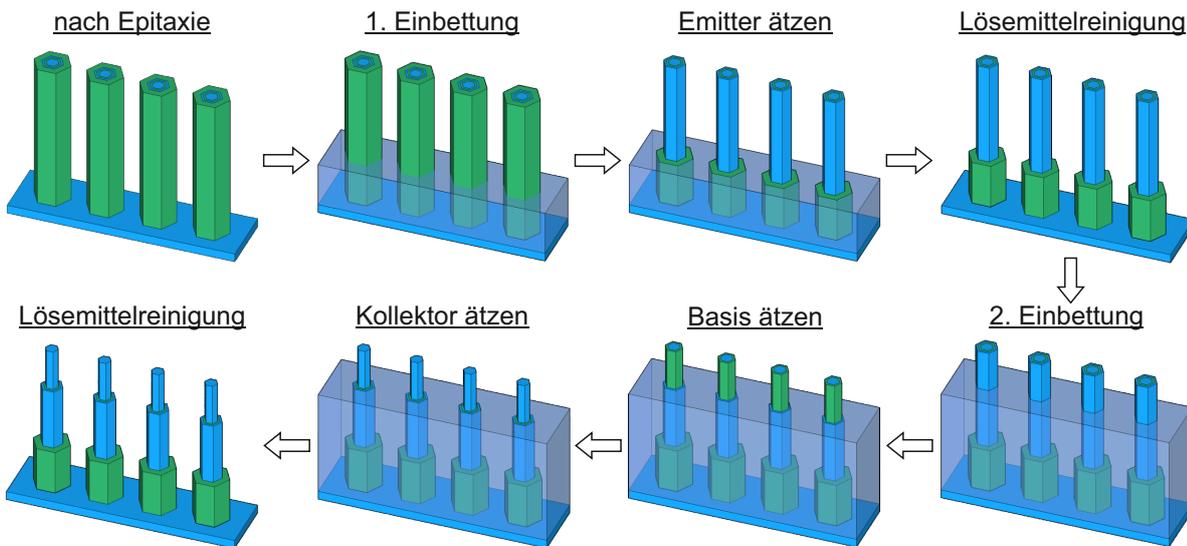


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Ätzprozesses zum Freilegen der Nanodraht-HBT-Terminals. Die Drähte werden höhenkontrolliert in Resist eingebettet und anschließend selektiv zum innenliegenden Material geätzt.

ge. Mittels Wasserstoffperoxid (H_2O_2), Schwefelsäure (H_2SO_4) und deionisiertem Wasser (DI-Wasser) im Verhältnis 1:1:40 wird die GaAs-Basis selektiv zum darunter liegenden Kollektor geätzt. Letzterer wird anschließend erneut mit konzentrierter HCl geätzt, um den Subkollektor freizulegen. Nach einem abschließenden Lift-Off sind die Drähte für eine anschließende Kontaktierung bereit.

Die mithilfe des in Kapitel 4.3 vorgestellten Epitaxie-Prozesses hergestellten, koaxialen *npn*-Nanodraht-HBT stehen orthogonal auf dem Wachstumssubstrat an den durch die Au-Partikel vorgegebenen Positionen. In dieser Arbeit wurden hierfür monodisperse Au-Kolloide verwendet, wodurch eine statistische Verteilung der Nanodrähte auf der Substratoberfläche resultiert. Abbildung 4.4 (a) zeigt dies exemplarisch für eine Probe unter einem Aufnahmewinkel vom 80° , auf welcher Nanodraht-HBT mit einer Länge $L_{\text{ges}} \approx 18 \mu\text{m}$ und einem Radius $r_{\text{D}} \approx 400 \text{ nm}$ gewachsen wurden. Für die Einbettung wird ein Resist verwendet, dessen Dicke aufgrund seiner hohen Viskosität von $0,25 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ bei 25°C bei Anwendung auf Schichten im Bereich $4 - 10 \mu\text{m}$ liegt.^[180] Eine vollständige Einbettung der ca. doppelt so hohen Drähte ist dennoch möglich, aufgrund der stabilisierenden Funktion der vertikal stehenden Drähte. Diese verringern das Ausdünnen des Resists während der Schleuderbeschichtung. Die sich einstellende Resisthöhe ist dabei abhängig von den Schleuderparametern sowie von der Drahthöhe und -dichte auf dem Substrat. Während sich in den Bereichen zwischen den Drähten eine annähernd homogene Resistdicke einstellt, bilden sich im Bereich der Drähte zeltartige Strukturen, welche in der REM-Aufnahme in Abbildung 4.4 (b) dargestellt sind. Die Drähte sind auch hier vollständig vom Resist umhüllt,

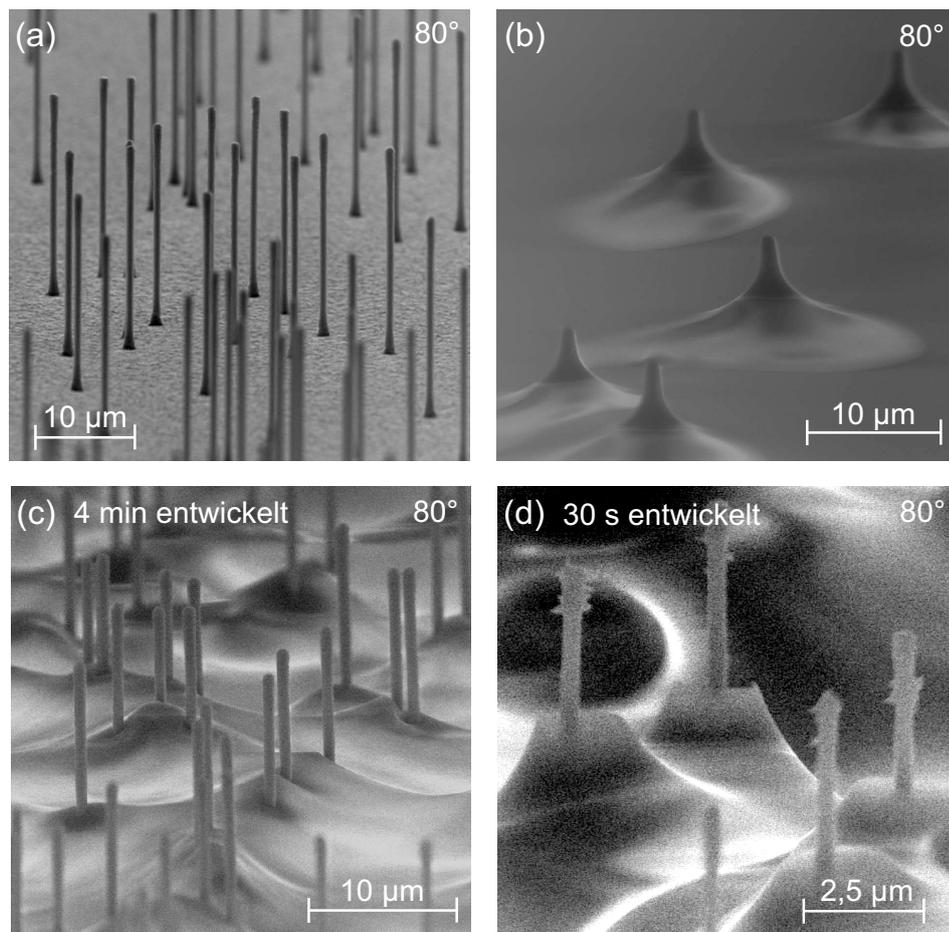


Abbildung 4.4: Fotolackstrukturierung zur Freilegung der Kontaktbereiche des späteren Bauelements. Nach dem Wachstum der vertikalen Drähte (a) werden diese in photosensitives Resist eingebettet, (b) das Resist belichtet und auf die gewünschte Höhe entwickelt (c - d).

die Resistdicke im oberen Bereich des Drahts ist lateral jedoch deutlich reduziert und nimmt in Richtung der Drahtspitze weiter ab, so dass an der Spitze nur ein dünner Film das darunterliegende Material schützt.

Für ein gezieltes Einstellen der späteren Ätzhöhe wird das Resist mittels ultravioletter Strahlung durch einen Diffusor hindurch vollständig belichtet und anschließend mithilfe einer Entwicklerlösung entwickelt. Während im Bereich der homogenen Resistflächen zwischen den Drähten eine konstante Abtragrata vorherrscht, wird das Resist im Bereich der Drahtspitzen sowohl lateral als auch vertikal abgetragen. Das Resist an den Spitzen wird hierdurch schneller abgetragen, als auf den Flächen dazwischen. Abbildungen 4.4 (c) und (d) zeigen exemplarisch REM-Aufnahmen von eingebetteten Drähten nach 30 s und 4 min Entwicklungszeit. Während nach 4 min Entwicklungszeit bereits ca. 10 - 12 µm der Drahtlänge freigelegt und das Resist an den Spitzen graduell in die Fläche übergeht, sind

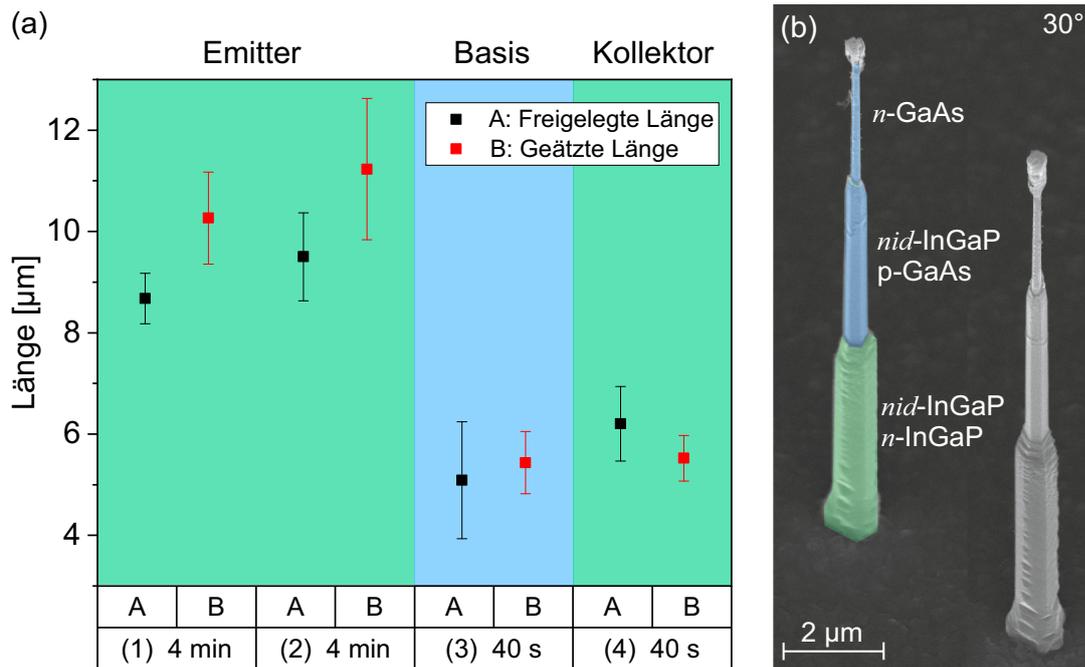


Abbildung 4.5: Ätzen der freientwickelten Drahtbereiche. (a) Freigelegte und geätzte Drahtlänge in Abhängigkeit der Entwicklungszeit. (b) Nanodrähte nach dem Freilegen des Subkollektor-Kerns und der Basis-Hülle.

nach 30 s die zipfelartigen Strukturen zu konischen Stümpfen abgetragen worden und nur ca. 4-5 μm Drahtlänge stehen aus dem Resist heraus. Im Mittel ist die gewünschte Einbettungshöhe auf ca. ± 1 μm einstellbar. Hierbei muss jedoch die Dicke, die Höhe sowie die Dichte und Verteilung der Drähte auf dem Wachstumssubstrat berücksichtigt werden, sodass die Entwicklungsparameter für verschiedene Proben gesondert eingestellt werden müssen.

Die Abhängigkeit zwischen Entwicklungszeit und der aus dem Resist herausstehenden (A: schwarze Datenpunkte) sowie der resultierenden geätzten Drahtlänge (B: rote Datenpunkte) ist in Abbildung 4.5 (a) exemplarisch für eine vollständig prozessierte Probe aufgetragen. Das Diagramm beinhaltet insgesamt vier Einbettungs- und Ätzschritte, wobei die ersten beiden mit 4-minütigen Entwicklungszeiten der Emitter-Entfernung dienen. Die Aufteilung auf zwei Einbettungs- und Ätzschritte ist dabei notwendig, da die äußere InGaP-Hülle mit einer Dicke von ca. 200 nm eine große Angriffsfläche sowohl für ein erwünschtes laterales Ätzen als auch ein unerwünschtes vertikales Ätzen mit fortschreitendem lateralem Abtrag bietet. In einem ersten 5-sekündigen Ätzschritt mittels konzentrierter HCl wird die Emitterhülle angeätzt und bereits hier zeigt sich ein vertikales Überätzen mit einer freigelegten Länge im Bereich 8-9 μm und einer geätzten Länge im Bereich 9-11 μm. Ein zweites Einbetten und 4-minütiges Entwickeln führt, im Vergleich zum ers-

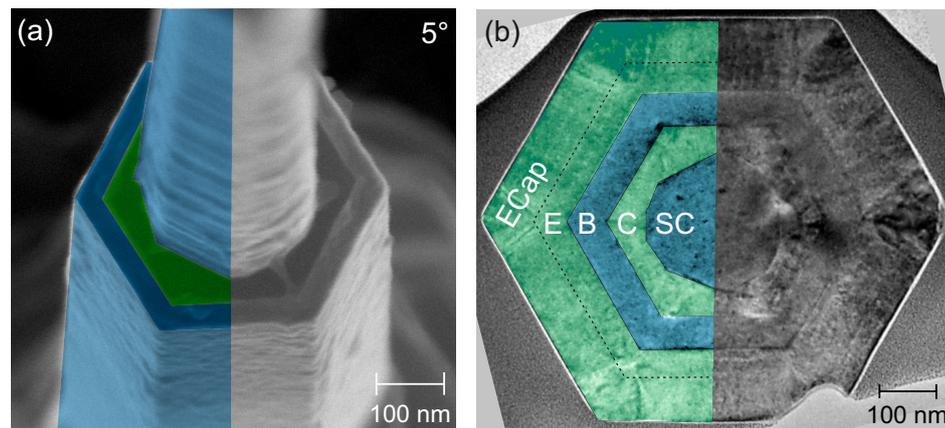


Abbildung 4.6: *Topologie der geätzten Drähte. (a) Detailaufnahme des Subkollektor-Kollektor-Basis-Übergangs. (b) Rastertransmissionselektronenmikroskop Aufnahme des npn Nanodraht-Querschnitts mit Kennzeichnung der einzelnen Bauelement Bereiche (Aufnahme mit freundlicher Genehmigung von R. Röder von der TU Jena. Der Draht wurde hergestellt von C. Speich).*

ten Schritt, zu etwas längeren, freigelegten Drahtbereichen. Hier zeigt sich ein Einfluss der Drahtgeometrie auf die Einbettung und die Resist-Entwicklungsrate. Letztere steigt mit sinkendem Durchmesser leicht an. In einem zweiten, 15-sekündigen Schritt wird die Emitter-Hülle vollständig entfernt und auch hierbei wird ein leichtes Überätzen aufgrund der hohen Ätzrate deutlich, sodass final etwa $11,5 \pm 1 \mu\text{m}$ der Emitter-Hülle entfernt werden. Bei Schritt (3), welcher die Entfernung der Basis darstellt, stimmen die freigelegte (40 s Entwicklungszeit) und die geätzte Drahtlänge überein. Es werden ca. $5\text{-}6 \mu\text{m}$ der Basis an der Drahtspitze freigelegt und in einem 100-sekündigen $\text{H}_2\text{O}_2\text{:H}_2\text{SO}_4\text{:DI-Wasser}$ -Ätzschritt (Mischungsverhältnis 1:1:40) entfernt. Eine Aufteilung auf zwei Schritte ist dabei nicht notwendig, da die Basis mit einer Dicke von ca. 50 nm und einem geringeren Gesamtdurchmesser nur eine kleine, vertikale Angriffsfläche für die Säure bietet. Ein weiteres Einbetten und 40-sekündiges Entwickeln zeigt erneut erhöhte Entwicklungsraten im Vergleich zu Schritt (3), aufgrund des geringeren Drahtdurchmessers. Durch die hohe Selektivität zur Basishülle wird jedoch nur das im vorherigen Ätzschritt freigelegte Kollektor-Teilstück in einem 10-sekündigen HCl -Ätzschritt angegriffen und vollständig entfernt. Die geätzte Länge stimmt daher, trotz stärkerer Resist Entwicklung, mit dem vorherigen Schritt der Basis überein.

Zwei final geätzte Nanodrähte mit drei ähnlich langen Teilabschnitten sind exemplarisch in Abbildung 4.5 (b) gezeigt (REM-Aufnahme unter 30° Winkel). Die Drahtbereiche mit unterschiedlichen Materialien sind für eine einfachere Zuordnung an einem Draht eingefärbt (GaAs blau und InGaP grün). Das hochselektive Ätzen wird deutlich in der

REM-Aufnahme (5° Winkel) in Abbildung 4.6 (a), welche einen freigelegten Subkollektor-Kollektor-Basis-Übergang zeigt. Mittels Materialkontrast ist der ca. 50 nm dicke InGaP-Kollektor (grün) deutlich vom GaAs-Subkollektor-Kern und der ca. 45 nm dicken Basis unterscheidbar. Während Basis und Kollektor einen hexagonalen Umfang aufweisen, ist dieser beim Kern, aufgrund der Wachstumsparameter, noch nicht vollständig ausgebildet. Eine Querschnittsaufnahme eines Nanodraht-HBT mittels REM zeigt dies ebenfalls deutlich (Abb. 4.6 (b)). Für eine einfache Zuordnung sind hier zusätzlich die einzelnen Bauelement-Bereiche gekennzeichnet und die Materialien GaAs und InGaP farblich markiert.

4.4.2 Technologieentwicklung zur Kontaktierung lateraler Nanodrähte

Für eine elektrische Kontaktierung der Nanodraht-HBT werden diese auf ein isolierendes Si-Substrat mit einer 4 μm dicken, isolierenden Siliziumdioxid-Oberfläche (SiO_2) transferiert, welches bereits mit vorstrukturierten Justiermarken für die anschließende Elektronenstrahlbelichtung und Kontaktpads versehen ist. Der Transfer erfolgt durch manuelles Abschaben der auf dem Wachstumssubstrat stehenden Drähte in 2-Propanol, Auftropfen der in Flüssigkeit befindlichen Drähte auf das Zielsubstrat und anschließendes Verdampfen des Lösemittels auf einer Heizplatte. Die Nanodrähte werden dabei zufällig auf dem Substrat verteilt und sind durch Van-der-Waals-Kräfte an die Oberfläche gebunden. Ihre jeweilige Position wird innerhalb der x/y -Positionierung der Elektronenstrahlbelichtungsanlage mithilfe der Justiermarken bestimmt. Die geätzten und transferierten Nanodrähte werden im Anschluss mit elektrischen Kontakten versehen und Zuleitungen zu den vorstrukturierten Kontaktpads definiert.

Im Rahmen der Arbeit hat sich gezeigt, dass die vorherrschenden Van-der-Waals-Kräfte die Nanodrähte mit den hier untersuchten Dimensionen jedoch nicht zuverlässig am jeweiligen Ort binden, so dass es zur Zerstörung der hergestellten elektrischen Anbindung kommen kann. Aus diesem Grund werden die liegenden Drähte vor dem Aufbringen der ersten Metallisierungsebene jeweils an Fuß und Spitze mit dem isolierenden Polyimide Durimide der Firma Fujifilm eingebettet, welches sich negativ photo- bzw. elektronensensitiv verhält, d. h. die durch den Elektronenstrahl belichteten Bereiche bleiben nach der Entwicklung stehen. Dies ermöglicht zum einen eine zusätzliche, mechanische Stabilisierung und Befestigung der Drähte auf dem Substrat, sodass diese bei nachfolgenden Prozessschritten nicht vom Substrat gelöst werden können. Zum anderen wird der Querschnitt am Drahtfuß (Bruchkante) hierdurch isoliert, sodass das nachfolgend aufgedampfte Metall dort keinen Kurzschluss der einzelnen Hüllen und des Kerns verursachen kann. Weiterhin wirkt das Durimide als Zuleitungsbrücke für die Metallisierung vom Substrat auf den Draht, da durch die insbesondere am Drahtfuß hohe Topologiedifferenz sonst

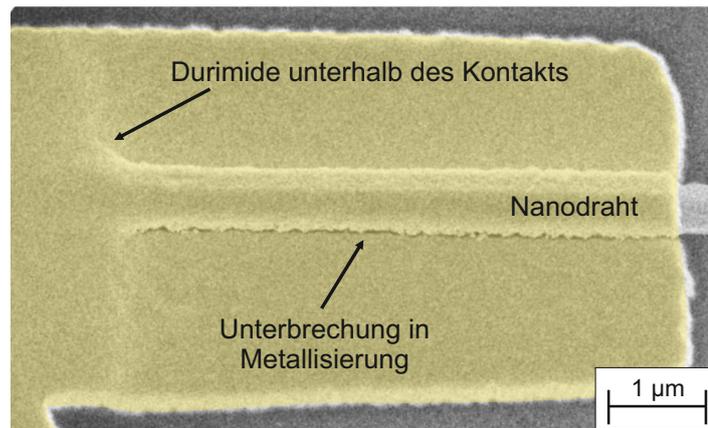


Abbildung 4.7: REM-Aufnahme eines Nanodraht-Kontakts. Die Metallisierung ist zur Verdeutlichung gelb eingefärbt und zeigt eine Unterbrechung entlang des Nanodrahts aufgrund eines Topologieunterschieds zwischen Substrat und Drahtoberseite. Ein vorheriges Einbetten in Durimide (linker Drahtbereich) ermöglicht eine graduelle Überwindung dieser Topologiedifferenz.

Unterbrechungen in der Metallisierung durch Abschattung an der Drahtflanke auftreten können. Dies ist beispielhaft in Abbildung 4.7 dargestellt, welche eine REM-Aufnahme eines kontaktierten Nanodrahts zeigt, welcher vor der Metallisierung teilweise in Durimide eingebettet wurde. Während im Fußbereich (links) das aufgebraute Durimide eine Überwindung der Topologiedifferenz aufgrund einer graduellen Resistkante ermöglicht, werden im Bereich des Nanodrahts ohne Durimide (rechts) deutliche Unterbrechungen in der Metallisierung entlang des Nanodrahts sichtbar.

Der in Abbildung 4.8 schematisch und mittels REM-Aufnahmen dargestellte Prozess stellt den grundlegenden Ablauf der Bauelementprozessierung dar. Alle Strukturierungen benötigen ein individuelles Layout für jeden Draht aufgrund der zufälligen Anordnung durch den vorherigen Transferprozess und erfolgen mittels Elektronenstrahl-Lithographie. Aufgrund des isolierenden Substrats muss für die Elektronenstrahlbelichtung, neben dem zu strukturierenden Resist ARP 671.05, das leitfähige Resist AR-PC 5090.02 aufgebracht werden. Dieses ermöglicht ein Abführen der Ladung, sodass keine Aufladungseffekte und damit ein Aufweiten der zu belichtenden Strukturen entsteht. Der auf dem Substrat liegende Draht (Schritt 1) wird mittels Durimide an Fuß und Spitze auf dem Substrat stabilisiert (Schritt 2). Als Metallisierung für die n -Bereiche an Drahtfuß und -spitze wird Ge, Nickel (Ni) und Au in der Abfolge Ge/Ni/Ge/Au (2/20/50/300 nm) als Legierkontakt verwendet, welcher mithilfe eines positiv Resists aus Polymethylmethacrylat unter Verwendung von Elektronenstrahl-Lithographie definiert wird (Schritt 3).^[155] Als Entwickler wird Methylisobutylketon (MIBK) verwendet. Im Anschluss an die Strukturierung und unmittelbar

4.4 Strukturierung und Kontaktierung der *npn*-Nanodrähte

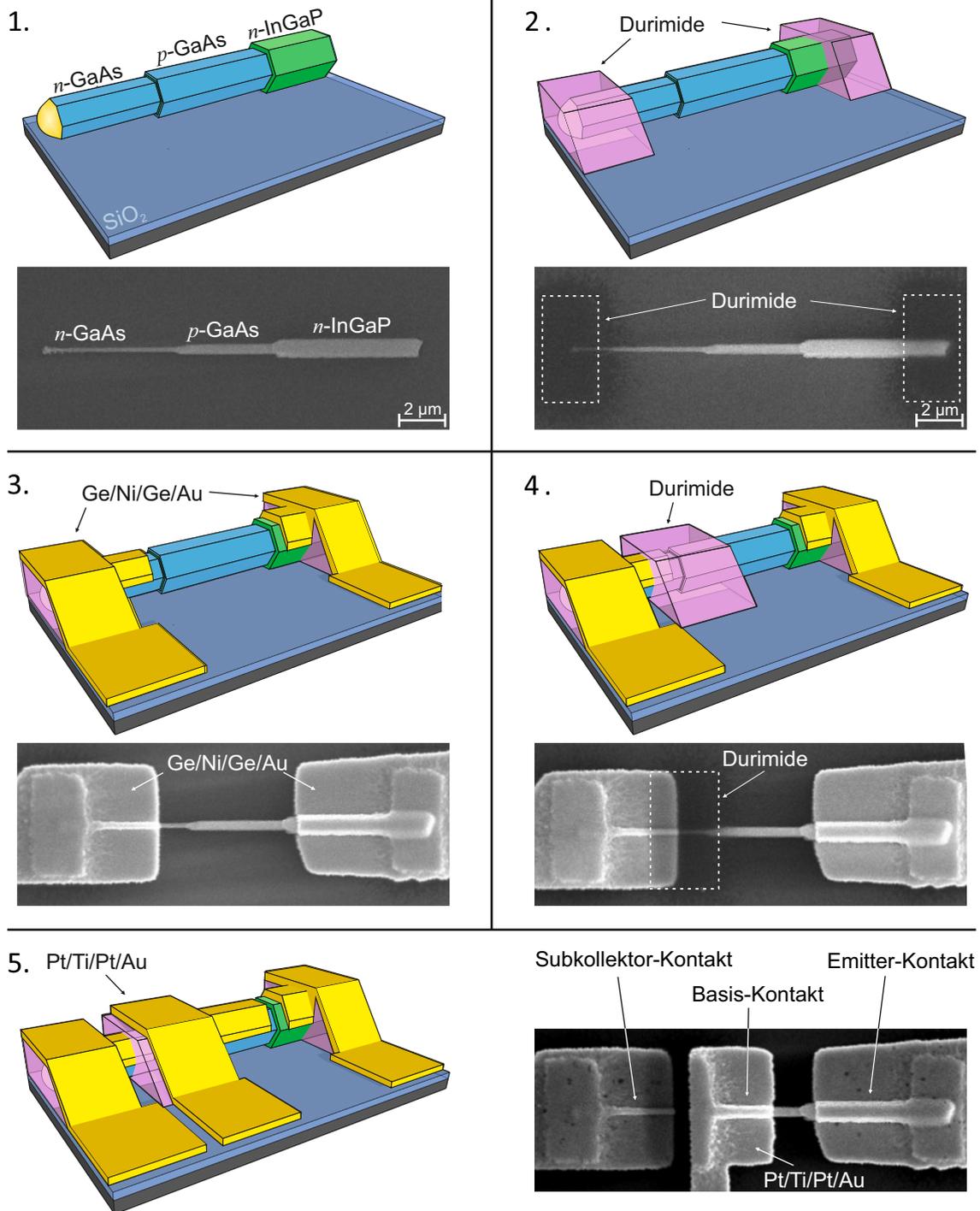


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung und REM-Aufnahmen der einzelnen Hauptprozessschritte zur Einbettung und Kontaktierung liegender Nanodrähte (entnommen, angepasst und ergänzt von Liborius et al.^[181]).

vor dem Aufdampfen der Metallkontakte (gilt sowohl für p - als auch für n -Kontakte) wird die freigelegte Drahtoberfläche mittels Sauerstoffplasma von organischen Rückständen befreit und mittels eines kurzen Dips in HCl:H₂O (1:4) wird eine oberflächliche Oxidschicht des Halbleiters entfernt, um die Kontaktqualität zu verbessern.

Die p -GaAs-Hülle wird zum Topologieabbau und zur elektrischen Isolation an der Stufe zum n -GaAs-Kern ebenfalls in Durimide eingebettet (Schritt 4) und darüber der p -Kontakt bestehend aus Platin (Pt), Titan (Ti) und Au in der Abfolge Pt/Ti/Pt/Au (5/10/10/300 nm) bis nah an die Stufe zur n -InGaP-Hülle geführt (Schritt 5). Die gewählten Metallsequenzen entsprechen den aus der planaren Technologie bekannten Kontaktmaterialien.^[182] Die REM-Aufnahme in Schritt 5 der Abbildung 4.8 stellt den final kontaktierten n pn-Nanodraht-HBT mit den Subkollektor-, Basis- und Emitter-Terminals dar. Sind alle Kontakte auf den Drähten deponiert, werden diese anschließend in einem Lampenlegierofen (engl. rapid thermal annealer, RTA) legiert, um ein ohmsches Verhalten der n -Kontakte durch einen Gruppe-III-Austausch am Metall-Halbleiter-Übergang zu erhalten.^[155] Dabei ist die Diffusion von Ge-Atomen in den Halbleiter sowie das Ausdiffundieren von Ga-Atomen in den Kontakt insbesondere abhängig von der Legiertemperatur und der Legierzeit. Beispielsweise wurde von Heiblum *et al.* bei Ni/Ge/Au-Kontakten auf einem GaAs-Substrat, welche für 30 s bei 450°C legiert wurden, eine Diffusionstiefe von bis zu 300 nm nachgewiesen.^[183] Ein Diffundieren der Ge-Atome bis zu den innen liegenden Nanodraht-Hüllen bzw. zum -Kern, was einem Bruchteil der von Heiblum *et al.* beobachteten Diffusionstiefe entspräche, muss durch die Wahl eines geeigneten Legierprozess mit niedrigen Legiertemperaturen und/oder -zeiten vermieden werden, damit die Bauelementfunktion nicht durch Kurzschlüsse beeinträchtigt wird.

5 Material- und Kontaktanalyse coaxialer Nanodrähte

Für die Realisierung und Optimierung eines elektronischen Bauelements ist eine genaue Kenntnis der Material- und Kontakteigenschaften erforderlich. Hierzu gehören, neben den geometrischen Abmessungen und den Dotierstoffkonzentrationen, auch die Qualität der Kontakte. Im folgenden Kapitel wird zunächst die Bestimmung von Dotierstoffkonzentrationen in Nanodraht-Kernen und -Hüllen auf Basis von GaAs und InGaP vorgestellt. Die Analyse basiert hierbei auf einer positions- und längenabhängigen Widerstandsbestimmung, welche umso aufwändiger wird, je komplexer die zu untersuchende Nanodraht-Struktur ist, da Tapereffekte und zusätzliche Nanodraht-Hüllen im zugrundeliegenden Modell berücksichtigt werden müssen. Sowohl einfache Widerstandsmessungen, TLM-Messungen als auch Messungen mittels MT-STM kommen hierbei zum Einsatz. Zusätzlich zur Bestimmung der Dotierstoffkonzentrationen werden die Kontakte für die jeweiligen untersuchten Halbleiter analysiert. Neben der Erzeugung ohmscher Kennlinien steht dabei auch die Bestimmung der spezifischen Kontaktwiderstände sowie die Morphologie an der Halbleiter/Metall-Grenzfläche im Vordergrund.

5.1 Analyse von GaAs-Nanodraht-Kernen

TLM-Messungen an Nanodraht-Kernen werden häufig zur Bestimmung der Bahn- und Kontaktwiderstände sowie zur Abschätzung der vorliegenden Dotierstoffkonzentration angewandt.^[127,128,154,184,185] Für die TLM-Auswertung werden jedoch qualitativ hochwertige, ohmsche und vor allem identische Kontakte benötigt, welche oft nur durch Legierprozesse und damit einer strukturellen oder kompositionellen Änderung an der Drahtoberfläche erzeugt werden können. Die stromdurchflossene Querschnittsfläche muss für die Bestimmung der Bahnwiderstände als konstant angenommen werden. Außerdem wird eine orts aufgelöste Analyse der Bahnwiderstände durch die fixe Positionierung der Kontakte eingeschränkt.

Die Wachstumstemperatur der in der Arbeit untersuchten, n -dotierten Drahtkerne von 450°C führt zu qualitativ guten, hochdotierten Drähten. In diesem Temperaturbereich kann jedoch ein radiales Wachstum nicht vollständig unterdrückt werden, sodass die Drähte getapert wachsen. Dieses Tapering stellt eine Herausforderung für die elektrische Analyse dar. Beispielsweise kann die veränderliche Querschnittsfläche getaperter Drähte die TLM-Auswertung verfälschen bzw. verkomplizieren.

Die Verwendung eines MT-STM, bei dessen Einsatz die Stromeinprägung und Spannungsmessungen direkt über an die Drahtoberfläche positionierte Wolframnadeln erfolgt, ermöglicht eine Analyse des Halbleiters ohne eine notwendige Berücksichtigung von metallischen Kontakten. Außerdem ist eine freie Positionierung der Spitzen sogar an stehenden

Drähten möglich. Dies kann die Widerstandsanalyse getaperter Drähte gegenüber der TLM-Auswertung vereinfachen. Beide Analysemethoden werden in den folgenden Unterkapiteln auf getaperte Nanodrähte angewandt.

5.1.1 MT-STM- und TLM-Auswertung an getaperten p -GaAs-Kernen

Sowohl das TLM-Verfahren als auch die Auswertung mittels MT-STM werden im Folgenden an p -dotierten Nanodraht-Kernen demonstriert und miteinander verglichen. Die vorgestellten Ergebnisse sind in Kooperation mit der TU Ilmenau (M. Steidl und A. Nägelein) entstanden.^[157,186] Details zum Wachstum, zur Struktur sowie zur Prozessierung der an der TU Ilmenau gewachsenen p -GaAs-Nanodrähte sind in Anhang B.1 zu finden.

Messung und Auswertung

Die MT-STM-Analyse der Drähte erfolgte nach dem in Kapitel 3.1.2 vorgestellten Messprinzip mit einer stromeinprägenden Wolfram-Messspitze am Eutektikum, zwei Potential-Messspitzen positioniert entlang der Nanodraht-Flanke und einem vierten Kontakt auf dem Substrat zur Schließung des Stromkreises. Während der Messung verbleibt die Messspitze 2 nahe der Nanodraht-Spitze und die Position von Messspitze 3 wird entlang des Drahtes zum Nanodraht-Fuß hin verändert. Der gemessene Potentialabfall zwischen den Messspitzen 2 und 3 entfällt nur auf das Halbleitermaterial und entspricht daher dem Spannungsabfall über dem Bahnwiderstand des Nanodrahts. Die auf diese Weise gemessenen I - U -Kennlinien verlaufen linear, da der Bahnwiderstand für den jeweiligen Spitzenabstand eine konstante Größe ist.

Für die vergleichende TLM-Analyse werden I - U -Kennlinien jeweils zwischen zwei benachbarten TLM-Kontakten aufgenommen. Auch hierbei wird über zwei Messnadeln ein definierter Stromfluss durch die Kontakte und den dazwischenliegenden Nanodraht eingepreßt und mithilfe zweier anderer Messspitzen der resultierende Potentialabfall zwischen den beiden Kontakten hochpräzise gemessen. Der gemessene Potentialabfall beinhaltet jedoch, anders als bei der MT-STM-Messung, auch den Potentialabfall an den Kontaktwiderständen der beiden Kontaktpads. Auch in diesem Fall sind die gemessenen I - U -Kennlinienverläufe linear und die aufgebrachten, metallischen Kontakte auf dem Halbleitermaterial weisen demnach ein ohmsches Verhalten auf. Bei ähnlichen Kontakt- bzw. Spitzenabständen sind die mit den beiden Verfahren gemessenen Widerstände in vergleichbarer Größe.^[186] Für eine genaue Analyse müssen jedoch die Kontaktwiderstände in der Messung zwischen den TLM-Kontakten und auch die Drahtgeometrie (Durchmesser, Drahtposition sowie Spitzen-/Kontaktabstand) berücksichtigt werden.

Die MT-STM-Auswertung erfolgt durch Anwendung von Gl. 2.28 auf die extrahierten Widerstände aus den gemessenen I - U -Kennlinien, wobei die Positionen l_2 und l_3 den Positionen der Messspitzen 2 und 3 entsprechen.

$$R_{2,3} = \int_{l_2}^{l_3} \frac{1}{q \cdot N_A(l) \cdot \mu(N_A(l))} \cdot \frac{1}{\pi[r_{D,\text{eff}}(l)]^2} dl \quad (\text{Gl. 5.1})$$

Der stromdurchflossene Querschnitt wird hier bereits ohne die Oberflächenverarmungszone betrachtet mit dem effektiven Radius

$$r_{D,\text{eff}}(l) = r_D(l) - d_{\text{OF}}. \quad (\text{Gl. 5.2})$$

Der Drahtradius $r_D(l)$ wird dabei durch den linearen Zusammenhang

$$r_D(l) = r_{D,0} + \frac{r_{D,L} - r_{D,0}}{L_{\text{ges}}} \cdot l \quad (\text{Gl. 5.3})$$

gegeben. Der Quotient aus der Differenz der Radien an Drahtspitze und -fuß, $r_{D,0}$ und $r_{D,L}$, und der gesamten Drahtlänge L_{ges} entspricht dabei der Zunahme des Drahtradius mit der Position l entlang des Drahtes zum Fuß hin. Die Drahtspitze bei $l=0$ und $r_D(l=0) = r_{D,0}$ wird dabei als Ursprung des Koordinatensystems definiert. Die radiale Ausdehnung der Oberflächenverarmung d_{OF} wird entlang des Drahtes als konstant angenommen und durch das planare Modell mit Gl. 2.25 auf ca. 18 nm abgeschätzt, da der Einfluss des radialen Aufbaus bei den gemessenen Drahtradien und erwarteten Dotierstoffkonzentrationen gering ist (vgl. Abbildung 2.9).^[186] Abbildung 5.1 stellt die aus den mittels MT-STM gemessenen I - U -Kennlinien extrahierten Widerstandswerte im Vergleich zu modellierten Widerstandsprofilen dar. Mit zunehmendem Spitzenabstand sinkt die Steigung der modellierten Kennlinien aufgrund des zunehmenden Leitungsquerschnitts zum Drahtfuß hin. Das modellierte Widerstandsprofil zeigt mit $N_A = 2,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ eine gute Übereinstimmung zu den Messdaten. Umgerechnet entspricht dies einem spezifischen Drahtwiderstand $\rho_{\text{NW}} = 2,05 \cdot 10^{-2} \Omega \text{ cm}$.^[186] Diese ist vergleichbar mit Literaturdaten zu Bulk- p -GaAs, für welches bei gleicher Dotierstoffkonzentration ein spezifischer Widerstand von $2 \cdot 10^{-2} \Omega \text{ cm}$ erwartet wird.^[187]

Für die TLM-Auswertung der getaperten Drähte werden verschiedene Annahmen getroffen. Zum einen wird angenommen, die Kontaktweite entspreche ca. 3/4 des Nanodrahtumfangs. Zusätzlich wird, wie zuvor bei der MT-STM-Analyse, eine konstante Oberflächenverarmung d_{OF} entlang des gesamten Drahtes angenommen. Diese ist, zusätzlich zu weiteren wichtigen geometrischen Parametern der Auswertung, in Abbildung 5.2 (a) anhand einer schematischen Darstellung eines Nanodrahts mit vier TLM-Kontakten gezeigt. Die dargestellten geometrischen Parameter werden im Anschluss an die Prozessierung für jeden kontaktierten Nanodraht gesondert mittels hochauflösendem REM bestimmt.

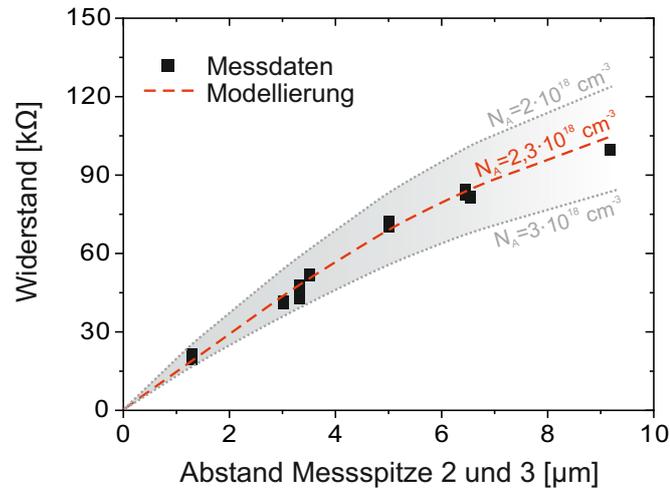


Abbildung 5.1: MT-STM-Analyse eines gemessenen *p*-GaAs-Nanodrahts. Die gemessenen Widerstände (schwarze Datenpunkte) sind zusammen mit dem modellierten Widerstandsprofil mit $N_A = 2,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ aufgetragen (entnommen und angepasst aus Nägelein et al. [186]).

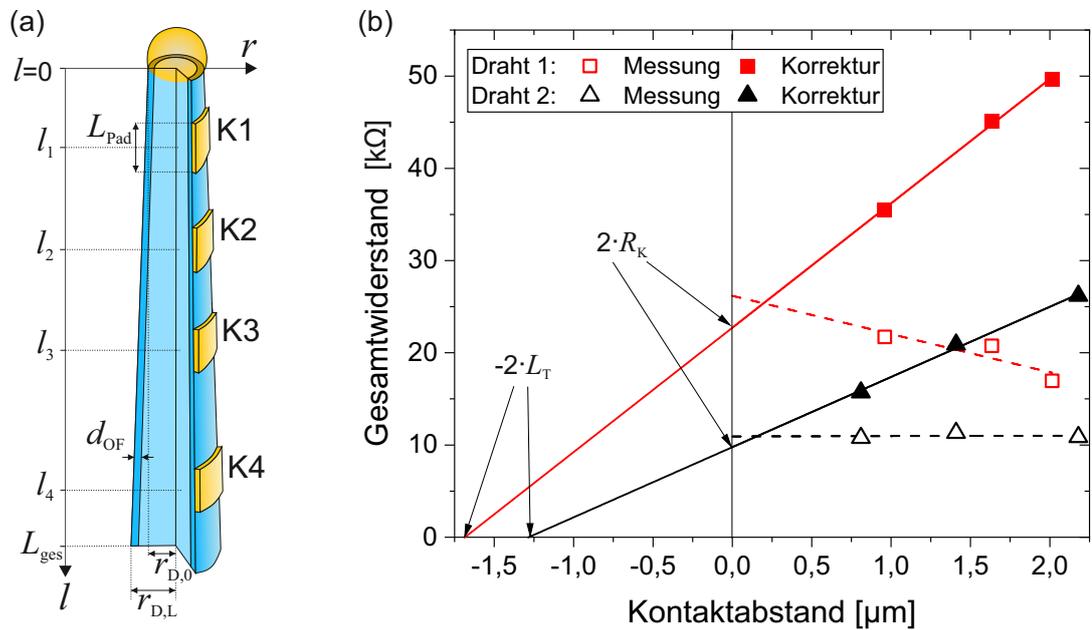


Abbildung 5.2: TLM-Analyse zweier getaperter *p*-GaAs-Nanodrähte. (a) Schematische Darstellung eines getapernten Drahts mit TLM-Kontakten. Die notwendigen, geometrischen Daten für die Auswertung sind markiert. (b) TLM-Auftragung für die zwei gemessenen Drähte vor und nach der Taperkorrektur (entnommen und angepasst aus Nägelein et al. [186]).

Der Widerstand eines getaperten Nanodrahts $R_{\text{NW,tap}}$ zwischen zwei Kontakten folgt dem Zusammenhang^[186]

$$R_{\text{NW,tap}} = \int_{l_n}^{l_{n+1}} \frac{\rho_{\text{NW}}}{\pi \cdot r_{\text{D,eff}}^2(l)} \cdot dl \quad (\text{Gl. 5.4})$$

mit dem spezifischen Widerstand des Halbleitermaterials ρ_{NW} . Die Lösung der Gleichung führt mit Gl. 5.2 und Gl. 5.3 zu dem Ausdruck^[186]

$$R_{\text{NW,tap}} = \frac{(l_{n+1} - l_n)^2 \cdot \rho_{\text{NW}}}{\pi [r_{\text{D,eff}}(l_n) - r_{\text{D,eff}}(l_{n+1})] [(l_{n+1} - l_n) \cdot r_{0,\text{eff}} + (r_{\text{eff}}(l_{n+1}) - r_{\text{eff}}(l_n)) \cdot l]} \Bigg|_{l_n}^{l_{n+1}} \quad (\text{Gl. 5.5})$$

mit $r_{0,\text{eff}}$ als Radius an der Drahtspitze ($l=0$) nach Abzug der Oberflächenverarmung. Für die Taperkorrektur der Auswertung werden Widerstands-Korrekturfaktoren $\Delta R_{n,n+1}$ für jeden Kontaktabstand berechnet, welche auf dem Vergleich des Widerstands unter Berücksichtigung des Taperings $R_{\text{NW,tap}}$ zum Widerstand R_{NW} eines Drahts mit dem homogenen Durchmesser $r_{0,\text{eff}}$ basieren.^[186]

$$\Delta R_{n,n+1} = \frac{R_{\text{NW,tap}}}{R_{\text{NW}}(r = r_{0,\text{eff}})} = R_{\text{NW,tap}} \cdot \left[\frac{\rho_{\text{NW}} \cdot (l_{n+1} - l_n)}{\pi \cdot r_{0,\text{eff}}^2} \right]^{-1} \quad (\text{Gl. 5.6})$$

Mit $R_{\text{NW}}(r = r_{0,\text{eff}})$ als Bezugspunkt ist $\Delta R_{n,n+1} < 1$ für jeden Kontaktabstand. Durch Anwendung der Korrekturfaktoren auf die gemessenen Widerstände, kann der getaperte Draht wie ein Draht mit homogenem Durchmesser $r_{0,\text{eff}}$ betrachtet werden. Die Widerstandswerte werden dabei zu höheren Werten korrigiert. Zusätzlich muss, nach Gl. 3.1, der Einfluss der Kontaktwiderstände berücksichtigt werden, deren Anteil am gemessenen Gesamtwiderstand jedoch unbekannt ist. Da diese jedoch im Vergleich zum Bahnwiderstand, welcher quadratisch mit dem Drahtradius zusammenhängt, nur linear vom Drahtradius abhängen, wird die Änderung der Kontaktwiderstände als gering vermutet. In erster Näherung wird daher angenommen, dass eine Zunahme des Drahtradius und damit der Kontaktweite kompensiert wird durch eine verringerte Transferlänge L_{T} , sodass die tatsächliche Fläche, über welche der Strom in den Halbleiter eingepreßt wird, über den Draht konstant bleibt. Dies gilt, sofern L_{T} kleiner als die Kontaktlänge L_{Pad} ist. Damit sind auch die Kontaktwiderstände in erster Näherung konstant entlang des Drahtes und die Korrekturfaktoren $\Delta R_{n,n+1}$ beziehen sich nur auf den Bahnwiderstand.

Die gemessenen und mittels Korrekturfaktoren korrigierten Daten für zwei untersuchte Nanodrähte sind in Abbildung 5.2 (b) aufgetragen. Aufgrund des veränderlichen Drahtquerschnitts folgen die ursprünglichen Messdaten nicht dem durch das TLM-Modell erwarteten Verlauf eines linear steigenden Widerstands mit zunehmendem Kontaktabstand. Die Widerstandszunahme durch einen größeren Kontaktabstand wird hierbei durch

die gleichzeitige Widerstandsabnahme aufgrund eines zunehmenden Drahtquerschnitts ausgeglichen (Draht 2) oder sogar überkompensiert (Draht 1), sodass im vorliegenden Fall die Trendlinien durch die Messpunkte konstant verlaufen oder sogar abfallen. Erst die Anwendung der Korrekturfaktoren auf die Messdaten führt zum erwarteten TLM-Verlauf, bei welchem die korrigierten Widerstände auf einer steigenden Linie liegen. Die spezifischen Kontaktwiderstände $\rho_{C,NW1} = 1,95 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ und $\rho_{C,NW2} = 7,88 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$ sowie die Transferlängen $L_{T1} = 0,84 \mu\text{m}$ und $L_{T2} = 0,64 \mu\text{m}$ können aus den y - und x -Achsenabschnitten der korrigierten und linear angepassten Daten extrahiert werden.^[186] Letztere liegen unterhalb der tatsächlichen Kontaktlängen L_{Pad} , welche im Bereich von $\leq 1 \mu\text{m}$ liegen. Aus der Steigung der Kennlinien sind die spezifischen Bahnwiderstände $\rho_{NW1} = 9,5 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}$ und $\rho_{NW2} = 2,97 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}$ der untersuchten p -GaAs-Drähte ableitbar.^[186] Diese liegen, wie zuvor der mittels MT-STM extrahierte spezifische Widerstand, im vergleichbaren Bereich zu Bulk-GaAs^[187] und bestätigen demnach die Richtigkeit der TLM-Korrektur für getaperte Drähte.

Vergleich der Messmethoden

Für einen direkten Vergleich der beiden Messmethoden wird die mittlere effektive stromführende Querschnittsfläche \bar{A}_{NW} zwischen zwei Kontakten bzw. Messspitzen der untersuchten Drähte herangezogen.^[186]

$$\bar{A}_{\text{NW}} = \frac{V_{\text{NW}}}{L} = L^{-1} \cdot \int_{l_n}^{l_{n+1}} \pi \left[\left(\frac{r_{\text{D,eff}}(l_{n+1}) - r_{\text{D,eff}}(l_n)}{L} \cdot l + r_{0,\text{eff}} \right) \right]^2 dl \quad (\text{Gl. 5.7})$$

Hierbei wird die mittlere Querschnittsfläche über das Kegelstumpf-Volumen V_{NW} des betreffenden Drahtabschnitts ermittelt, welcher durch den Abstand L der MT-STM-Spitzenpositionen l_2 und l_3 bzw. der TLM-Kontaktpositionen l_n und l_{n+1} an den jeweiligen Kontakten begrenzt wird. Für die Daten aus der TLM-Auswertung wurden die aus der TLM-Korrektur bestimmten spezifischen Kontaktwiderstände ρ_K und Transferlängen L_T zur Ermittlung der Kontaktwiderstände berücksichtigt und Letztere vom extrahierten Gesamtwiderstand abgezogen. Hierbei wurde angenommen, die Kontaktmetallisierung decke etwa 75 % des Umfangs ab.

Die extrahierten Bahnwiderstände pro μm Drahtlänge aus den MT-STM- und den TLM-Auswertungen in Abhängigkeit von \bar{A}_{NW} sind in Abbildung 5.3 graphisch aufgetragen. Während die TLM-Daten aufgrund der Kontaktpositionierung entlang des gesamten Drahtes bei vergleichsweise hohen \bar{A}_{NW} -Werten liegen, sind die Daten der MT-STM-Messungen im Bereich kleiner Werte für \bar{A}_{NW} verortet, da die feste Positionierung von Messspitze 2 nah der Drahtspitze zu kleineren mittleren Werten führt. Beide Mess- und Auswertemethoden führen zu vergleichbaren Ergebnissen mit einer Dotierstoffkonzentration von $N_A = 2,3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ bzw. einem spezifischen Bahnwiderstand des p -GaAs

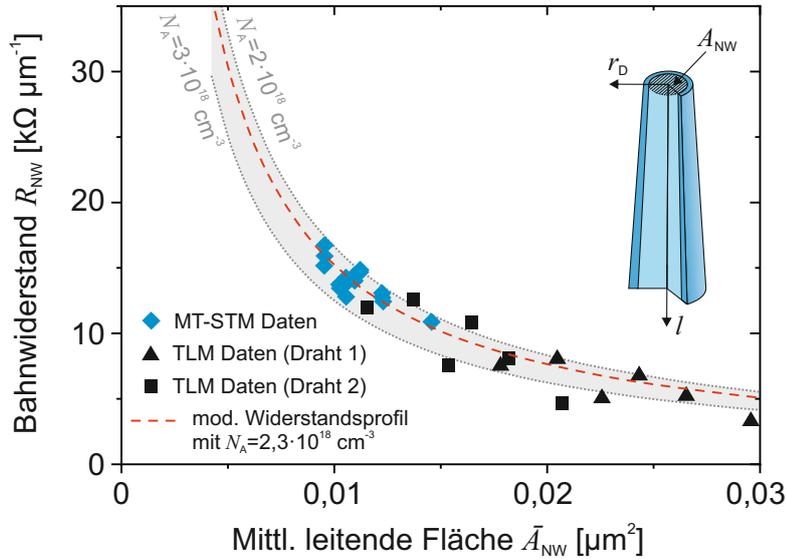


Abbildung 5.3: Bahnwiderstand R_{NW} pro μm Drahtlänge extrahiert aus MT-STM- und TLM-Messungen und aufgetragen gegen die mittlere stromleitende Querschnittsfläche \bar{A}_{NW} eines Nanodrahts. Zusätzlich sind modellierte Widerstandsprofile sowie eine schematische Darstellung des leitenden Drahtquerschnitts entlang des Drahtes dargestellt (entnommen und angepasst aus Nägelein et al.^[186]).

im Bereich $\rho_{NW} = 2 \cdot 10^{-2} \Omega \text{cm}$.^[186] Die Analyse der Bahnwiderstände mittels MT-STM bietet hier jedoch den deutlichen Vorteil einer kontaktunabhängigen Messung des Widerstandsprofils mit hoher räumlicher Auflösung.

5.1.2 Analyse von n -GaAs-Kernen

Nachdem die Taperkorrektur erfolgreich auf getaperte p -GaAs Nanodraht-Kerne angewandt wurde, sollte im Folgenden das Verfahren für getaperte n -GaAs Nanodraht-Kerne herangezogen werden, da diese im späteren npn -Bauelement verwendet werden. Für die Charakterisierung werden, nach dem in Kapitel 4.3 beschriebenen Epitaxieprozess ohne Hüllenwachstum hergestellte, n -GaAs-Kerne herangezogen, welche mit legierten Ge/Ni/Ge/Au-Kontakten versehen sind.^[155]

Während der elektrischen Messungen zwischen den einzelnen TLM-Kontaktabständen stellte sich jedoch heraus, dass die einzelnen n -GaAs-Kerne sehr empfindlich auf die Messung reagieren und schnell degradieren oder sogar durchbrennen. Aufgrund mangelnder Messdaten ist daher eine TLM-Auswertung einzelner Drähte nicht möglich. Um dennoch eine Abschätzung der Dotierstoffkonzentration zu erhalten, werden die Gesamtwiderstände der messbaren Kontaktabstände mit Modellkurven verglichen. Da die Änderung des Drahtradius zwischen zwei Kontakten nur gering ist, wird hierfür ein gemittelter Drahtradius zwischen zwei Kontakten angenommen. Abbildung 5.4 zeigt die gemessenen Gesamt-

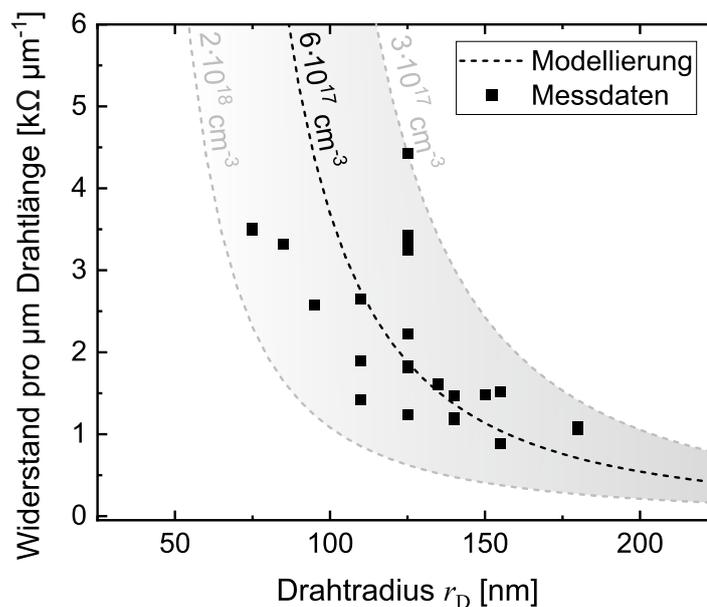


Abbildung 5.4: Gemessene Widerstände pro μm Drahtlänge der $n\text{-GaAs}$ -Nanodrähte über dem Drahtradius r_D . Zur Einordnung der Dotierstoffkonzentration N_D sind modellierte Widerstandsprofile zusätzlich aufgetragen. Das Profil mit $N_D = 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ entspricht dem Mittelwert über alle Datenpunkte.

widerstände normiert auf $1 \mu\text{m}$ Drahtlänge für den jeweiligen, gemittelten Drahtradius. Zusätzlich sind modellierte Widerstandskurven für verschiedene Dotierstoffkonzentrationen N_D aufgetragen, welche eine Einordnung der Messdaten ermöglichen. Die Messdaten liegen im Bereich $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} < N_D < 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und im Mittel bei $6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Hierbei muss jedoch berücksichtigt werden, dass die Dotierstoffkonzentrationen tendenziell unterschätzt sind, da die Gesamtwiderstände zusätzlich den doppelten Kontaktwiderstand enthalten (vgl. Gl. 3.1). Die ermittelten Werte sind vergleichbar mit vorherig veröffentlichten Daten bei gleichen Epitaxieparametern.^[127]

5.2 Analyse von Nanodraht-Hüllen um getaperte Drahtkerne

Die Bestimmung der Dotierstoffkonzentration einer Nanodraht-Hülle erfolgt prinzipiell mithilfe der gleichen Modelle, welche für die Analyse von Nanodraht-Kernen herangezogen werden (vgl. Kapitel 3.1.1 und 3.1.2). Wichtig ist dabei, dass der Einfluss des Kerns nicht berücksichtigt wird und sein Querschnitt herausgerechnet wird für die Widerstandsmodellierung der Hülle R_H .

$$R_H = \int_{l_n}^{l_{n+1}} \frac{1}{q \cdot N_A \cdot \mu(N_A) \cdot A_H(l)} dl \quad (\text{Gl. 5.8})$$

Als stromdurchflossene Fläche wird dann nur der effektive Hüllenquerschnitt A_H betrachtet.

5.2.1 Widerstandsanalyse kontaktierter *p*-GaAs Nanodraht-Hüllen

Eine Anwendung der zuvor vorgestellten Taperkorrektur der TLM-Analyse ist für Hüllen in getaperten Nanodrähten aufgrund der zunehmenden Komplexität der Struktur nicht möglich. Aus diesem Grund erfolgt die Bestimmung der Dotierstoffkonzentration kontaktierter *p*-GaAs Nanodraht-Hüllen im Rahmen der vorliegenden Arbeit durch Widerstandsmessungen und einen anschließenden Vergleich der gemessenen Datenpunkte mit modellierten Widerstandsprofilen. A. Lysov zeigte dies bereits in seiner Dissertation an *p*-dotierten GaAs-Hüllen ungetapeter Drähte.^[158] Näherungsweise wird dabei von zylindrischen bzw. kegelförmigen Nanodrähten ausgegangen mit einer ringförmigen Querschnittsfläche der Hülle. Für den Hüllenwiderstand gilt näherungsweise

$$R_H \approx \frac{L}{q \cdot N_A \cdot \mu(N_A) \cdot \pi [(\bar{r}_D - d_{OF})^2 - (\bar{r}_D - d_H + d_{RLZ,H})^2]} \quad (\text{Gl. 5.9})$$

mit der Hüllendicke d_H sowie bei *pn*-Übergängen der RLZ-Ausdehnung in die Hülle $d_{RLZ,H}$. Für getaperte Drähte ist die Modellierung komplexer, da sowohl die Änderung des Kerns als auch die des Hüllenquerschnitts berücksichtigt werden müssen. Ist die Änderung des Durchmessers im gemessenen Drahtabschnitt jedoch gering und die Hüllendicke entlang des Drahtes annähernd konstant, kann näherungsweise der mittlere Drahtradius \bar{r}_D zwischen zwei benachbarten Kontakten für die Widerstandsmodellierung herangezogen werden. Es wird dabei vorausgesetzt, dass aufgrund der „vapor-liquid-solid“- und „vapor-solid“-Wachstumsprozesse das Drahttapering linear verläuft.

Für die Analyse werden nominell undotierte GaAs-Nanodraht-Kerne mit *p*-GaAs-Hüllen herangezogen, auf deren Oberfläche vier metallische Kontakte deponiert werden. Details zur Drahtstruktur, zum Wachstum sowie zur Kontakt-Prozessierung werden in Anhang B.2 vorgestellt.

Die Aufnahme von *I-U*-Kennlinien zwischen benachbarten Kontaktpaaren entlang des Drahtes liefert verschiedene Informationen über das Halbleitermaterial und die metallischen Kontakte. Messungen an unlegierten Kontakten weisen bereits ein lineares *I-U*-Verhalten auf, da die Pt/Ti/Pt/Au-Metallisierung aufgrund ihrer größeren Austrittsarbeit mit *p*-GaAs einen ohmschen Kontakt bildet. Ein 30-sekündiger Legierprozess bei 360°C kann die Kontaktqualität auf *p*-GaAs verbessern.^[61] Im vorliegenden Fall sinken die gemessenen Widerstände (normiert auf den Kontaktabstand) von im Mittel 6,7 kΩ μm⁻¹ auf 3,5 kΩ μm⁻¹.

Grundsätzlich ist die Homogenität von aus Kolloiden gewachsenen Nanodrähten limitiert, da die Verteilung der Wachstumsspezies über das Substrat von der Dichte der Drähte beeinflusst wird. Eine Abschätzung der Dotierstoffkonzentration im *p*-GaAs erfolgt durch Vergleich der Messdaten mit modellierten Widerstandsprofilen nach Gl. 5.9 unter der An-

nahme einer konstanten Hüllendicke und nur geringen Durchmesseränderungen zwischen zwei benachbarten Kontakten. Diese vereinfachten Annahmen können von der tatsächlichen Drahtgeometrie abweichen und zu Abweichungen der Bahn- und Kontaktwiderstände in der späteren Auswertung führen. Eine genauere Analyse der Kern-Hülle-Geometrie ist jedoch erschwert, da zwischen dem *i*-Kern und der *p*-Hülle im Querschnitt kein Materialkontrast im REM erkennbar ist. Ein selektives Abätzen der Hülle zur separaten Analyse der Kerngeometrie ist ebenfalls nicht möglich, da sowohl Kern als auch Hülle aus GaAs bestehen. Die Geometrie der Drahtkerne ist jedoch aus vorherigen Epitaxien mit identischen Wachstumsparametern bekannt und wird der Auswertung zugrunde gelegt. Der nominell intrinsische Kern trägt hierbei, wegen seiner niedrigeren *p*-Hintergrunddotierung aufgrund von Kohlenstoffresten der Wachstumsquellen, nicht zur Leitung bei und wird als vollständig verarmt angenommen. Nur die Hülle kommt als leitfähiges Volumen in Betracht.^[158,188] Es wird außerdem angenommen, dass es, aufgrund der um Größenordnungen geringeren Leitfähigkeit des Kerns gegenüber der Hülle, zu keiner Verarmung der *p*-Hülle direkt an der Grenzfläche *i*-GaAs/*p*-GaAs kommt, sodass $d_{\text{RLZ,H}}$ bei der Modellierung vernachlässigt werden kann.

Ein exaktes Trennen der gemessenen Gesamtwiderstände in Bahn- und Kontaktwiderstände ist mit den vorliegenden Drähten nicht möglich, da mithilfe einer TLM-Analyse aufgrund der Komplexität der Strukturen kein eindeutiger Zusammenhang zwischen gemessenem Widerstand und Kontaktabstand gefunden werden kann. Die Modellierung der Dotierstoffkonzentration ist aus diesem Grund unterschätzt, da die Widerstandsdaten die Kontaktwiderstände beinhalten. Abbildung 5.5 zeigt die gemessenen Gesamtwiderstände pro μm Drahtlänge über dem Drahtradius r_{D} im Vergleich zu modellierten Widerstandsprofilen. Die Messdaten streuen stark im Bereich $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} < N_{\text{A}} < 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Diese Streuung ist auf die oben genannten Einschränkungen der Methodik zurückzuführen. Insgesamt werden dennoch, auch mit den Kontaktwiderständen in den Messdaten, bereits Dotierungen im Bereich $\geq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ erreicht und im Mittel liegen die Messdaten bei einer modellierten Dotierstoffkonzentration von $N_{\text{A}} = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Eine grundlegende Abschätzung der vorliegenden Dotierstoffkonzentration ist mithilfe der genannten Methodik demnach möglich.

5.2.2 Analyse der MT-STM-Messungen an *n*-InGaP-Hüllen

Wie bereits zuvor für die Nanodraht-Kernanalyse demonstriert (vgl. Kapitel 5.1.1), bieten mittels MT-STM aufgenommene Widerstandsprofile den Vorteil, dass die Kontaktwiderstände nicht in die Messung mit eingehen und daher die Bahnwiderstände direkt auswertbar werden. Dies ist prinzipiell auch für die Analyse von Nanodraht-Hüllen möglich, sofern eine genaue Kenntnis der Kern-Hülle-Geometrie vorhanden ist. Um dies zu

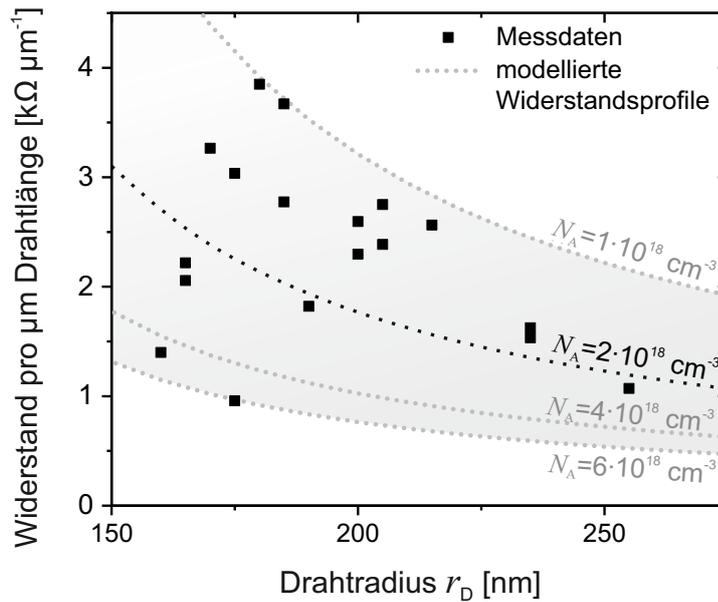


Abbildung 5.5: Gemessene Widerstände pro μm Drahtlänge der $p\text{-GaAs}$ -Hülle über dem Drahtradius r_D . Zur Einordnung der Dotierstoffkonzentration N_A sind modellierte Widerstandsprofile zusätzlich aufgetragen. Das Profil mit $N_A = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ entspricht dem Mittelwert über alle Datenpunkte.

ermöglichen, werden im Rahmen der Arbeit n -dotierte InGaP-Hüllen analysiert, welche um einen nominell undotierten GaAs-Nanodraht-Kern gewachsen wurden. Der Halbleiter-Heteroübergang bietet dabei den Vorteil, dass die Hülle selektiv nasschemisch entfernt werden kann (vgl. Kapitel 4.4.1) und dadurch der Kern für eine geometrische Vermessung freigelegt ist. Eine Analyse der Dotierstoffkonzentration erfolgt dann unter Berücksichtigung der ortsabhängigen Kern-Hülle-Geometrie.^[157,189] Während n -dotierte InGaP-Hüllen bereits in Nanodraht-LED Anwendung finden,^[21] sind keine Veröffentlichung anderer Arbeitsgruppen hinsichtlich einer Dotierstoffkonzentrationsanalyse solcher Hüllen bekannt. Die nachfolgenden Untersuchungen erfolgen an $i\text{-GaAs}/n\text{-InGaP}$ Kern-Hülle-Nanodrähten. Details zu deren Struktur, zum Wachstum sowie zu ihren Abmessungen sind in Anhang B.3 vorgestellt.

Für die Messung an einem liegenden Draht werden zwei stromeinprägende Wolframspitzen (1 und 4) nahe des Fußes und der Spitze des Drahts positioniert. Zwischen diesen beiden Spitzen wird der Spannungsabfall hochohmig über die Messspitzen 2 und 3 abgegriffen. Abbildung 5.6 verdeutlicht die Messung anhand einer schematischen Darstellung sowie einer REM-Aufnahme des Drahtes mit positionierten Messspitzen.^[189] Messspitze 2 ist während der Messung fix positioniert, während die Position der Messspitze 3 entlang der Hülle variiert wird. Das abstandsabhängige Widerstandsprofil $R_H(L)$ der Hülle ist da-

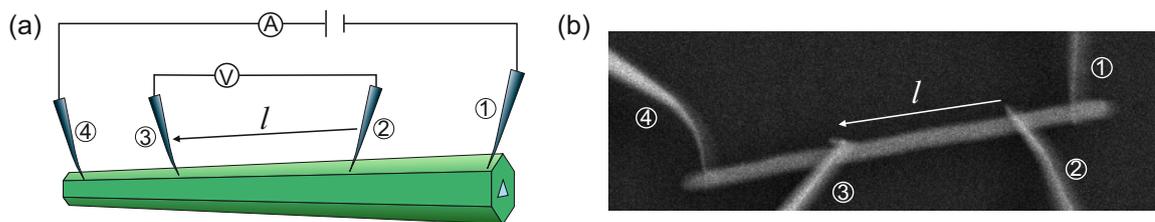


Abbildung 5.6: (a) Schematische Darstellung und (b) REM-Aufnahme einer MT-STM-Messung an liegenden *i*-GaAs/*n*-InGaP Kern-Hülle-Nanodrähten. (b) ist entnommen und angepasst aus^[189].

bei, aufgrund der stromfreien Potentialmessung, ohne Einfluss der Kontaktwiderstände.

Die Analyse der Dotierstoffkonzentration der *n*-dotierten InGaP-Hülle basiert ebenfalls auf der Bestimmung des gemessenen, ortsabhängigen Widerstandsprofils $R_H(L)$ und dem Vergleich mit einem Widerstandsmodell, welches sowohl Kern als auch Hülle berücksichtigt. Aufgrund eines unterschiedlichen Taperings von Nanodraht-Kern und -hülle (vgl. Anhang B.3) verläuft die Änderung der stromdurchflossenen Fläche jedoch nicht linear, sondern wird durch die Differenz aus der hexagonalen Querschnittsfläche A_{hex} mit der Facettenweite $w_{\text{Hülle}}$ und dem trigonalen Kern A_{tri} mit der Facettenweite w_{Kern} am jeweiligen Punkt l gegeben. Für die Modellierung des Hüllenwiderstands wird diese effektive stromdurchflossene Fläche \bar{A}_{eff} zwischen den zwei MT-STM-Messspitzen 2 und 3 gemittelt, indem die Fläche über den Drahtteilabschnitt integriert und durch den Spitzenabstand geteilt wird. Abhängig von den Ladungsträgerkonzentrationen in Kern und Hülle müssen auch eine mögliche Verarmung der Drahtoberfläche d_{OF} sowie die Ausbildung einer RLZ am Heteroübergang $d_{\text{RLZ,H}}$ berücksichtigt werden.

$$\bar{A}_{\text{eff}}(l, N_D) = \frac{1}{L} \int_{l_2}^{l_3} \left(\underbrace{\frac{3 \cdot \sqrt{3}}{2} [w_{\text{Hülle}}(l) - d_{\text{OF}}(N_D)]^2}_{A_{\text{hex}}} - \underbrace{\frac{\sqrt{3}}{4} [w_{\text{Kern}}(l) + d_{\text{RLZ,H}}(N_D)]^2}_{A_{\text{tri}}} \right) dl \quad (\text{Gl. 5.10})$$

Für die Berechnungen der Oberflächen- und RLZ-Verarmung wird für das InGaP eine relative Permittivität von $\epsilon_r = 11,8$ angenommen, eine Diffusionsspannung $U_D = 1,4 \text{ V}$ sowie eine Hintergrunddotierung im nominell undotierten GaAs von $N_A < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Bei einer effektiven Dotierstoffkonzentration des *n*-InGaP von $N_D > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ist die Ausdehnung der RLZ in die Hülle aufgrund des nominell undotierten GaAs-Kerns sehr gering und liegt im Bereich $d_{\text{RLZ,H}} < 2 \text{ nm}$. Die Verarmung an der Oberfläche durch Fermi-Level Pinning wird bei einem Oberflächenpotential von $\varphi_{\text{OF}} = 0,2 \text{ V}$ ^[190] und $N_D = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ zu $d_{\text{OF}} < 10 \text{ nm}$ bestimmt.^[100] Bei der Messung wird angenommen, dass entlang des Draht-

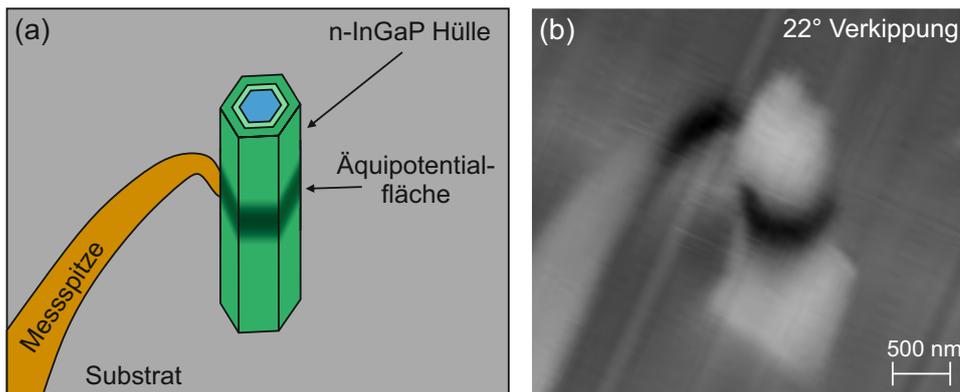


Abbildung 5.7: (a) Schematische Darstellung und (b) dazugehörige REM-Kontrastaufnahme einer elektronenstrahlinduzierten Strommessung an einem stehenden p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP-Nanodraht (Probe um 22° verkippt). Die Messspitze ist an der Rückseite der n -dotierten InGaP-Nanodraht-Hülle kontaktiert. Der Schottky-Kontakt zwischen Halbleiter und Messspitze führt zu einer Ladungstrennung, welche im vorliegenden Fall als dunkles Signal sichtbar wird (Elektronenstrom hin zur Probe). Das Signal wird entlang des gesamten Drahtumfangs detektiert, was einer Äquipotentialfläche entspricht (Abbildung (b) wurde mit freundlicher Genehmigung von J. Koch zur Verfügung gestellt).

umfangs eine Äquipotentialfläche vorliegt, sodass die Stromdichte durch die Drahthülle homogen ist und nicht lokal im Bereich der Messspitze erhöht. Die Annahme stützt sich auf elektronenstrahlinduzierte Strommessungen mittels eines REM an einem stehenden p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Kern-Hülle-Nanodraht, von welchen exemplarisch eine Kontrastaufnahme in Abbildung 5.7 dargestellt ist (Messung durchgeführt von J. Koch, TU Ilmenau). Die Zusammensetzung und Dotierstoffkonzentration der n -Hülle ist dabei mit den in dieser Arbeit untersuchten Drähten vergleichbar. Für die Messung wurde eine Messnadel auf die Rückseite der äußeren Drahthülle gesetzt und der durch den Elektronenstrahl induzierte Strom gemessen. Das daraus resultierende Bild gibt unterschiedliche Leitfähigkeiten der vorliegenden Materialien durch den Kontrast wieder. Ein Schottky-Kontakt an der Nadel-Halbleiter-Grenzfläche führt zur Trennung der im Halbleiter durch den einfallenden Elektronenstrahl erzeugten Elektronen-Loch-Paare. Die Richtung des ladungstrennenden Kontaktes bestimmt hierbei, ob ein helles oder dunkles Signal auftritt. Ein dunkles Signal steht hierbei für einen erhöhten Elektronenfluss in Richtung Probe. Auf Höhe des Nadelkontakts wird entlang des gesamten Nanodraht-Umfangs ein dunkles, ringförmiges Signal detektiert, was im Vorliegen einer Äquipotentialfläche begründet ist.

Die Annahme einer Äquipotentialfläche stellt jedoch nur eine Näherung dar, da keine detailliertere Analyse der radialen Strompfade durch die n -InGaP-Hülle durchgeführt

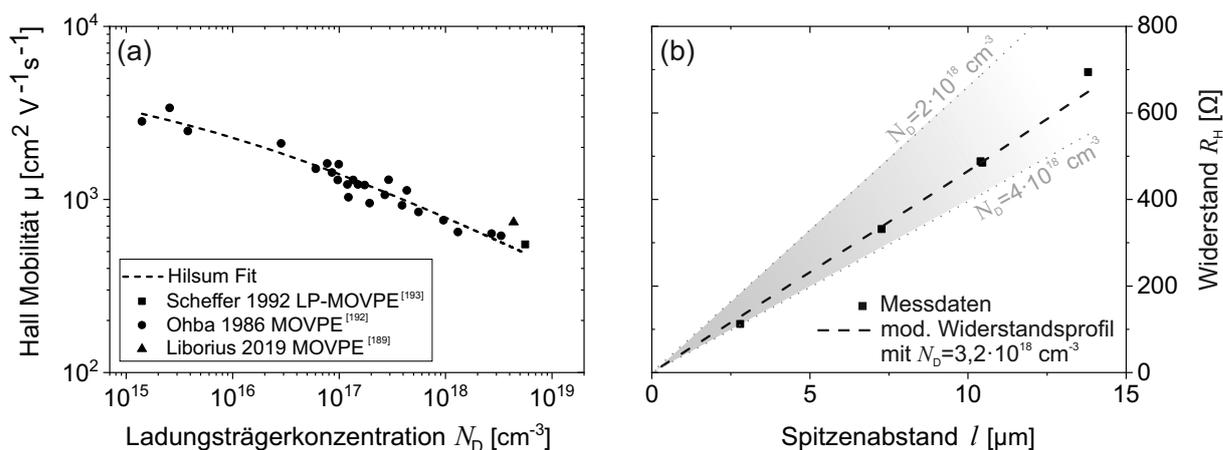


Abbildung 5.8: (a) Logarithmische Auftragung der Elektronen-Hall-Beweglichkeit μ in mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie gewachsenem, n -dotiertem InGaP in Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration N_D . Alle Datenpunkte stammen aus Schichtmessungen.^[189,192,193] Die gestrichelte Kurve entspricht der Anpassung der Hilsum-Gleichung.^[126] (b) Gemessenes und modelliertes Widerstandsprofil R_H eines i -GaAs/ n -InGaP Kern-Hülle Nanodrahts (entnommen und angepasst aus^[189]).

werden konnte. Ternäre Nanodraht-Hüllen, beispielsweise aus AlGaAs oder InGaP, sind dafür bekannt, dass sich die Komposition entlang der Nanodraht-Facetten ändert, sodass die lokale Bandlücke in den Facettenecken gegenüber der Facette variieren kann.^[160,191] Für InGaP wurde beispielsweise eine Ga-Anreicherung in der Facettenecke nachgewiesen, was eine erhöhte Bandlücke in diesem Bereich zur Folge haben kann.^[191] Diese durch Kompositionsänderungen erzeugten Variationen in der Bandlücke können Inhomogenitäten der Stromdichte entlang der hexagonalen Facetten verursachen. Diese werden in der hier durchgeführten Analyse jedoch zunächst vernachlässigt.

Nach Gl. 5.8 muss neben der stromdurchflossenen Fläche auch die Mobilität $\mu(N_D)$ der Ladungsträger berücksichtigt werden. In einer ersten Abschätzung werden hierfür Schichtdaten zugrunde gelegt, welche in Abbildung 5.8 (a) in Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration N_D logarithmisch aufgetragen sind. Alle Datenpunkte stammen aus n -dotierten InGaP-Schichten, welche mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie oder Niederdruck-Gasphasenepitaxie gewachsen wurden.^[189,192,193] Der Datenpunkt aus Liborius *et al.* wurde als direkter Vergleich zu den analysierten Nanodraht-Hüllen ermittelt. Hierfür wurde eine n -dotierte InGaP Schicht mit den aus dem Hüllenwachstum bekannten Wachstumsparametern auf (100)GaAs gewachsen und mittels Hall-Messung vermessen. Bei einer Dotierstoffkonzentration von $N_D \approx 4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ beträgt diese $\mu(N_D) = 739 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$, was im Bereich von Literaturdaten liegt.^[192,193] Eine Anpassung des von Hilsum formulierten Zusammenhangs für die Ladungsträgermobilität in Abhängigkeit der Ladungsträgerkon-

zentration an die Messdaten (gestrichelte Hilsum-Anpassung in Abbildung 5.8) ermöglicht eine anschließende Implementierung von $\mu(N_D)$ in das Widerstandsprofil-Modell.^[126,189]

$$\mu(N_D) = \frac{5679 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}}{1 + \left(\frac{N_D}{2,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}} \right)^{0,31}} \quad (\text{Gl. 5.11})$$

Die Anpassung des aus Gl. 5.8, Gl. 5.10 und Gl. 5.11 bestehenden Modells an die Messdaten ist in Abbildung 5.8 (b) graphisch aufgetragen. Die gestrichelte Kurve entspricht dabei dem Widerstandsprofil mit $N_D = 3,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \pm 2,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.^[189] Zur Veranschaulichung sind zusätzlich die modellierten Dotierstoffprofile für $N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $N_D = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ aufgetragen. Alle modellierten Kurven gehen durch den Ursprung des Diagramms, da keine Kontaktwiderstände in die Messung mit eingehen. Die Fehler der geometrischen Analyse mittels REM, der Widerstandsmessung mittels MT-STM sowie durch die Abschätzung der Mobilität sind in der Modellierung berücksichtigt.

Die messtechnische Bestimmung der Dotierstoffkonzentration einer *n*-dotierten InGaP-Nanodraht-Hülle wurde im Rahmen der vorliegenden Dissertation in Kooperation mit A. Nägelein (TU Ilmenau) erstmals demonstriert. Die Hülle eignet sich, aufgrund ihrer Dotierstoffkonzentration im 10^{18} cm^{-3} Bereich für die Anwendung als elektronenspendendes Material in Nanodraht-Bauelementen.

5.3 Ohmsche Kontakte auf *n*-InGaP Nanodraht-Hüllen

Für die Anwendung von *n*-dotierten InGaP-Hüllen in Nanodraht-Bauelementen ist, neben der effektiven Dotierstoffkonzentration, auch die Qualität der metallischen Kontakte entscheidend. Für *n*-dotierte InGaP-Schichten können beispielsweise Ge/Au-Kontakte verwendet werden, welche bei hohen Temperaturen von $T \approx 360 \text{ °C}$ legiert werden und spezifische Kontaktwiderstände im Bereich $\rho_K = 10^{-5} \Omega \text{ cm}^2$ bei einer Dotierstoffkonzentration von $N_D = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ aufweisen.^[194,195] Durch die hohen Temperaturen kommt es zu einem Austausch von Gruppe-III-Atomen an der Metall-Halbleiter-Grenzfläche, da das Au bei erhöhten Temperaturen dem III/V-Halbleiter die Gruppe-III-Metalle Ga und Indium (In) entzieht. Gleichzeitig werden die entstandenen Fehlstellen durch aus dem Kontakt in den Halbleiter diffundierendes Ge-Atome besetzt, welche als *n*-Dotant wirken und dadurch die Ausdehnung der RLZ bzw. Potentialbarriere an der Grenzfläche verringern. Ladungsträger können nun leicht aus dem Kontakt in den Halbleiter tunneln, wodurch der Kontakt ein ohmsches Verhalten aufweist.

Ohmsche Ge/Ni/Ge/Au-Kontakte wurden bereits von Gutsche *et al.* auf *n*-dotierten GaAs-Nanodraht-Kernen demonstriert.^[155] Hierbei wurde gezeigt, dass der Austausch von Ge- und Ga-Atomen an der Grenzfläche bei Legiertemperaturen $T > 320 \text{ °C}$ so stark ausgeprägt ist, dass es, aufgrund des limitierten Materialangebots durch die Nanodraht-

Struktur, zu einer Zerstörung des Nanodrahts an der Metall-Halbleiter-Grenzfläche kommt. Dies wird auf den Zusammenhang des Diffusionskoeffizienten mit der Temperatur zurückgeführt.^[196] Außerdem kann es durch eine vermehrte Ge-Diffusion zu einem Durchlegieren zu innen liegenden Hüllen oder zum Kern kommen. Die Anwendung von Ge/Au-Kontakten auf n -dotierten InGaP-Nanodraht-Hüllen wurde vereinzelt bereits berichtet, wobei die tatsächliche Kontaktqualität nicht thematisiert wurde.^[21,120] Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine qualitative Analyse der Kontakte auf n -dotierten InGaP-Nanodraht-Hüllen angestrebt.

Die Analyse der Kontaktqualität wurde an der äußeren Hülle von n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs/ n -InGaP Kern-Multihüllen-Nanodrähten durchgeführt. Details zur Struktur, zum Wachstum sowie zur Kontaktdeposition sind in Anhang B.4 zu finden. Als Metallisierung wird die Abfolge Ge/Ni/Ge/Au verwendet, für welche zuvor auf n -GaAs-Nanodrähten mit $N_D = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ spezifische Kontaktwiderstände im Bereich $\rho_K = 3 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$ berichtet wurden.^[155]

Da eine gegenläufige Abhängigkeit zwischen dem Ziel, einen ohmschen Kontakt durch hohe Legiertemperaturen zu erreichen, und der Sicherstellung einer möglichst schädigungsfreien Legierung besteht, werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit zwei Proben hergestellt, welche mit verschiedenen Legiertemperaturen und -zeiten prozessiert werden. Die gewählten Legiertemperaturen liegen dabei bei $T = 320 \text{ °C}$ und 340 °C , also im relevanten Temperaturfenster für Schicht- und Nanodraht-Kontakte.^[155,194,195] Die bei 320 °C legierte Probe wird dabei insgesamt zweimal für 30 s legiert, um den Einfluss längerer Legierzeiten einzuschätzen. I - U -Kennlinien werden sowohl vor als auch nach dem Legieren für jedes Kontaktpaar der jeweiligen Probe aufgenommen und damit ein Vergleich der Kennlinienform und der extrahierten Widerstände erreicht. Als qualitatives Maß für die Linearität des Kennlinienverlaufs wird hier das Bestimmtheitsmaß R^2 der linearen Anpassung an die gemessene Kennlinie herangezogen. Dieses entspricht dem Quadrat des Korrelationskoeffizienten und kann Werte im Bereich $0 \leq R^2 \leq 1$ annehmen. Die lineare Abhängigkeit zwischen zwei Variablen wird dabei durch die Korrelation quantifiziert. Gutsche *et al.* definierten den Wert $R^2 > 0,99$ als Grenze für einen ohmschen Kontakt.^[155]

Für die gesamte Analyse werden die Bestimmtheitsmaße der linearen Anpassung sowie die dazu korrespondierenden Widerstände für jede Messung vor und nach dem Legieren extrahiert (27 Messungen mit jeweils drei Messungen pro Draht). In Abbildung 5.9 (a) sind zunächst die resultierenden R^2 -Werte in Form eines Kastendiagramms dargestellt. Der Ge/Ni/Ge/Au-Metallstapel bildet vor dem Legieren einen Schottky-Kontakt zum darunterliegenden n -InGaP, d.h. die gemessenen Kennlinien, welche sich aus dem Stromfluss durch zwei Schottky-Kontakte und dem Bahngebiet zusammensetzen, weisen vor dem Legieren keinen linearen Verlauf auf. Die R^2 -Werte streuen über den Bereich $0,6 \leq R^2 \leq 0,98$,

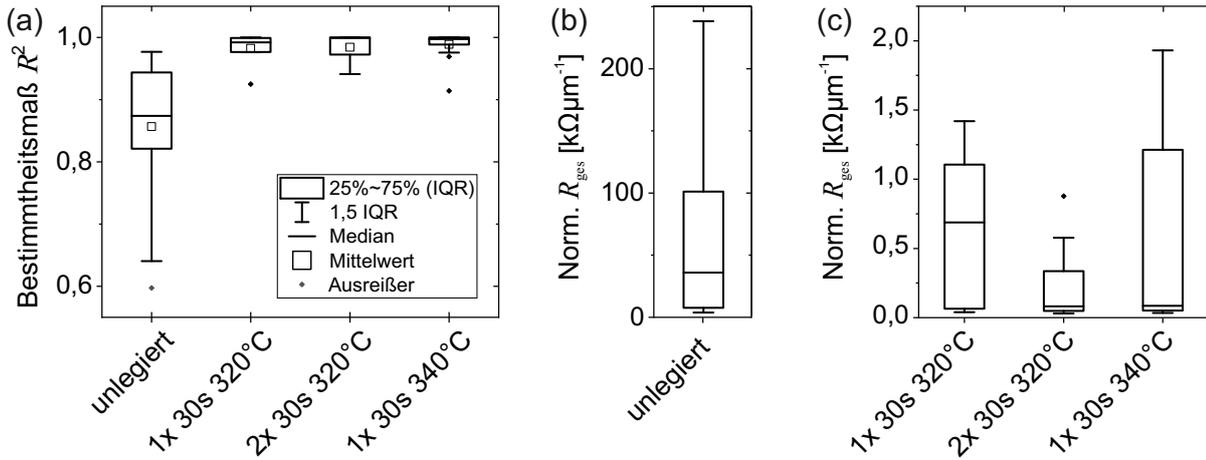


Abbildung 5.9: Änderung des Kennlinienverhaltens vor und nach dem Legieren der Ge/Ni/Ge/Au-Kontakte. (a) Bestimmtheitsmaße R^2 der linearen Anpassungen an Kennlinien der gemessenen Drähte vor und nach dem Legieren, dargestellt als Kastengrafik. (b) und (c) sind Kastengrafiken der aus den linearen Anpassungen an die Messdaten extrahierten Gesamtwidestände R_{ges} (entnommen und angepasst aus^[189]). Die Legende aus a) gilt auch für b) und c).

weichen also mit einem Mittelwert von 0,86 deutlich vom als ohmsch definierten Wert ab.^[189] Die Werte dienen hier lediglich als Referenz zu den aus den legierten Kennlinien extrahierten Daten. Nach dem Legieren wird die Qualität der linearen Anpassung für beide Proben deutlich verbessert, was auf eine Verringerung der Schottky-Barriereausdehnung zurückzuführen ist. Während nach 30 s bei 320 °C 50 % der gemessenen Kennlinien einen für ohmsche Kontakte typischen Verlauf aufweisen und die meisten R^2 -Werte im Bereich 0,97-0,99 liegen, sind es nach dem zweiten 30-sekündigen Legierprozess bereits 67%.^[189] Ein ähnlicher Trend wird für die bei 340 °C legierte Probe beobachtet. Nach 30 s sind hier ebenfalls 67 % der Kennlinien ohmsch und nahezu 85 % der Anpassungen weisen ein $R^2 > 0,98$ auf.^[189]

Aus den linearen Anpassungen wird zusätzlich mithilfe der Steigung der korrespondierende Gesamtwidestand R_{ges} pro μm Drahtlänge bzw. Kontaktabstand extrahiert. Die dazugehörigen Daten sind für den unlegierten Fall in Abbildung 5.9 (b) und für die legierten Proben in Abbildung 5.9 (c) als Kastengrafik aufgetragen. Aufgrund der schlechten linearen Anpassung durch den nichtlinearen Kennlinienverlauf streuen die unlegierten Messwerte über einen großen Bereich von $3 \text{ k}\Omega\mu\text{m}^{-1} \leq R_{\text{ges}} \leq 250 \text{ k}\Omega\mu\text{m}^{-1}$.^[189] Der Median liegt bei $36 \text{ k}\Omega\mu\text{m}^{-1}$. Durch das Legieren reduzieren sich die gemessenen Widerstände aller Proben in den Bereich $R_{\text{ges}} < 2 \text{ k}\Omega\mu\text{m}^{-1}$. Diese Reduktion wird auf eine Verbesserung der Kontaktqualität zurückgeführt, insbesondere mit Hinblick auf die gleichzeitig verbesserte, lineare Anpassung (vgl. Abbildung 5.9 (a)).^[189] Mit zunehmender Legiertemperatur

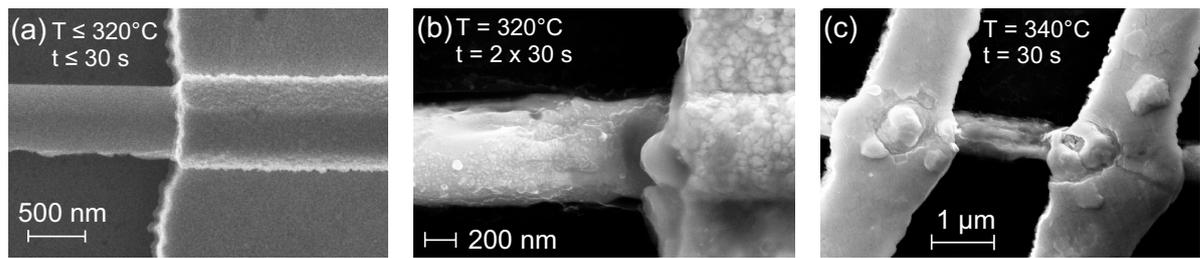


Abbildung 5.10: REM-Aufnahmen von legierten Kontakten auf n -InGaP-Hüllen nach verschiedenen Legierzeiten- und -temperaturen. Die Grafiken sind entnommen und angepasst aus^[189].

und -zeit sinkt der Median auf bis zu $90 \Omega \mu\text{m}^{-1}$, was auf einen positiven Einfluss für die Formierung eines ohmschen Kontakts mit geringen Kontaktwiderständen hindeutet.^[189]

Die erhöhte Temperatur und Zeit skaliert mit einer verstärkten Ga-Diffusion aus dem Halbleiter in den Kontakt. Aus diesem Grund werden die legierten Nanodraht-Kontakte zusätzlich mittels REM-Aufnahmen inspiziert, um mögliche Schädigungen durch den Gruppe-III-Austausch festzustellen. Exemplarische REM-Aufnahmen der kontaktierten und legierten Nanodraht-Proben sind in Abbildung 5.10 dargestellt. Während nach einem einmaligem, 30-sekündigen Legierprozess bei 320°C die Grenzfläche Draht/Kontakt schädigungsfrei ist, führt ein zweites, 30-sekündiges Legieren zu einer deutlichen Degradation der Drahtoberfläche und auch die Kontaktmetallisierung ist an der Grenzfläche zum Halbleiter nicht mehr so scharf abgegrenzt, wie zuvor. Mit höherer Legiertemperatur verstärkt sich dieser Effekt weiter, so dass es zu einer deutlichen Verbreiterung der Kontaktmetallisierung aufgrund des vermehrten Lösens von Ga-Atomen im Au kommt. Im Hinblick auf die zuvor gezeigten Messdaten muss die Einschätzung der Kontaktqualität also neu bewertet werden. Die zweimalig bei 320°C legierte Probe weist zwar die geringsten Widerstände auf, fraglich ist jedoch, ob diese geringen Widerstände auf eine reine Verringerung der Metall-Halbleiter-RLZ zurückzuführen sind, oder ob durch die vermehrten Ge- und Ga-Diffusionsprozesse während der Legierung auch Strompfade durch das Innere des Nanodrahts ermöglicht werden. Gleiches gilt für die bei 340°C legierte Probe. Die Schädigung der Halbleiteroberfläche ist für beide Fälle nicht zu vernachlässigen. Aus diesem Grund wird der 30-sekündige Legierprozess bei 320° für die in dieser Arbeit hergestellten n -InGaP-Hüllen mit Ge/Ni/Ge/Au-Kontakten verwendet.^[189]

6 Koaxiale GaAs/InGaP- pn -Dioden

Im vorliegenden Kapitel werden Leckstrommechanismen in koaxialen Nanodrähten anhand von Kern-Hülle- und Hülle-Hülle-Strukturen auf GaAs/InGaP-Basis untersucht. Vorarbeiten im Fachgebiet berichteten über koaxiale n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs-Nanodrähte für photovoltaische Applikationen.^[43] Eine ca. 20 nm dicke i -InGaP-Zwischenhülle wurde dabei als selektiver Ätzstopp für die nasschemische Entfernung der Hülle genutzt, wobei der Einfluss auf das elektronische Verhalten nicht gesondert untersucht wurde. I - U -Kennlinien der Dioden ergaben Idealitätsfaktoren im Bereich $\eta = 2,2$ mit Sperrströmen im pA-Bereich bei $U = -1,5$ V angelegter Spannung.^[43] Die im Vergleich zu Schichtbauelementen hohen Sperrströme, welche ein geringes Gleichrichtungsverhältnis der Dioden von nur 3500 bei $U = \pm 1$ V verursachen, limitieren die Anwendungsmöglichkeiten der Nanodraht-Dioden in technisch relevanten Anwendungen.^[43]

Ziel der vorliegenden Arbeit ist ein tiefgehendes Verständnis der auftretenden Leckstrommechanismen sowie eine Reduktion dieser Leckströme in koaxialen Nanodraht- pn -Übergängen. Hierfür werden im Folgenden sowohl n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs Kern-Hülle-Hülle- als auch p -GaAs/ n -InGaP und p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Multi-Hüllen-Strukturen analysiert. Hierbei werden sowohl Drift-Diffusions- als auch Tunneltransportprozesse berücksichtigt und anhand verschiedener Modelle verifiziert. Neben elektrischen Messungen werden auch Elektrolumineszenzspektren sowie physikalische Simulationen für die Untersuchungen herangezogen.

6.1 Koaxiale n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs-Dioden

Aufbauend auf den von Gutsche *et al.* vorgestellten Ergebnissen werden zunächst n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs-Nanodraht-Dioden im Hinblick auf einen möglichen elektronischen Einfluss der i -InGaP-Zwischenschicht analysiert.^[43] Details zum Aufbau sowie zum Wachstum und zur Prozessierung der zu analysierenden Proben werden in Anhang B.5 vorgestellt.

6.1.1 Diffusiver Stromtransport im pin -Übergang

Die Analyse der n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs Kern-Hülle-Dioden erfolgt zunächst mittels Gleichstrom-Messtechnik bei Raumtemperatur. In Abbildung 6.1 (a) ist für jede hergestellte Probe (< 20 nm, 60 nm und 100 nm Zwischenhüllendicke) exemplarisch eine auf die Stromdichte normierte Diodenkennlinie (J - U -Charakteristik) halblogarithmisch aufgetragen. Die Kennlinie der Diode mit 20 nm dicker InGaP-Zwischenhülle dient dabei als Referenz mit vergleichbaren Dotierstoffkonzentrationen im Bereich 10^{18} cm⁻³ und ist Vorarbeiten entnommen.^[43] Für eine Abschätzung der Stromdichte wurde die gesamte

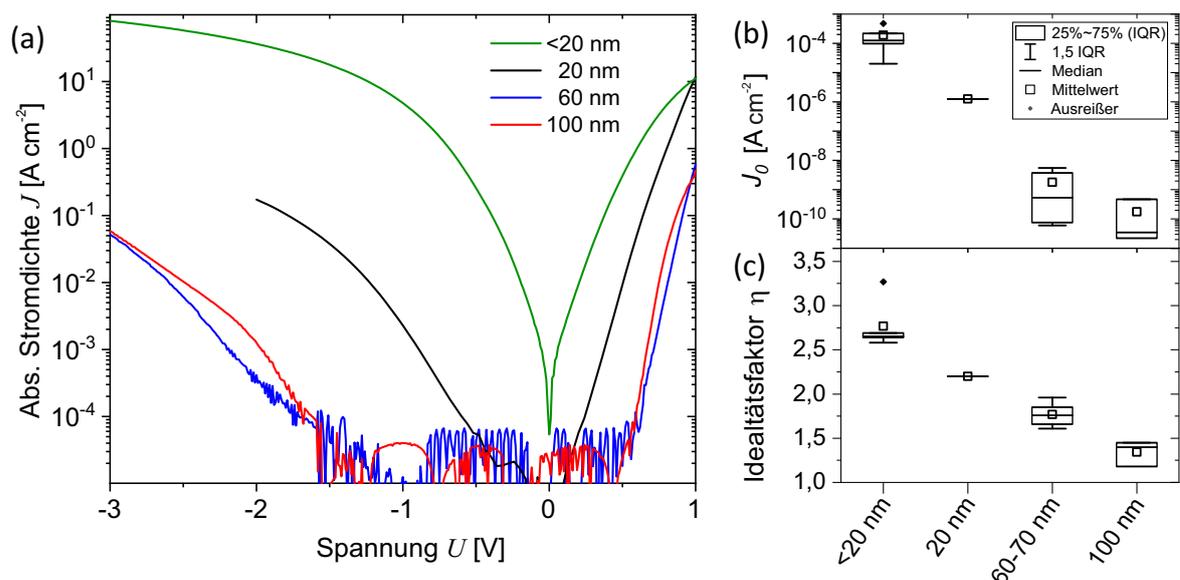


Abbildung 6.1: *Dioden-Auswertung der gemessenen Proben mit variierender i -InGaP-Zwischenhülle. (a) Halblogarithmisch aufgetragene, exemplarische J - U -Kennlinien der im Rahmen der Arbeit hergestellten Proben (< 20 nm, 60 nm und 100 nm i -InGaP-Hüllendicke) im Vergleich zur Kennlinie mit 20 nm Hüllendicke aus vorherigen Arbeiten.^[43] Die aus allen gemessenen Vorwärtskennlinien über die Diodengleichung (Gl. 2.6) extrahierten (b) Sättigungssperrstromdichten J_0 und (c) Idealfaktoren η sind in Form von Box-Plots dargestellt (entnommen und angepasst von^[181]).*

zylindrische pn -Übergangsfläche als stromdurchflossene Fläche angesetzt. Auf diese Weise können auch Dioden unterschiedlicher geometrischer Abmessungen untereinander verglichen werden.

Bei Dioden der Probe mit der dünnsten Zwischenhülle (< 20 nm) liegt sowohl bei positiv als auch bei negativ angelegter Spannung der Stromfluss in der gleichen Größenordnung. Bei ± 1 V werden Stromdichten von ≈ 10 A cm⁻² erreicht.^[181] Aufgrund großer Sperrströme ist das Gleichrichtungsverhältnis bei ± 1 V, anders als für einen pn -Übergang erwartet, ≈ 1 oder sogar < 1 , d. h. die Ströme in Rückwärtsrichtung überwiegen gegenüber den Vorwärtsströmen. Mit zunehmender Zwischenhüllendicke sinken insbesondere die Sperrströme um mehrere Größenordnungen. Bei -1 V werden für die 60 nm und 100 nm Proben um sechs oder mehr Größenordnungen geringere Sperrströme im Vergleich zur < 20 nm Probe gemessen.^[181] Im Spannungsbereich $-1,65$ V $< U < 0,5$ V liegen die gemessenen Ströme unterhalb der Auflösungsgrenze des verwendeten Messaufbaus (vgl. Kapitel 3.1.1). Neben den reduzierten Sperrströmen werden auch die Kennlinien in Flussrichtung zu höheren Spannungen verschoben. Zusätzlich weisen diese einen steileren Anstieg mit zunehmender InGaP-Dicke auf, sodass Gleichrichtungsverhältnisse von $> 10^6$ bei $\pm 1,65$ V gemessen werden, was einer Steigerung um sechs Größenordnungen entspricht.^[181]

Für einen direkten Vergleich der Dioden untereinander wird für alle pn -Übergänge in erster Näherung ein typisches Diodenverhalten mit diffusivem Ladungsträgertransport bei positiv angelegter Spannung angenommen und die Diodengleichung (Gl. 2.6) an die gemessenen Kennlinien angepasst, um die Sättigungssperrstromdichte J_0 sowie den Idealitätsfaktor η zu extrahieren. Die Anpassung wird dabei auf den exponentiell ansteigenden Teil der Kennlinie im Spannungsbereich $0,65 \text{ V} < U < 1 \text{ V}$ beschränkt, um einen Einfluss des Serienwiderstands sowie der limitierten Stromauflösung des Messgeräts auszuschließen. Die extrahierten Werte für J_0 und η sind als Box-Plots in Abbildung 6.1 (b) und (c) aufgetragen, wobei für die 20 nm Probe nur ein Datenpunkt vorliegt. Während für Dioden mit einer i -InGaP-Hüllendicke $< 20 \text{ nm}$ J_0 im Bereich $20 - 400 \mu\text{A cm}^{-2}$ liegt, sinkt diese mit steigender Hüllendicke um sechs Größenordnungen auf bis zu 20 pA cm^{-2} .^[181] Hinsichtlich der Idealitätsfaktoren wird ebenfalls ein Abwärtstrend deutlich. Liegen diese für die dünnste Zwischenhülle noch im Bereich $> 2,5$, sinken sie für die dickste Zwischenhülle auf bis zu 1,2 ab, was auf eine reduzierte Störstellenrekombination hindeutet.^[41,181]

Um die erzielten Ergebnisse in Relation zu setzen, werden in Abbildung 6.2 die ermittelten Sättigungssperrstromdichten und Idealitätsfaktoren der gemessenen n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs-Dioden (rote Quadrate) mit bereits in der Literatur berichteten GaAs-Nanodraht- pn -Dioden (schwarze Kreise) verglichen.^[33,197] Zusätzlich ist das Vorergebnis von Gutsche *et al.* zu den im Rahmen der Arbeit untersuchten GaAs/InGaP pin -Dioden angegeben sowie Daten zu einem im Fachgebiet hergestellten, axialen GaAs- pn -Übergang (schwarze Dreiecke).^[43] Der Datenpunkt zur kommerziellen GaAs-Solarzelle der Firma AZUR SPACE Solar Power GmbH stellt einen Vergleichswert planarer Dioden dar, an welchem sich die Nanodraht-Dioden messen lassen.^[197] Die Sättigungssperrstromdichte der Diode beträgt $J_0 = 8 \text{ pA cm}^{-2}$ bei einem Idealitätsfaktor von 1,9. Ein weiterer Vergleichswert ist der Datenpunkt zum axialen GaAs-Nanodraht-Array von Åberg *et al.*. Die mit AlGaAs-Hüllen passivierten Drähte wurden hierbei nur an Drahtfuß- und -spitze dotiert, d. h. die hochdotierten p - und n -Gebiete sind ca. $1 \mu\text{m}$ räumlich voneinander getrennt. Durch diese räumliche Trennung, werden Sättigungssperrstromdichten von $J_0 = 50 \text{ pA cm}^{-2}$ bei einem Idealitätsfaktor von 1,65 erreicht.^[33] Die Datenpunkte der gemessenen pin -Dioden mit unterschiedlicher Zwischenhüllendicke zeigen eine deutliche Verringerung von J_0 sowie η auf mit steigender InGaP-Hüllendicke. Für die Proben mit 60 nm bzw. 100 nm Zwischenhülle werden annähernd die in der Literatur berichteten Werte erreicht. Die J_0 -Werte liegen tendenziell etwas oberhalb der Vergleichsdaten, die η -Werte hingegen sind deutlich geringer. Die SRH-Rekombination ist in den hier gemessenen Strukturen also gegenüber den Literaturdaten verringert.

Die vereinfachte Annahme eines Diodenverhaltens nach dem SRH-Modell ist für die Proben mit Zwischenhüllendicken $\leq 20 \text{ nm}$ vermutlich nicht hinreichend, da hohe Sperr-

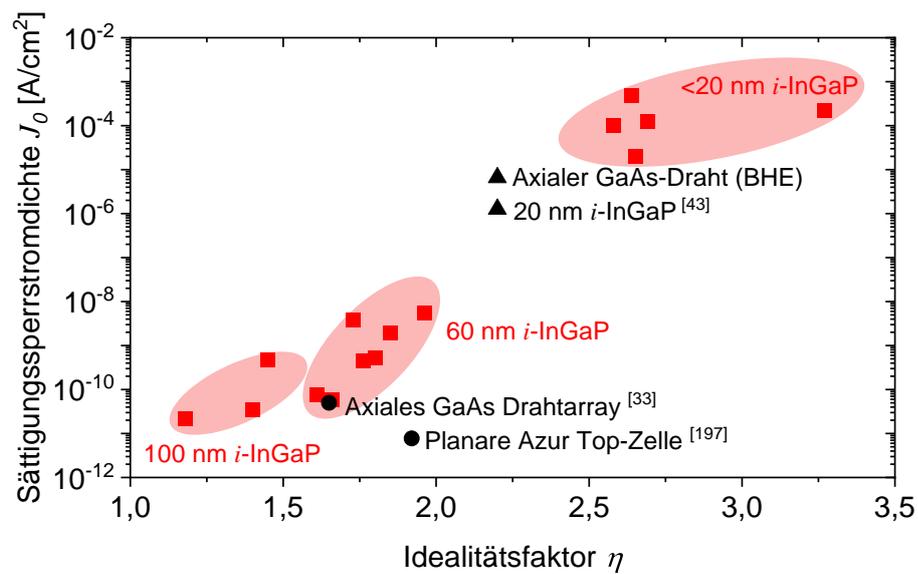


Abbildung 6.2: Vergleich der Sperrströme J_0 und Idealitätsfaktoren η der gemessenen $n\text{-GaAs}/i\text{-InGaP}/p\text{-GaAs}$ Kern-Hülle-Dioden zu Literaturwerten. Die Messdaten sind gruppiert nach der verwendeten Zwischenhüllendicke, welche jeweils an den Daten steht. Zum Vergleich sind zusätzlich Literaturdaten angegeben (schwarzes Dreieck: Vorarbeiten von Gutsche et al. [43] und eigene Daten; schwarze Kreise: Planare GaAs-Solarzelle [197] sowie axiales GaAs-Drahtarray. [33])

ströme, geringe Gleichrichtungsverhältnisse sowie Idealitätsfaktoren > 2 einem einfachen Diodenverhalten nach SRH widersprechen. [8,41] Mit hohen Idealitätsfaktoren wurden bereits Tunnelmechanismen in Verbindung gebracht, welche parallel zum diffusiven Stromtransport auftreten können. [59,198] Daher werden im Folgenden die gemessenen Dioden hinsichtlich auftretender Tunnelmechanismen analysiert.

6.1.2 Tunnelprozesse im pin -Übergang

Zur Verdeutlichung möglicher Tunnelprozesse im pin -Übergang sind in Abbildung 6.3 simulierte Bänderdiagramme einer Probe mit einer $i\text{-InGaP}$ -Hüllendicke von 10 nm bei (a) negativ und (b) positiv angelegter Spannung dargestellt. Tunnelprozesse durch Halbleiter- pn -Übergänge werden mit hohen elektrischen Feldern $\mathbb{E} > 300 \text{ kV cm}^{-1}$ assoziiert, da in diesem Fall die Bandkanten stark gekrümmt sind und freie Zustände im anderen Band bzw. Defektzustände (weißes Quadrat) in der Bandlücke auf kurzem Weg erreichbar sind. [86] Im Fall von hochdotierten p - und n -Gebieten können bereits im spannungslosen Fall bzw. bei geringen Spannungen hohe elektrische Felder im für Tunneln relevanten Bereich auftreten. Außerdem kommt es in Sperrichtung zu einer Überlappung von Leitungs- und Valenzband, wodurch Interband- bzw. Band-Band-Tunnelprozesse möglich werden. Die auftretenden Tunnelprozesse können dabei durch Störstellen in der Bandlücke un-

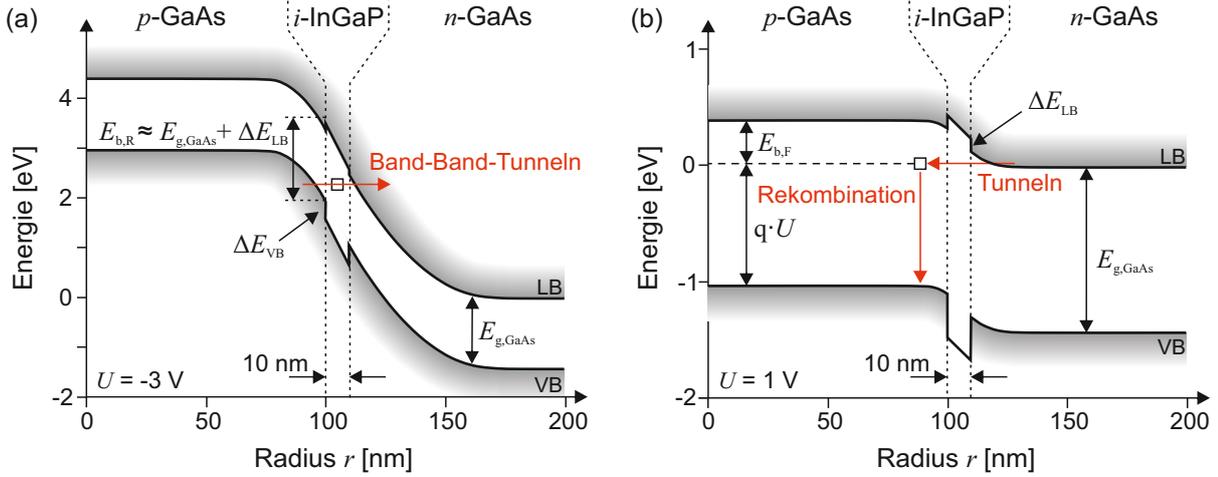


Abbildung 6.3: Simulierte Bänderdiagramme einer koaxialen n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs Nanodraht-Diode mit (a) $U = -3$ V und (b) $U = 1$ V. In Sperrrichtung finden Band-Band-Tunnelprozesse statt und in Flussrichtung Tunnelprozesse in Störstellen mit anschließender Rekombination (in Anlehnung an^[181]).

terstützt werden. Bei angelegter Sperrspannung ist das Valenzband im p -GaAs gefüllt, während das Leitungsband im n -GaAs unbesetzt ist. Damit stehen freie Zustände im Leitungsband zur Verfügung, in welche Elektronen tunneln können (Abbildung 6.3 (a)) und die Tunnelwahrscheinlichkeit kann nach Moll durch Gl. 2.14 beschrieben werden.^[70] Die Tunnelbarrierehöhe $E_{b,R}$ in Rückwärts-/Sperrrichtung der Diode entspricht im vorliegenden Fall, anders als bei einem Homoübergang,^[58] der Summe aus Bandlückenenergie E_g und Leitungsbanddiskontinuität ΔE_{LB} . Für die Tunnelwahrscheinlichkeit in Sperrrichtung $P_{T,R}$ durch eine dreieckige Barriere gilt dann der Zusammenhang^[71]

$$P_{T,R} = \exp\left(-\frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{m_r^{*\frac{1}{2}} (E_g + \Delta E_{LB})^{\frac{3}{2}}}{q\hbar \mathbb{E}}\right) = \exp\left(-\frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{m_r^{*\frac{1}{2}} E_{b,R}^{\frac{3}{2}}}{q\hbar \mathbb{E}}\right). \quad (\text{Gl. 6.1})$$

Für die Tunnelwahrscheinlichkeit ist die auftretende elektrische Feldstärke \mathbb{E} relevant, welche antiproportional mit der Weite der Barriere w_T verknüpft ist (Gl. 2.10). Die untere Grenze der Barrierenweite entspricht der Dicke der i -InGaP-Zwischenhülle. Je nach Dotierhöhe kommt zusätzlich die Ausdehnung der RLZ an den Heterogrenzflächen im dotierten Material hinzu. Unter der Annahme, dass der Tunnelstrom hauptsächlich durch die Tunnelwahrscheinlichkeit bestimmt wird, ist davon auszugehen, dass die i -InGaP-Hüllendicke einen direkten Einfluss auf die Tunnelstromdichte der Ladungsträger hat. Ist die Hülle sehr dünn, sind damit (störstellenunterstützte) Band-Band-Tunnelprozesse in Sperrrichtung wahrscheinlich.

In Flussrichtung der Diode können ebenfalls Tunnelprozesse als Stromtransportmechanismen stattfinden, wobei die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten dieser aufgrund der

flacheren Bandverkipfung gegenüber dem Sperrbetrieb geringer ausfällt. Auch für diese Tunnelprozesse werden hohe elektrische Felder benötigt. Mögliche Tunnelmechanismen bei positiv angelegten Spannungen wurden bereits in Kapitel 2.1.3 vorgestellt. Alle haben gemein, dass Elektronen aus dem Leitungsband in oder durch die Raumladungszone tunneln können und anschließend innerhalb der Bandlücke mit Löchern aus dem Valenzband strahlend oder nicht-strahlend rekombinieren (vgl. Abbildung 6.3 (b)). Auch hierbei können Störstellen die Tunnelprozesse unterstützen. Für die Tunnelstromdichte $J_{T,F}$ gilt der Zusammenhang aus Gl. 2.21, wobei die Tunnelbarrierenhöhe $E_{b,F}$ spannungsabhängig ist und mit zunehmend positiver Spannung kleiner wird (vgl. Gl. 2.22).^[89]

Nach Gl. 2.21 und Gl. 6.1 sinkt die Tunnelwahrscheinlichkeit mit steigender Barrierenhöhe, sowohl in Fluss- aber vor allem in Sperrrichtung der Diode. Die beobachteten Änderungen der Kennlinien mit steigender Zwischenhüllendicke in Abbildung 6.1 passen grundsätzlich zu diesem Trend. Insbesondere in Sperrrichtung tritt eine deutliche Verringerung der Leckströme auf. Ob diese Reduktion auf eine Unterdrückung der Tunnelströme zurückzuführen ist, wird im folgenden anhand der zuvor vorgestellten Tunnelmodellen untersucht.

Abschätzung der maximalen elektrischen Feldstärke

Wie bereits in Kapitel 2.1.3 erläutert, wird für die Berechnung der Tunnelwahrscheinlichkeit das maximale elektrische Feld \mathbb{E}_{\max} in der Raumladungszone angenommen. Für den hier vorliegenden *pin*-Übergang liegt dieses im intrinsischen Bereich mit der Dicke d_i und wird, aufgrund der vergleichsweise großen Drahtdurchmesser, näherungsweise unter der Annahme einer planaren Heterostruktur-*pin*-Diode berechnet (vgl. Kapitel 2.2.3). Das Bänderdiagramm einer planaren *p*-GaAs/*i*-InGaP/*n*-GaAs-Diode unter Flussspannung ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Die RLZ im *p*- und *n*-Gebiet mit den Ausdehnungen l_p und l_n sind farblich hervorgehoben.

Für die Berechnung von \mathbb{E}_{\max} wird zunächst die elektrische Flussdichte \mathbb{D} im intrinsischen Bereich betrachtet, welche über den Zusammenhang

$$\mathbb{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \mathbb{E} \quad (\text{Gl. 6.2})$$

mit dem elektrischen Feld verknüpft ist. Die Änderung der Flussdichte hängt dabei über das Gaußsche-Gesetz direkt mit der Ladungsdichte ρ zusammen.

$$\nabla \vec{\mathbb{D}} = \rho \quad (\text{Gl. 6.3})$$

Während die Flussdichte in den neutralen Gebieten sowie an den RLZ-Grenzen $x_{p,0}$ und $x_{n,0}$ aufgrund der Ladungsneutralität null ist, nimmt sie von diesen Punkten ausgehend

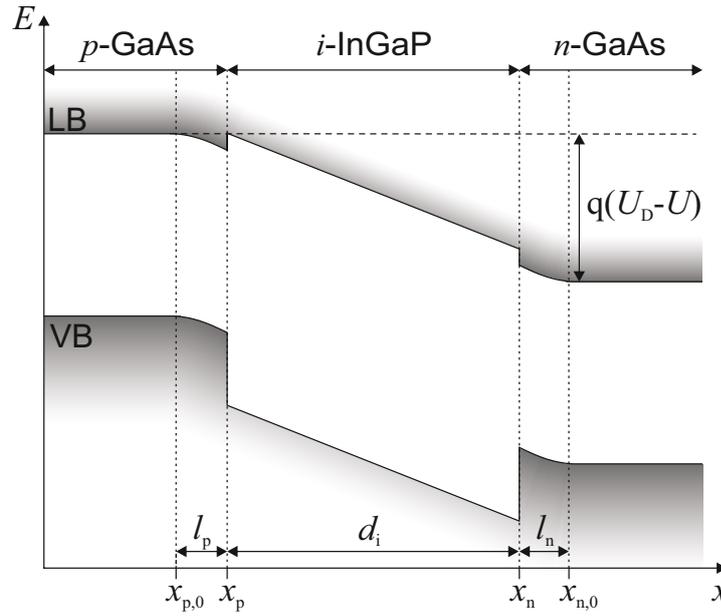


Abbildung 6.4: Bänderdiagramm einer planaren p -GaAs/ i -InGaP/ n -GaAs-Diode mit angelegter Spannung in Flussrichtung (in Anlehnung an^[71]).

innerhalb der RLZ im p - und n -Gebiet bis zur jeweiligen Heterogrenzfläche x_p bzw. x_n linear zu (Annahme vollständiger Verarmung).

$$\mathbb{D}_p(x) = -qN_A(x - x_{p,0}) \quad (\text{Gl. 6.4})$$

$$\mathbb{D}_n(x) = -qN_D(x_{n,0} - x) \quad (\text{Gl. 6.5})$$

Innerhalb des intrinsischen Bereichs wird die Flussdichte als konstant mit dem Wert

$$\mathbb{D}_i = \mathbb{D}(x_p) = \mathbb{D}(x_n) = -qN_A l_p = -qN_D l_n \quad (\text{Gl. 6.6})$$

angenommen, da die Ladungsdichte hier in erster Näherung vernachlässigbar klein ist und damit die Flussdichte den Werten direkt an der Heterogrenzfläche entspricht.

Das elektrische Feld \mathbb{E} entspricht der Änderung des Potentials φ abhängig vom Ort x . Als Bezugspunkt für die Berechnung des Potentials wird das Potential $\varphi_{0,n}(x_{n,0}) = 0$ an der Grenze zum neutralen n -Bereich gewählt. Im Punkt $x_{p,0}$ entspricht das Potential der Diffusionsspannung U_D für den Fall, dass keine externe Spannung angelegt ist (vgl. Gl. 2.3). Wird die Diode in Flussrichtung gepolt, verringert sich das Potential in diesem Punkt zur effektiven Diffusionsspannung $U_{D,\text{eff}} = U_D - U$. Für das Potential im intrinsischen Bereich $x_p < x < x_n$ gilt der lineare Zusammenhang^[71]

$$\varphi_i(x) = U_{D,\text{eff}} - \frac{qN_A}{2\varepsilon_{\text{GaAs}}} l_p^2 - \frac{qN_A}{\varepsilon_{\text{InGaP}}} l_p (x - x_p) \quad (\text{Gl. 6.7})$$

wobei die Stetigkeit des Potentials an den RLZ- und Heterogrenzflächen dabei vorausgesetzt wird. Die ersten beiden Summanden berücksichtigen dabei das Absinken des Po-

tentials von der Grenze zum neutralen p -Gebiet im Punkt $x_{p,0}$ bis zur Heterogrenzfläche im Punkt x_p , während der letzte Summand den linearen Potentialabfall im i -Gebiet beschreibt.

Die Ausdehnungen der RLZ l_p und l_n können mithilfe der Stetigkeitsbedingung des Potentials an der Stelle x_n und unter Berücksichtigung von Ladungsneutralität (Gl. 6.6) bestimmt werden. Zusammen mit Gl. 6.2 gilt dann für das maximale elektrische Feld \mathbb{E}_{\max} im pin -Heteroübergang der Zusammenhang^[71]

$$\mathbb{E}_{\max} = qd_i \cdot \frac{\varepsilon_{r,\text{GaAs}}}{\varepsilon_{r,\text{InGaP}}^2} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} - \sqrt{q^2 d_i^2 \cdot \frac{\varepsilon_{r,\text{GaAs}}^2}{\varepsilon_{r,\text{InGaP}}^4} \frac{N_A^2 N_D^2}{(N_A + N_D)^2} + 2qU_{D,\text{eff}} \cdot \frac{\varepsilon_{r,\text{GaAs}}}{\varepsilon_{r,\text{InGaP}}^2} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}} \quad (\text{Gl. 6.8})$$

mit $U_{D,\text{eff}}$ als spannungsabhängigem Parameter.

Für eine genaue Analyse auftretender Tunnelströme muss zunächst die maximale elektrische Feldstärke \mathbb{E}_{\max} für die verschiedenen Dioden abgeschätzt werden. Zunächst wird hierfür eine i -InGaP-Schichtdicke von $d_i = 10$ nm angenommen, die Abschätzung erfolgt jedoch analog für andere Dicken. Das Ergebnis der Berechnung nach Gl. 6.8 ist für positive und negative Spannungen U in Abbildung 6.5 als blaue Kurve dargestellt. Die berechnete elektrische Feldstärke sinkt mit steigender Spannung und wird null, sobald die Diffusionsspannung erreicht wird, da dann die RLZ vollständig abgebaut ist. Im Spannungsbereich $U < 0,7$ V gilt $\mathbb{E}_{\max} > 300$ kV cm⁻¹, d. h. das elektrische Feld liegt grundsätzlich in einem Bereich, welcher ausreichend für das Auftreten von Tunnelströmen ist.^[86]

Zum Vergleich wurde das maximale elektrische Feld der zugrundeliegenden pin -Struktur mit der physikalischen Simulationssoftware Silvaco ATLAS simuliert und das Ergebnis ebenfalls in Abbildung 6.5 aufgetragen (gepunktete schwarze Kurve). Im Sperrbereich der Diode ist die Übereinstimmung der beiden Kennlinien gut. Mit zunehmend positiver Spannung sinkt die Ausdehnung der RLZ und die für die Berechnung getroffene Annahme vollständiger Verarmung der RLZ führt zu Abweichungen in \mathbb{E}_{\max} im Vergleich zur Simulation. Bei Spannungen $U > U_D$ geht die simulierte Feldstärke, anders als die berechnete, asymptotisch gegen null, da hier die Serienwiderstände berücksichtigt werden und damit nicht die vollständige angelegte Spannung direkt am pin -Übergang abfällt.

Da die Berechnung und die physikalische Simulation von \mathbb{E}_{\max} eine gute Übereinstimmung aufweisen, kann eine vereinfachte Abschätzung durch ein Anpassen der Potenzfunktion^[71,181]

$$\mathbb{E}_{\max} = \gamma(U_D - U)^\beta \quad [\text{Vm}^{-1}] \quad (\text{Gl. 6.9})$$

an die simulierten Daten erfolgen, wobei die Parameter γ und β reine Anpassungsgrößen ohne physikalische Bedeutung sind, welche von d_i sowie l_p und l_n abhängen. Als Einheit für \mathbb{E}_{\max} gilt dennoch Vm⁻¹. Für einen pn -Homoübergang gilt $\beta = \frac{1}{2}$. Die Diffusionsspannung U_D wird für die Anpassung fest vorgegeben und die Anpassungen im Sperr- und

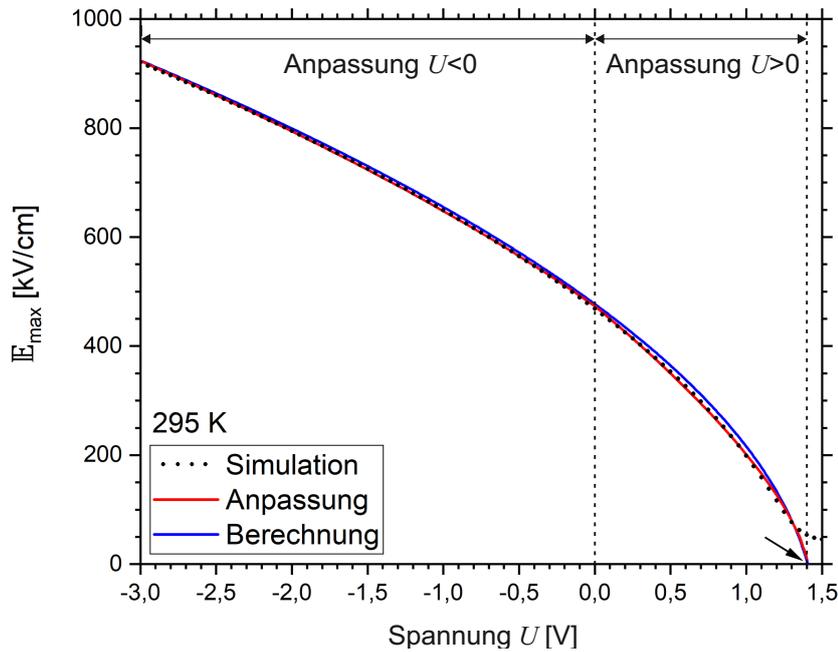


Abbildung 6.5: Berechnete, simulierte und angepasste maximale elektrische Feldstärke E_{\max} im pin -Übergang mit 10 nm i -InGaP-Zwischenschicht. (mit freundlicher Genehmigung von F. Heyer^[71])

Flussbereich der Diode werden getrennt voneinander durchgeführt. Die Potenzfunktion ermöglicht hierbei ein weniger rechenaufwändiges Einbinden von E_{\max} in die Tunnelmodelle für die spätere Analyse, im Vergleich zu Gl. 6.8. Sie bildet die berechneten und simulierten Verläufe von E_{\max} hinreichend genau nach (rote Kurve in Abbildung 6.5).

Anpassung der Tunnelmodelle an temperaturabhängige I - U -Kennlinien

Für die Analyse der Dioden hinsichtlich des Auftretens von Tunnelströmen, sollen bei verschiedenen Temperaturen gemessene I - U -Kennlinien mit den zuvor genannten Tunnelmodellen verglichen werden (Gl. 2.21 und Gl. 6.1). Ein Abkühlen der Probe verringert dabei den minoritätenbasierten Diffusionsstrom, sodass mögliche auftretende Tunnelströme von diesem nicht überlagert werden. Hierfür werden die Dioden der Probe mit $d_i < 20$ nm mittels Gleichstrom-Messtechnik analysiert, da insbesondere in diesen hohe Tunnelströme vermutet werden (vgl. Kapitel 6.1.1). Als Ladungstransportmechanismen werden sowohl Band-Band-Tunnelprozesse in Sperrrichtung als auch tunnelunterstützte Rekombination in Flussrichtung der Diode angenommen (vgl. 2.1.3). Da Tunnelprozesse temperaturunabhängig sind, werden die Dioden sowohl bei tiefen Temperaturen als auch bei Raumtemperatur gemessen, um einen möglichen Einfluss der Temperatur auf den Kennlinienverlauf zu beobachten. Die zwischen 24 K und Raumtemperatur gemessenen Kennlinien sind in Abbildung 6.6 aufgetragen.

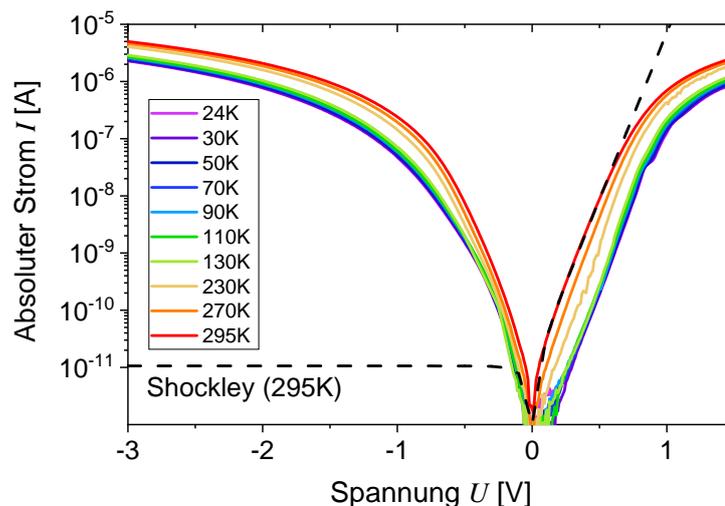


Abbildung 6.6: Tieftemperatur DC-Messungen einer *pin*-Diode mit $d_i \approx 10$ nm. Zum Vergleich ist der prinzipielle Verlauf einer Diode nach Shockley bei 295 K zusätzlich aufgetragen (entnommen und angepasst von^[181])

Mit geringer werdender Temperatur sinkt der Sättigungssperrstrom I_0 der Diode aufgrund der geringeren Anzahl thermisch generierter Minoritäten. Alle gemessenen Kennlinien weisen über den gesamten Temperaturbereich jedoch keinen signifikanten Einfluss der Messtemperatur auf. Dies weist, sowohl in Fluss- aber insbesondere in Sperrrichtung, auf Tunnelströme als dominanter Transportmechanismus hin. Insbesondere der Vergleich mit dem nach Shockley bekannten Kennlinienverlauf einer Diode (Gl. 2.6) zeigt die Diskrepanz thermisch induzierter Sperrströme zu den hier vermuteten Tunnelströmen.

Für die Tunnelstromanalyse wird eine *i*-InGaP-Schichtdicke von $d_i = 10$ nm angenommen. \mathbb{E}_{\max} wird dabei, aufgrund der Temperaturabhängigkeit von U_D (Gl. 2.3), für jede Messtemperatur mithilfe von Silvaco ATLAS simuliert und der spannungsabhängige Verlauf einzeln für Fluss- und Sperrrichtung durch die vereinfachte Potenzfunktion Gl. 6.9 genähert. Die temperaturabhängige Bandlücke E_g folgt dabei dem von Varshni formulierten Zusammenhang.^[199] Die Fitparameter γ und β sind nahezu temperaturunabhängig. Die Tunnelströme $I_{T,F}$ und $I_{T,R}$ in Fluss- und Sperrrichtung (vgl. Gl. 2.21 und Gl. 6.1) werden unter Nutzung des maximal auftretenden elektrischen Feldes \mathbb{E}_{\max} sowie der spannungsabhängigen Barrierenhöhe $E_{b,F}$ (Gl. 2.22) ausgedrückt durch^[71,181]

$$I_{T,F} = I_{0,F} \cdot P_{T,F} = I_{0,F} \cdot \exp \left[-\alpha_{TF} (U_D - U)^{\frac{3}{2} - \beta_F} \right] \quad (\text{Gl. 6.10})$$

$$I_{T,R} = I_{0,R} \cdot P_{T,R} = I_{0,R} \cdot U (U_D - U)^{\beta_R} \cdot \exp \left[-\alpha_{TR} (U_D - U)^{-\beta_R} \right] \quad (\text{Gl. 6.11})$$

wobei $I_{0,F}$ und $I_{0,R}$ sowie α_{TF} und α_{TR} die spannungsunabhängigen Konstanten im Vorfaktor und im Exponenten zusammenfassen. Für Letztere gelten die Zusammenhänge^[71,181]

$$\alpha_{TF} = \frac{\pi\sqrt{m_r^*q}}{2\sqrt{2}\hbar\gamma_F} [V^{\beta-\frac{3}{2}}] \quad \text{und} \quad \alpha_{TR} = \frac{\pi\sqrt{m_r^*E_{b,R}^{\frac{3}{2}}}}{2\sqrt{2}\hbar q\gamma_R} [V^\beta] \quad (\text{Gl. 6.12})$$

wobei in α_{TR} auch die spannungsunabhängige und damit konstante Barrierenhöhe $E_{b,R}$ berücksichtigt wird. Aufgrund der Verwendung der vereinfachten Potenzfunktion Gl. 6.9 für die Modellierung sind die Einheiten von α_{TF} und α_{TR} sind $V^{\beta-\frac{3}{2}}$ bzw. V^β . Die Exponenten in Gl. 6.10 und Gl. 6.11, welche die Tunnelwahrscheinlichkeit beschreiben, sind damit einheitenlos.

Anpassen der vereinfachten Modelle Gl. 6.10 und Gl. 6.11 an die gemessenen Daten aus Abbildung 6.6 ermöglicht die Extraktion der spannungsunabhängigen, aber temperaturabhängigen Vorfaktoren α_{TF} und α_{TR} , welche als Maß für die Tunnelwahrscheinlichkeit gelten. Die I - U -Kennlinien zeigen dabei insbesondere für die tiefen Messtemperaturen eine gute Übereinstimmung mit den vereinfachten Tunnelmodellen. Hierbei wird auch der Spannungsabfall am Serienwiderstand berücksichtigt (Anpassungsbereich $-2\text{ V} < U < 1,75\text{ V}$), welcher mit zunehmendem Stromfluss steigt und die interne Spannung am pin -Übergang reduziert. Die extrahierten Werte sind graphisch in Abbildung 6.7 (a) gegen die Messtemperatur aufgetragen. Die spannungsunabhängigen Vorfaktoren α_{TF} und α_{TR} besitzen, wie zuvor erwähnt, die Einheiten $V^{\beta-1,5}$ bzw. V^β , aufgrund der Anpassung der elektrischen Feldstärke durch Gl. 6.9.

Die schwarzen Datenpunkte stellen die extrahierten Werte in Flussrichtung dar und liegen für Temperaturen $T \leq 130\text{ K}$ im Bereich $\alpha_{TF} \approx 16 - 17\text{ V}^{\beta-1,5}$ mit einer Standardabweichung von $< 4\%$.^[71,181] Damit ist, wie für Tunnelströme erwartet, die Temperaturabhängigkeit von α_{TF} und damit auch der Tunnelwahrscheinlichkeit $P_{T,F}$ sehr gering. Für die Sperrrichtung sieht der Verlauf der Datenpunkte (rot) vergleichbar aus. α_{TR} liegt bei $T \leq 130\text{ K}$ bei Werten um $\approx 35\text{ V}^\beta$ mit einer Standardabweichung von $< 5\%$, weist also auch keine nennenswerte Temperaturabhängigkeit auf.^[71,181] Der Stromfluss durch die Diode bei tiefen Temperaturen wird demnach vorrangig durch Tunnelprozesse getragen.

Für Messtemperaturen $T \geq 230\text{ K}$ ist die Anwendung der vereinfachten Tunnelmodelle (Gl. 6.10 und Gl. 6.11) nur begrenzt möglich, da diese auf der Annahme beruhen, dass bei tiefen Temperaturen die Tunnelstromdichte näherungsweise durch die Tunnelwahrscheinlichkeit bestimmt wird (Kapitel 2.1.3). Bei höheren Temperaturen können jedoch insbesondere die Dichte und Besetzungswahrscheinlichkeit von Zuständen vor und hinter der Barriere einen starken Einfluss auf die Tunnelstromdichte haben (vgl. Gl. 2.20). Für Dioden, welche auf diffusivem Ladungstransport beruhen, ist der Vorfaktor α im Exponenten antiproportional zur Temperatur T (Gl. 2.6). Eine verringerte Steigung der

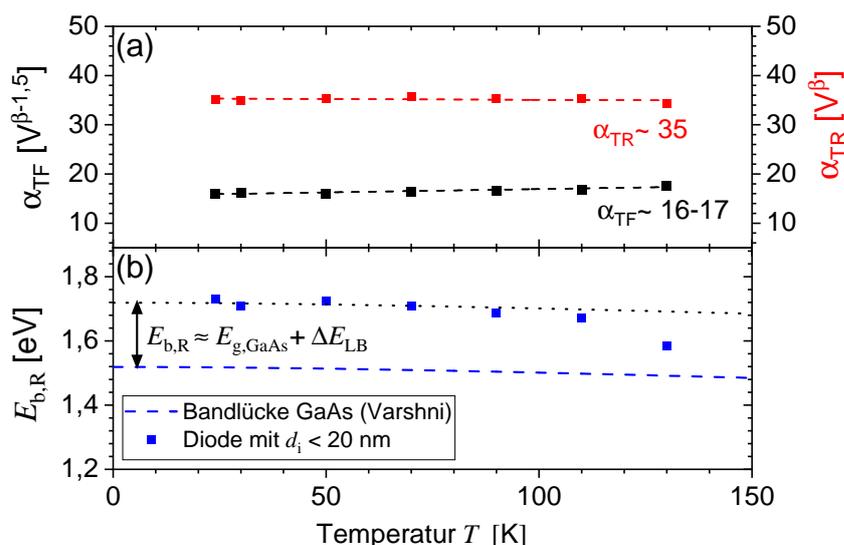


Abbildung 6.7: (a) Extrahierte Werte α_{TF} und α_{TR} sowie (b) die daraus abgeschätzte Tunnelbarrierenhöhe $E_{b,R}$ in Abhängigkeit der Messtemperatur T . $E_{b,R}$ entspricht der Summe aus der temperaturabhängigen Bandlücke von GaAs und der Leitungsbanddiskontinuität ΔE_{LB} am Heteroübergang zum InGaP (entnommen und angepasst von^[181]).

Kennlinie mit steigender Temperatur entspricht also den Erwartungen für eine *pn*-Diode. Eine Anpassung der Diodengleichung an die Messdaten bei höheren Temperaturen ergibt einen Idealfaktor von $\eta = 2,9 \pm 0,3$ und liegt damit, wie bereits in Kapitel 6.1.1 erläutert, außerhalb des im SRH-Modell beschriebenen Bereichs von $1 \leq \eta \leq 2$. Vermutet wird daher bei höheren Temperaturen eine Überlagerung von thermisch induziertem, diffusivem Transport und Tunnelprozessen, wodurch eine Beschreibung durch die vereinfachten Modelle nicht hinreichend ist.

Da α_{TR} die spannungsunabhängige Tunnelbarrierenhöhe $E_{b,R}$ beinhaltet, kann aus dem Quotient von α_{TR} und α_{TF} die Barrierenhöhe und damit die Leitungsbanddiskontinuität ΔE_{LB} abgeschätzt werden.^[71,181]

$$q \cdot \left(\frac{\alpha_{TR} \cdot \gamma_R}{\alpha_{TF} \cdot \gamma_F} \right)^{\frac{2}{3}} \approx E_{b,R} = E_g + \Delta E_{LB} \quad (\text{Gl. 6.13})$$

Die untere Grafik in Abbildung 6.7 zeigt die berechneten Werte für die Tunnelbarriere $E_{b,R}$ über den gesamten Temperaturbereich. Zusätzlich ist die temperaturabhängige Bandlückenenergie E_g von GaAs, welche der Varshni-Gleichung folgt, als gestrichelte Kurve aufgetragen.^[199] Die Verschiebung der Datenpunkte von der Bandlückenenergie E_g entspricht nach Gl. 6.13 der Leitungsbanddiskontinuität ΔE_{LB} , welche im vorliegenden Fall für $T \leq 110$ K im Bereich um 0,2 eV liegt (verdeutlicht durch die gepunktete Kurve). Für $T > 50$ K ist eine leichte Verringerung von ΔE_{LB} zu beobachten, welche für $T = 130$ K auf bis zu 0,1 eV abfällt. Ghezzi *et al.* veröffentlichten eine umfangreiche Auflistung ex-

perimentell bestimmter Leitungsbanddiskontinuitäten für InGaP aus verschiedenen Publikationen, welche, abhängig vom Ga/In-Verhältnis sowie der gewählten Messmethode, zwischen 30 meV und 220 meV liegen.^[55] Die hier berechneten Werte für ΔE_{LB} bei tiefen Temperaturen liegen also im Bereich von aus der Literatur bekannten Werten. Weiterhin weisen die positiven $E_{\text{b,R}}$ -Werte gegenüber E_{g} auf das Vorhandensein eines Typ-I-Heteroübergangs hin.

6.1.3 Serienwiderstand einer asymmetrischen, koaxialen Nanodraht-Diode

Der Serienwiderstand einer Diode darf für die Analyse der I - U -Charakteristik nicht vernachlässigt werden, da dieser insbesondere bei hohen Strömen einen signifikanten Spannungsabfall verursacht. Die direkt am pn -Übergang abfallende Spannung U_{pn} wird dann im Verhältnis zur Gesamtspannung reduziert und der Stromfluss durch die Diode folgt nicht mehr dem idealen Verlauf nach Shockley bzw. SRH (Gl. 2.6). Für die Analyse werden Dioden mit einer i -InGaP-Zwischenhülle von ca. 60 nm herangezogen. Diese weisen im Vergleich zu Dioden mit dünnerem i -InGaP verringerte Sperrströme und Sättigungssperrstromdichten J_0 auf und der Idealitätsfaktor liegt im Bereich $\eta < 2$ (6.1).

Für die Bestimmung des Serienwiderstands stehen verschiedene Auswertemethoden zur Verfügung.^[200] Eine erste Abschätzung des Serienwiderstands erfolgt üblicherweise durch Anlegen einer Tangente an die Messdaten bei Spannungen $U > 2,5$ V, welche in Abbildung 6.8 (a) für eine koaxiale n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs Nanodraht-Diode gezeigt ist. Bei diesen erhöhten Spannungen wird zunächst angenommen, dass ein Großteil der angelegten Spannung bereits über dem Serienwiderstand abfällt und der weitere Kennlinienverlauf mit steigender Spannung linear statt exponentiell ansteigt. Mithilfe der Steigung der Tangente

$$R_{\text{s}} = \frac{\Delta U}{\Delta I} \quad (\text{Gl. 6.14})$$

wird ein Serienwiderstand von $R_{\text{s}} = (1,778 \pm 0,008) \text{ M}\Omega$ extrahiert.^[71] Bei dieser Bestimmung wird jedoch vorausgesetzt, dass der Serienwiderstand, wie üblich in planaren Dioden, spannungsunabhängig und damit konstant ist.^[71]

Eine genauere Analyse unter Annahme eines Dioden-ähnlichen Verhaltens kann die Anpassung der Diodengleichung

$$I_{\text{D}} = I_0 \cdot \exp[\alpha(U - R_{\text{s}}I)] \quad (\text{Gl. 6.15})$$

unter Berücksichtigung des Serienwiderstands R_{s} liefern. Diese ist zusätzlich in 6.8 (b) dargestellt, wobei der Anpassungsbereich auf $0,5 \leq U \leq 0,95$ V begrenzt wurde, da eine Anpassung über den gesamten Spannungsbereich bis $U = 3$ V nicht zu einer hinreichenden Übereinstimmung des Modells mit den Messdaten führte. Die Diodenanpassung im

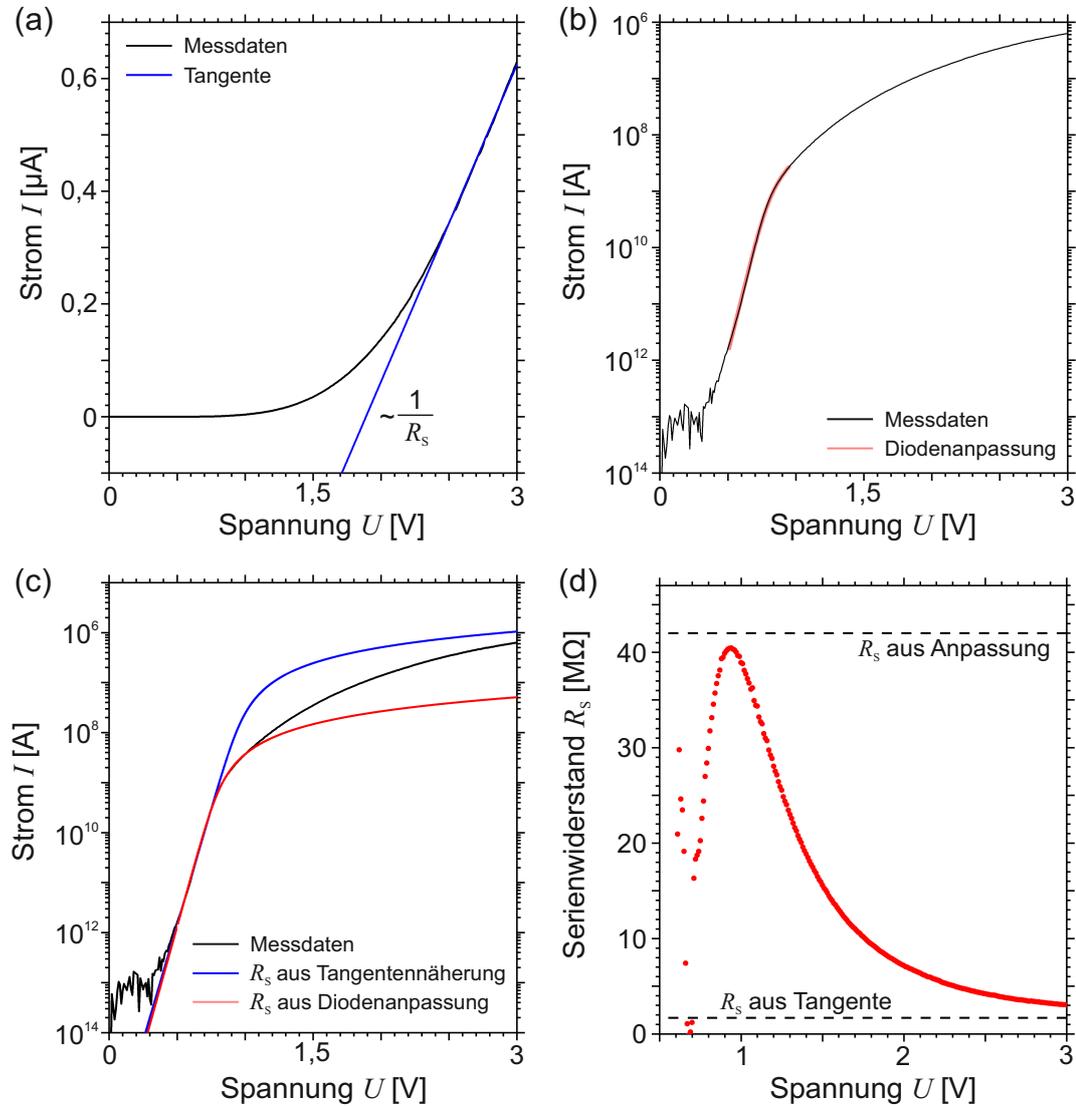


Abbildung 6.8: Bestimmung des Serienwiderstands einer koaxialen pin-Diode. Extraktion mittels (a) Tangentennäherung im hohen Spannungsbereich sowie (b) durch Anpassung der Diodengleichung bei niedrigen Spannungen. (c) Mittels Diodengleichung modellierte Kennlinien unter Verwendung der extrahierten Serienwiderstände aus (a) und (b) im Vergleich zu den Messdaten in linearer und halblogarithmischer Darstellung. (d) Extrahierte Werte für $R_s(U)$, bestimmt aus dem Vergleich zu einer ideal verlaufenden Diode ohne Spannungsabfall am Serienwiderstand (entnommen und angepasst von F. Heyer^[71])

niedrigen Spannungsbereich ergibt einen im Vergleich zur Tangentenanpassung um den Faktor 23 größeren Serienwiderstand $R_s = (42 \pm 1) \text{ M}\Omega$.^[71]

Diese Diskrepanz kommt daher, dass für beide Modelle zur Extraktion von R_s ein konstanter, spannungsunabhängiger Serienwiderstand vorausgesetzt wird. Die Kennlinienverläufe nach Gl. 6.15 sind für die zwei unterschiedlich extrahierten, als konstant angenommenen Serienwiderstände in Abbildung 6.8 (c) aufgetragen. Für beide Modellierungen wurden dieselben Werte für I_0 und α angesetzt, welche zuvor aus dem gemessenen, exponentiellen Kennlinienteil extrahiert wurden. Zum Vergleich ist auch die gemessene Kennlinie aufgetragen. Beide modellierten Kennlinien zeigen im exponentiell verlaufenden Kennlinienbereich ($0,5 \leq U \leq 0,8 \text{ V}$) mit den Messdaten eine gute Übereinstimmung, da hier der Serienwiderstand das Diodenverhalten noch nicht dominiert. Während die rote Kennlinie mit dem im niedrigen Spannungsbereich mittels Diodengleichung extrahierten Serienwiderstand zunächst eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten bis $U = 1 \text{ V}$ zeigt, weicht sie für steigende Spannungen zunehmend ab. Die blaue Kennlinie, modelliert mit dem Serienwiderstand aus der Tangentennäherung, steigt in diesem niedrigen Spannungsbereich zunächst weiter exponentiell an und weicht damit stark von den Messdaten ab. Zu höheren Spannungen hin ($1,5 \leq U \leq 3 \text{ V}$) nähert sich diese jedoch zunehmend den Messdaten an. Es scheint, als stellten die beiden modellierten Kennlinienverläufe jeweils eine untere und eine obere Serienwiderstandsgrenze der Diode dar.^[71]

Wird die ideale Diodengleichung (Gl. 2.6) an den exponentiell verlaufenden Bereich der I - U -Kennlinie der Diode angepasst, kann der Spannungsabfall über dem Serienwiderstand durch die Spannungsverschiebung ΔU_{R_s} der gemessenen Kennlinie von der idealen Diode bei gleichem Stromwert extrahiert werden. Aus dem Spannungsabfall ΔU_{R_s} wird dann mithilfe des Gesamtstroms I der Serienwiderstand in Abhängigkeit der anliegenden Gesamtspannung U bestimmt. Die dazugehörigen Datenpunkte sind in Abbildung 6.8 (d) aufgetragen und zeigen eine deutliche Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Im exponentiell ansteigenden Bereich der Kennlinie um $U \approx 0,7 \text{ V}$ ist die Abweichung zwischen idealer und gemessener Kennlinie ΔU_{R_s} nur sehr gering und der Serienwiderstand vernachlässigbar. Eine genaue Bestimmung von R_s ist in diesem Bereich der Kennlinie nicht möglich. Mit zunehmender Spannung nehmen sowohl der gemessene Stromfluss $I(U)$ als auch ΔU_{R_s} zu und der berechnete Serienwiderstand nähert sich einem oberen Grenzwert, welcher dem extrahierten Wert durch die Diodenanpassung entspricht (vgl. Abbildung 6.8 (b)). Bei einem weiteren Spannungsanstieg sinkt der Serienwiderstand zunächst stark ab und nähert sich dann asymptotisch dem aus der Tangentennäherung abgeschätzten Wert für R_s , welcher eine untere Grenze darstellt.

Dies ist in dem asymmetrischen, koaxialen Aufbau der Nanodraht-Diode begründet. Es findet sowohl ein Stromfluss in radialer Richtung durch den pn -Übergang statt, als auch

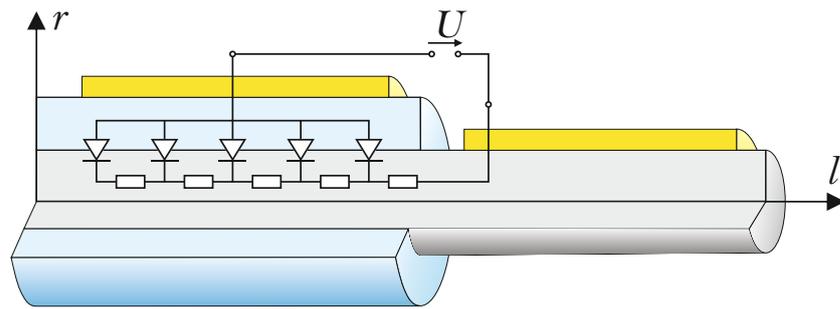


Abbildung 6.9: Schematische Darstellung einer koaxialen pn-Diode mithilfe eines Multidiodenmodells. Stromfluss findet sowohl in radialer als auch in axialer Richtung statt und führt zu einem verteilten System.

ein axialer Stromfluss hin zum n -Kontakt. Es liegt also ein verteiltes System vor, welches durch das in Abbildung 6.9 schematisch gezeigte Multidiodenmodell mit einem ortsabhängigen Spannungsabfall über dem pn -Übergang $U_{pn} = f(I, l)$ anschaulich beschrieben werden kann. Bei kleinen angelegten Spannungen ist der erzeugte Spannungsunterschied im n -GaAs-Kern aufgrund der geringen Ströme nur gering. Mit größer werdender Spannung und damit auch mit größer werdendem Stromfluss steigt der Spannungsabfall entlang des n -Kerns. Hierdurch ändert sich auch die lokal am pn -Übergang abfallende Spannung U_{pn} entlang des Drahtes. Aufgrund des verteilten Systems verhält sich der Gesamtserienwiderstand wie ein spannungsabhängiger Serienwiderstand $R_s = f(U)$.

Zur Visualisierung dieses Effekts wird die Stromverteilung innerhalb einer koaxialen n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs-Diode mithilfe von Silvaco ATLAS simuliert. Bei verschiedenen angelegten Spannungen treten dabei deutliche Unterschiede in der Stromverteilung auf. Abbildung 6.10 stellt die simulierten Stromlinien durch den koaxialen pn -Übergang dar, einmal für (a) $U = 0,75$ V und (b) $U = 3$ V. Wie erwartet, fließt bei kleinen Spannungen der Strom zunächst aus dem p -Kontakt in radialer Richtung durch den pin -Übergang und anschließend in axialer Richtung durch den n -GaAs-Kern zum n -Kontakt. In der p -Hülle findet kein Stromtransport in axialer Richtung statt, da hier der Widerstand aufgrund einer 16-fach geringeren Ladungsträgermobilität sowie einer geringeren Querschnittsfläche, deutlich dem Serienwiderstand im Nanodraht-Kern überwiegt.^[127,128] Mit zunehmendem Stromfluss durch eine Erhöhung der angelegten Spannung steigt der Spannungsabfall am Serienwiderstand des Kerns und ein Potentialgradient bildet sich entlang des Kerns aus. Dieser Gradient bewirkt eine Verkipfung der Energiebänder entlang der axialen Richtung und ein Teil des Stroms fließt nun in axialer Richtung über die p -GaAs-Hülle, bevor der pin -Übergang überwunden wird. Es kommt also zu einer Parallelschaltung aus den Serienwiderständen von p -Hülle und n -Kern, wodurch der Gesamtserienwiderstand sinkt und der

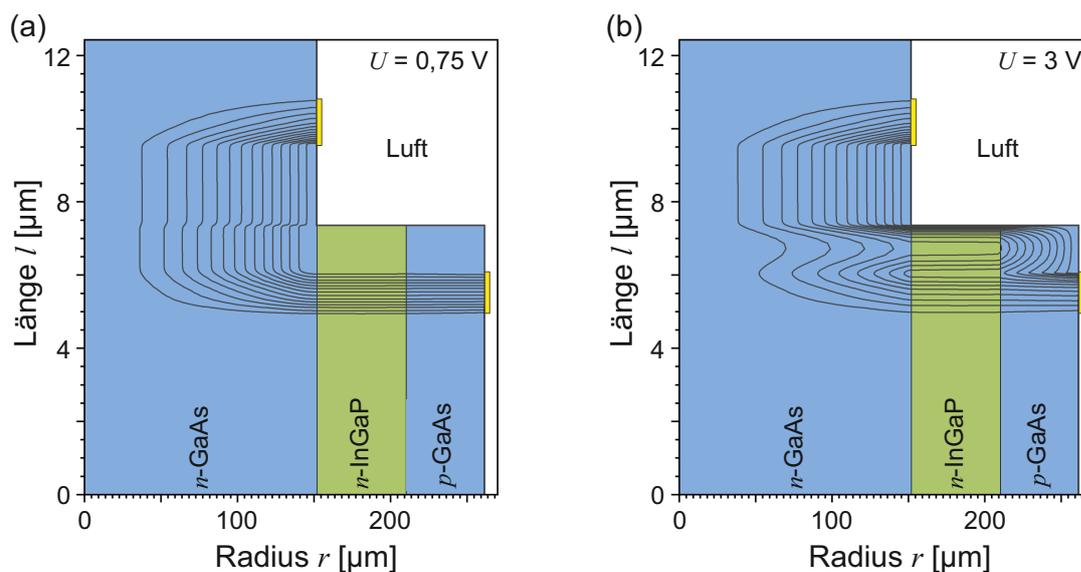


Abbildung 6.10: Physikalisch simulierte Stromlinienverteilung durch eine koaxiale n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs-Diode mit (a) $U = 0,75 \text{ V}$ und (b) $U = 3 \text{ V}$ angelegter Spannung (entnommen und angepasst von^[71]).

Stromfluss zunehmend diagonal durch das Bauelement verläuft. Die Spannungsabhängigkeit liegt also in dem asymmetrischen, koaxialen Aufbau und den damit einhergehenden Widerstandsverhältnissen begründet.

Um den Einfluss des Serienwiderstands genauer zu ergründen, kann die untersuchte Diode als Solarzelle im Bereich der Leerlaufspannung U_L betrieben werden, wodurch der Einfluss der axialen Stromkomponente wegfällt. Ein Vergleich mit den zuvor gemessenen I - U -Daten ermöglicht dann eine Einschätzung des verteilten Systems aufgrund des asymmetrischen, koaxialen Aufbaus. Für die Analyse wird der in Kapitel 3.2 vorgestellte, mikrooptische Messplatz verwendet. Eine Beleuchtung der Diode im Leerlauf ermöglicht das Messen des Spannungsabfalls U_{pin} am internen pin -Übergang, da ohne Nettostromfluss kein Spannungsabfall am Serienwiderstand stattfindet und dieser damit vernachlässigt werden kann.^[201] Somit sollte die über den koaxialen Bereich abfallende Spannung konstant sein. Abbildung 6.11 verdeutlicht das Messprinzip. Unter Beleuchtung des im Leerlauf befindlichen pin -Übergangs mittels eines Lasers ($\lambda = 532 \text{ nm}$) wird ein Photostrom I_{ph} erzeugt, welcher auf der Generation und anschließenden Trennung von Elektron-Loch-Paaren im internen elektrischen Feld des pin -Übergangs basiert. Die Größe des erzeugten Photostroms ist dabei proportional zur eingestrahelten Strahlungsleistung P_L ^[62,71]

$$I_{\text{ph}} = c_3 \cdot P_L \quad (\text{Gl. 6.16})$$

mit der Konstante c_3 , welche das Absorptionsvermögen des Halbleitermaterials über der Leistung, die Probengeometrie sowie die Messbedingungen berücksichtigt. Die durch die

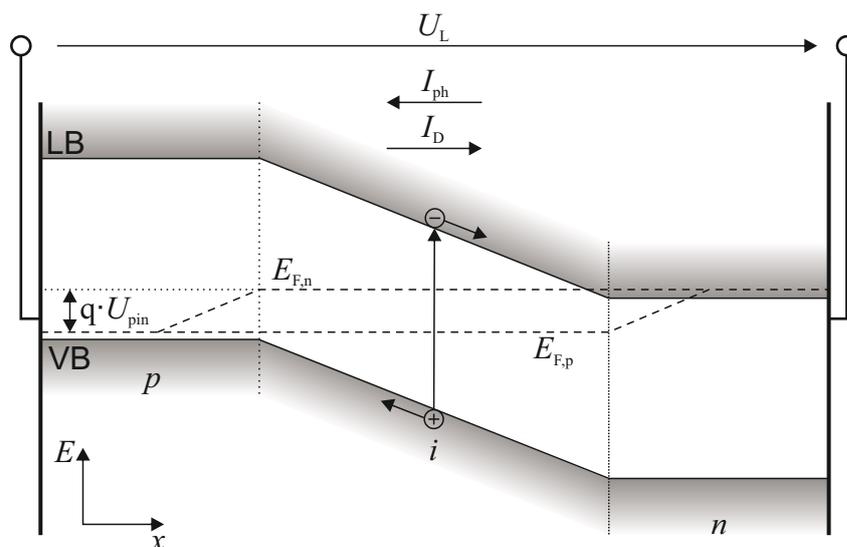


Abbildung 6.11: Messprinzip der Leerlaufspannung eines pin-Übergangs unter Beleuchtung. Im internen elektrischen Feld des pin-Übergangs werden die durch die Beleuchtung generierten Ladungsträger getrennt und die resultierende Aufladung als Leerlaufspannung abgreifbar (entnommen und angepasst von^[71]).

Ladungstrennung erzeugte Aufladung der p - und n -Gebiete verursacht eine Verschiebung der Quasi-Fermi-Level von Elektronen und Löchern, welche als Leerlaufspannung U_L zwischen den Kontakten abgegriffen werden kann. Im stationären Fall kompensiert ein gleichzeitig durch die Leerlaufspannung induzierter Ausgleichsstrom I_D den Photostrom I_{ph} , sodass der Nettostrom durch die Struktur null ist.^[62]

$$0 = I_0 \cdot \exp(\alpha U_L) - I_{ph} \quad (\text{Gl. 6.17})$$

Aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen auftreffender Strahlungsleistung P_L und dem Photostrom I_{ph} (Gl. 6.16) gilt der Zusammenhang^[201]

$$\alpha = \frac{d \ln(P_L)}{dU_L}. \quad (\text{Gl. 6.18})$$

Die Messung der Leerlaufspannung in Abhängigkeit der eingestrahlenen Strahlungsleistung ermöglicht also die Bestimmung des Verlaufs des exponentiellen Vorfaktors α auch bei höheren Spannungen im Vergleich zur elektrischen Charakterisierung.

Die gemessene Leerlaufspannung in Abhängigkeit der eingestrahlenen Leistung P_L ist in Abbildung 6.12 aufgetragen. Die Messdaten weisen in der halblogarithmischen Darstellung einen linearen Verlauf mit der Spannung U_L auf, was einem konstanten α entspricht. Vergleichend ist zusätzlich der Verlauf der I - U -Kennlinie der Diode im Diagramm aufgetragen, welche durch den Einfluss des Serienwiderstands eine ausgeprägte Krümmung aufweist. Ist α konstant, kommt als Grund für die Diskrepanz der Kennlinienanpassung an die

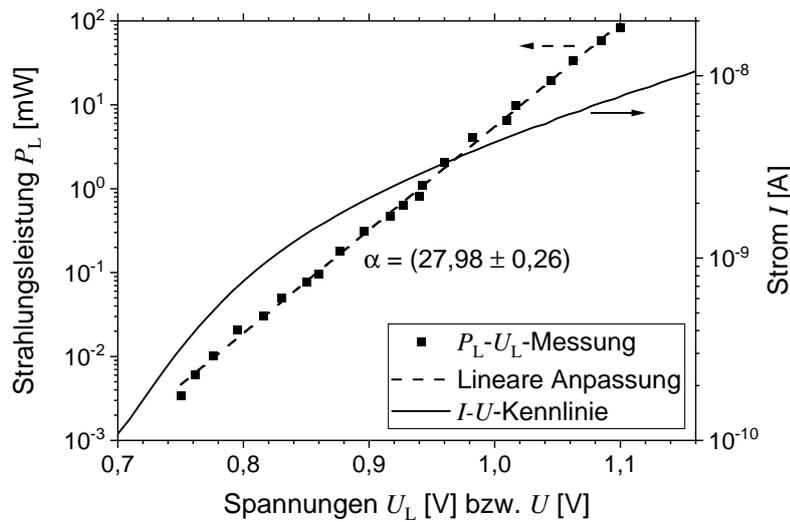


Abbildung 6.12: Leerlaufspannung U_L einer pn -Diode in Abhängigkeit der einfallenden Strahlungsleistung P_L (linke y-Achse). Zum Vergleich ist die gemessene I - U -Kennlinie zusätzlich aufgetragen (rechte y-Achse) (entnommen und angepasst von^[71]).

I - U -Kennlinie bei Berücksichtigung des Serienwiderstands tatsächlich nur ein spannungsabhängiger Serienwiderstand bzw. das Multiodensystem aufgrund des axialen Stromflusses durch den Kern in Betracht.

6.2 Koaxiale p -GaAs/ n -InGaP Hülle-Hülle-Dioden

Die Bestätigung einer effektiven n -Dotierung von InGaP-Nanodraht-Hüllen sowie die Demonstration ohmscher Kontakte auf selbigen (vgl. Kapitel 5.2.2 und 5.3) ermöglichen die Nutzung von n -InGaP-Hüllen als Elektronenspender mit großer Bandlücke in pn -basierten Nanodraht-Bauelementen. Die große Valenzbanddiskontinuität ermöglicht hierbei einen selektiven Minoritäten-Transport, da die Löcher aus dem p -GaAs das InGaP nicht erreichen können. Dies kann einen entscheidenden Einfluss auf die im pn -Übergang auftretenden Stromtransportmechanismen haben. Aus diesem Grund werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit zusätzlich zu den koaxialen n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs Kern-Multihüllen-Dioden auch p -GaAs/ n -InGaP Hülle-Hülle- pn -Heteroübergänge hinsichtlich auftretender Stromtransportmechanismen untersucht. Aufgrund der Dotierstoffkonzentrationen von $> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sowohl im p -GaAs als auch im n -InGaP sind auch in den Hülle-Hülle-Strukturen Tunnelströme wahrscheinlich.

In hochdotierten, planaren pn -Übergängen wurde ein Zusammenhang zwischen Dotierung und auftretenden Tunnelströmen in Fluss- sowie in Sperrrichtung bereits berichtet.^[50,58] Die Sperrrichtung wird dabei durch nicht-strahlende Band-Band-Übergänge bestimmt, welche auch störstellenunterstützt sein können. In Flussrichtung von BE-Dioden

hochdotierter Si-Bipolartransistoren wiesen Del Alamo *et al.* dotierstoffkonzentrationsabhängige, parallele Leckströme nach, welche mit abnehmender Dotierhöhe verringert werden konnten. Die Reduktion wurde auf eine verringerte Ausdehnung der RLZ zurückgeführt (vgl. Kapitel 2.1.3).^[50] Das Auftreten dieser Tunnelströme in Fluss- und Sperrrichtung hängt mit dem elektrischen Feld innerhalb der RLZ zusammen, welches durch die Dotierhöhe der *p*- und *n*-Gebiete sowie allgemein durch die Ausdehnung der RLZ beeinflusst werden kann.

Auch anhand der Idealitätsfaktoren können Rückschlüsse auf Tunnelmechanismen gezogen werden. Hohe Idealitätsfaktoren $\eta > 2$ wurden bereits mit Defekt-unterstützten Tunnelprozessen in Zusammenhang gebracht.^[198] Beispielsweise wurden in InGaN/AlGaN-basierten Schicht-LED Idealitätsfaktoren von $\eta = 6,8$ auf Tunnelprozesse zurückgeführt.^[59] Finden diese Tunnelprozesse über Störstellen oder Defekte statt, können diese in koaxialen, ternären Nanodraht-Hüllen besonders begünstigt sein, da in ternären Nanodraht-Hüllen Inhomogenitäten in der Komposition und Kristalldefekte, z.B. nahe der Facettenkanten, zahlreich auftreten können.^[160,191,198]

Zur Verdeutlichung der parallel ablaufenden Strommechanismen stellt Abbildung 6.13 das physikalisch simulierte Banddiagramm eines koaxialen *p*-GaAs/*i*-InGaP/*n*-InGaP-Heteroübergangs dar, welcher unterhalb der Diffusionsspannung U_D in Flussrichtung gepolt ist. Die *y*-Achse beschreibt dabei die Energieachse und die *x*-Achse entspricht der radialen Position im Draht. Mithilfe der Kontakte auf *n*-InGaP und *p*-GaAs werden jeweils die Elektronenstromdichte J_E und die Löcherstromdichte J_L in den *pn*-Übergang injiziert. Aufgrund der großen Valenzbanddiskontinuität ΔE_{VB} sowie der zusätzlichen Potentialbarriere aufgrund des bei $U < U_D$ noch nicht erreichten Flachbandfalls wird ein Großteil des Löcherstroms am Heteroübergang blockiert, sodass nur eine geringe Anzahl Löcher das *n*-Material erreichen kann. Der Stromtransport durch den *pn*-Übergang wird also vornehmlich durch den Elektronenstrom getragen, da die Leitungsbanddiskontinuität gering ausfällt.^[55] In einem idealen *pn*-Übergang passieren die Elektronen den *pn*-Übergang durch das Leitungsband als thermisch aktivierter Diffusionsstrom I_D bzw. J_D . In defektbehafteten *pn*-Übergängen hingegen können auch Elektronen aus dem Leitungsband in Defektzustände der Energie E_t innerhalb der Bandlücke tunneln und von dort aus mit Löchern im Valenzband strahlend oder nicht-strahlend rekombinieren.^[58,90,95] Im Fall $U < U_D$ kann dieser parallele Tunnelstrom J_T den Elektronenstrom J_E dominieren, sodass hohe Stromdichten und Idealitätsfaktoren auftreten, die mit dem SRH-Modell nicht zu vereinen sind.^[50]

Vor dem Hinblick einer effektiven Tunnelunterdrückung durch eine intrinsische Zwischenhülle im Kern-Hülle-Nanodraht *pn*-Übergang (vgl. Kapitel 6.1.2) werden bei den Hülle-Hülle-Heteroübergängen folgende Einflüsse auf das Leckstromverhalten untersucht:

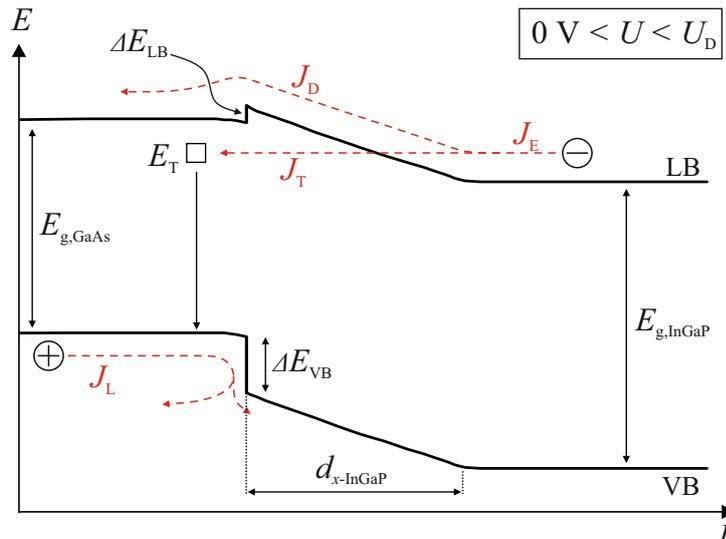


Abbildung 6.13: Banddiagramm eines in Flussrichtung gepolten p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP-Heteroübergangs mit $0\text{ V} < U < U_D$. Die Verläufe der injizierten Elektronen- und Löcherstromdichten J_E und J_L sind zusätzlich als rote, gestrichelte Pfeile markiert. J_E besteht aus einem diffusiven (J_D) und einem in das Störstellenniveau E_T tunnelnden Anteil (J_T).

Zum einen wird über die Höhe der Dotierstoffkonzentration am Hetero- pn -Übergang die Ausdehnung der RLZ beeinflusst. Zum anderen wird über das Einbringen einer zusätzlichen intrinsischen Hülle in den pn -Übergang die Ausdehnung der Tunnelbarriere vergrößert. Beide Faktoren führen zu einer Verringerung des elektrischen Feldes innerhalb des Heteroübergangs und damit zu kleineren Tunnelwahrscheinlichkeiten. Die Verringerung von Tunnelströmen wird dabei anhand verschiedener Faktoren, wie Sättigungssperrstromdichte, Idealitätsfaktoren sowie Elektrolumineszenzverhalten analysiert. Zusätzlich werden physikalische Simulationen unter Einbindung von störstellenunterstützten Tunnelmodellen herangezogen. Im Folgenden wird zunächst der Aufbau der verwendeten Nanodraht-Strukturen vorgestellt und anschließend die elektronische und optoelektronische Charakterisierung diskutiert.

Für die Analyse werden n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs/ n_δ -InGaP/ n -InGaP Kern-Multihüllen-Nanodrähte herangezogen, deren prinzipieller epitaktischer Herstellungsprozess bereits in Kapitel 4.3 vorgestellt wurde. Der innere Teil der Struktur besteht dabei aus dem n -GaAs-Kern mit ca. 200 nm Durchmesser und $N_D = 10^{18}\text{ cm}^{-3}$, der i -InGaP-Zwischenhülle mit 50 nm Dicke sowie einer 50 nm dicken p -GaAs-Hülle mit $N_A \approx 2,5 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$. Für die i -InGaP-Zwischenhülle wird eine n -Hintergrunddotierung $\leq 5 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ angenommen, welche für nominell undotierte, mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie gewachsene InGaP-Schichten berichtet wurde.^[192] Der Fokus der Analyse liegt hier jedoch auf dem

Tabelle 6.1: Tabellarische Auflistung der untersuchten Proben hinsichtlich des DitBuSi-Flusses, der Wachstumszeit sowie der Dicke der n_δ -InGaP-Zwischenhülle und der n -InGaP-Außenhülle.

Probe	Zwischenhülle			Außenhülle	
	DitBuSi-Fluss [%]	t_g [min]	Dicke [nm]	t_g [min]	Dicke [nm]
1	100	3	15	14	165
2	50	3	15	14	165
3	10	3	15	14	165
4	0	3	15	14	165
5	0	6	30	11	130
6	0	9	45	8	95

äußeren p -GaAs/ n_δ -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Übergang. Als n_δ -InGaP Hülle wird dabei eine Zwischenhülle bezeichnet, deren n -Dotierstoffkonzentration variiert wird, um den Einfluss der Ladungsträgerkonzentration am pn -Übergang auf die Stromdichte bei angelegter Spannung zu ermitteln. Der Index δ wird dabei zur Nummerierung der variierten Dotierstoffkonzentrationen genutzt. Die Variation der Dotierstoffkonzentration erfolgt dabei über den DitBuSi-Präkursorfluss und wird genauer in Anhang B.6 erläutert.

Zusätzlich zur Untersuchung hinsichtlich des DitBuSi-Flusses während der Epitaxie der n_δ -InGaP-Zwischenschicht wird eine Variation der Zwischenhüllendicke untersucht. Da für die Probe mit der geringsten Ladungsträgerkonzentration n_δ in der Zwischenhülle die geringsten Leckströme erwartet werden,^[58] erfolgt die Variation der Hüllendicke an nominell undotierten n_δ -InGaP-Hüllen ($\hat{=}$ i -InGaP). Untersucht werden Proben mit Zwischenhüllendicken von 15 nm, 30 nm und 45 nm, da auch für die n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs Kern-Hülle-Dioden in Kapitel 6.1 ab einer Zwischenhüllendicke von > 50 nm signifikant geringere Leckströme beobachtet wurden. Tabelle 6.1 listet die verwendeten DitBuSi-Flüsse, die Wachstumszeiten sowie die Dicken der Zwischenhüllen sowie der Außenhüllen für die untersuchten Proben. Dabei werden die Proben 1 bis 4 für die Analyse der Dotierstoffkonzentrationsvariation verwendet und die Proben 4 bis 6 für die Untersuchung des Einflusses der Zwischenhüllenvariation. Für alle Proben gilt, dass die äußeren InGaP-Hüllen (n_δ -InGaP und n -InGaP) über eine Gesamtzeit von 17 min epitaxiert werden.

6.2.1 Diodenkennlinien

Um den Einfluss der Dotierung und Ausdehnung der n_δ -InGaP-Zwischenhülle zu untersuchen, werden I - U - bzw. J - U -Kennlinien aufgenommen. Letztere werden aus ersteren abgeleitet durch Normierung auf die jeweilige BE- pn -Übergangsfläche, um eine Vergleichbarkeit zwischen unterschiedlichen Drähten verschiedener Proben herzustellen. Bei allen

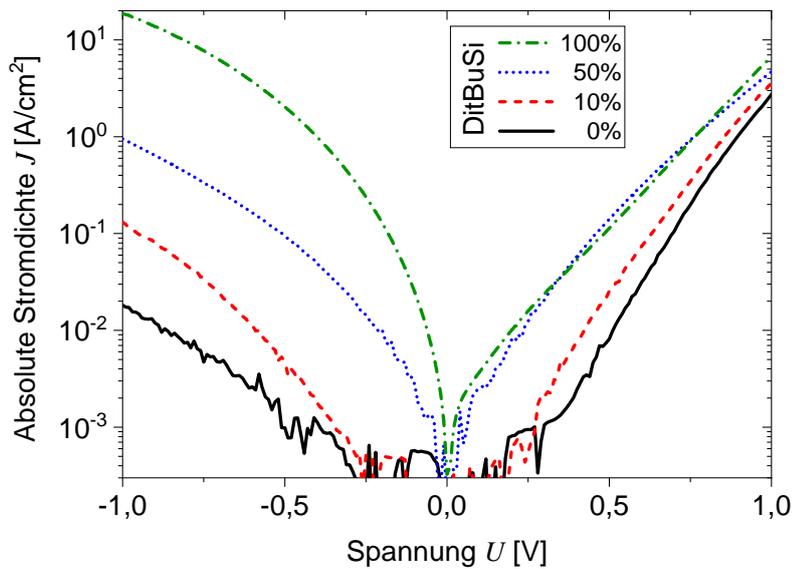


Abbildung 6.14: DC-Charakterisierung von p -GaAs/ n_δ -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Dioden mit variierenden n_δ -InGaP-Dotierungen. Absolute Stromdichte (normiert auf die gesamte Fläche des BE-Übergangs) in Abhängigkeit der angelegten Spannung für drei exemplarisch gemessene Dioden (entnommen und angepasst aus^[189]).

gemessenen Nanodrahtdioden liegt das positive Potential immer am p -GaAs an und das n -InGaP liegt auf Masse, sodass bei positiv angelegten Spannungen die Flussrichtung der Diode dargestellt wird und bei negativen die Sperrichtung.

Dotierstoffkonzentrationsvariation der Zwischenhülle

Abbildung 6.14 zeigt exemplarisch für die hergestellten Proben 1 bis 4 jeweils eine J - U -Kennlinie (betragsmäßig) einer Nanodraht-Diode. Die Kennlinie der Probe ohne DitBuSi-Reduktion während des Wachstums der Zwischenhülle (Probe 1, 100 % DitBuSi-Fluss) weist dabei mit Abstand die größten Sperrströme auf und auch in Flussrichtung sind die Ströme vergleichsweise groß. Da die Stromdichte in Sperrichtung die in Flussrichtung überwiegt, ist das Gleichrichtungsverhältnis < 1 .^[189] Dieser Effekt wird auf die hohen Dotierstoffkonzentrationen der Materialien am pn -Übergang zurückgeführt, wie es zuvor bereits für planare GaAs-Dioden mit verschiedenen Dotierstoffkonzentrationen demonstriert und untersucht wurde.^[58] Bei Donatorkonzentrationen im Bereich $N_D > 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ wurden in diesen planaren Dioden die hohen Sperrstromdichten auf verstärkte Tunnelströme durch den pn -Übergang zurückgeführt, welche im größer auftretenden elektrischen Feld begründet sind.

Durch eine Verringerung des Dotierstoffflusses während der Epitaxie wird eine Reduktion der Ladungsträgerkonzentration in der n_δ -InGaP-Zwischenschicht erreicht, welche sich ebenfalls in den Messdaten widerspiegelt. Für die Proben mit lediglich 50 %, 10 % und

0 % des ursprünglichen DitBuSi-Flusses beim Wachstum der Zwischenhülle wird eine sukzessive Verringerung der Stromdichte bei negativ angelegter Spannung deutlich. Zwischen der Probe 1 mit stark dotierter Zwischenschicht mit $N_D \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und der Probe 4 mit nominell undotierter Zwischenschicht ist die Sperrstromdichte bei $U = -1 \text{ V}$ um ca. drei Größenordnungen auf $J \approx 0,02 \text{ A cm}^{-2}$ reduziert.^[189] Der Einfluss der Dotierung ist auch in Flussrichtung nicht zu vernachlässigen. Auch hier sinkt die Stromdichte in Flussrichtung mit reduzierter Ladungsträgerkonzentration im n_δ -InGaP und die Kennlinien folgen prinzipiell dem für eine Diode erwarteten Verlauf. Für Drähte der Probe 4 (0 % DitBuSi) werden Gleichrichtungsverhältnisse > 100 bei $|U| = 1 \text{ V}$ erreicht.^[189] Die Sättigungssperrstromdichten, welche ein Maß für die Diffusion von Minoritätsladungsträgern durch den pn -Übergang sind und Aufschluss über das Leckstromverhalten der Diode geben, wurden aus den dargestellten J - U -Kennlinien in Flussrichtung mittels Diodengleichung (Gl. 2.6) extrahiert. Sie sinken von $J_0 \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ A cm}^{-2}$ für den Draht der hochdotierten Probe 1 um zwei Größenordnungen auf $J_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ A cm}^{-2}$ für den Draht der nominell undotierten Probe 4.^[189] Diese Reduktion weist auf einen eindeutigen Zusammenhang zwischen dem Stromtransport durch den pn -Übergang und der Dotierung der n_δ -InGaP-Zwischenhülle hin.

Für einen aussagekräftigen Vergleich zwischen den vier Proben werden zusätzlich die Sättigungssperrstromdichten J_0 sowie die Idealitätsfaktoren η aller gemessenen Drähte herangezogen. Die Sättigungssperrstromdichten für Probe 1 liegen dabei im Mittel bei $7 \cdot 10^{-2} \text{ A cm}^{-2}$ und der Medianwert bei $2 \cdot 10^{-2} \text{ A cm}^{-2}$. Für Probe 4 sinken die Sperrstromdichten um ein bis zwei Größenordnungen auf im Mittel $1 \cdot 10^{-3} \text{ A cm}^{-2}$ mit dem Medianwert $5 \cdot 10^{-4} \text{ A cm}^{-2}$.^[189] Der bereits für die einzelnen Kennlinien vermutete Zusammenhang in Abbildung 6.14 wird hier also bestätigt: Durch das Wachsen einer undotierten Zwischenhülle können die Sättigungssperrstromdichten gegenüber dem hochdotierten Fall reduziert werden. Sie liegen jedoch immer noch deutlich über den aus GaAs/InGaP-basierten Schicht-Dioden bekannten Werten. In einem planaren Basis-Emitter-Übergang mit einer Emitterdotierung von $N_D = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ liegen die Sättigungssperrstromdichten im Bereich $J_0 \approx 10^{-18} \text{ A cm}^{-2}$.^[202] Aufgrund dieser extrem großen Diskrepanz und obwohl die in den Nanodraht-Hüllen vorliegenden Dotierstoffkonzentrationen unterhalb derer aus den Schicht-Dioden liegen, werden zusätzliche Ladungstransportmechanismen in Betracht gezogen. Letztere kommen in planaren Bauelementen aufgrund einer geringeren Defektdichte nicht in dem Maß vor.

Zusätzlich liegen die Idealitätsfaktoren aller Drähte im Bereich $\eta > 2$, also außerhalb des im SRH-Modell definierten Bereichs für Rekombinationsmechanismen in Dioden.^[8,41,42] Wie zuvor bei der Sperrstromdichte, zeigt sich jedoch auch hier ein Abwärtstrend der Mittel- und Medianwerte der Idealitätsfaktoren über alle vier Proben mit

abnehmender Dotierstoffkonzentration. Lagen der Mittel- und Medianwert für die Probe 1 mit 100 % DitBuSi-Fluss bei ca. 4,7, sinken sie für die Probe 4 mit undotierter Zwischenhülle auf die Werte 3,9 bzw. 3,8.^[189] Durch die Variation der Ladungsträgerkonzentration in der n_{δ} -InGaP-Zwischenhülle kann also ein eindeutiger Zusammenhang zum Leckstromverhalten gezeigt und die Reduktion auf eine Verringerung von parallel ablaufenden Tunnelprozessen zurückgeführt werden. Die Reduktion basiert auf einer Verringerung des elektrischen Feldes in der RLZ. Eine vollständige Unterdrückung dieser zum thermionischen Diffusionsstrom parallelen Mechanismen findet jedoch nicht statt, da immer noch $\eta > 2$ gilt.

Dickenvariation der Zwischenhülle

Für eine weitere Reduktion dieser Leckströme werden die Erkenntnisse zu den koaxialen n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs Kern-Hülle-Dioden hinzugezogen, bei welchen eine Tunnelleckstromreduktion durch eine Verbreiterung der nominell intrinsischen Tunnelbarriere erreicht wurde (vgl. Kapitel 6.1.2). Eine Verbreiterung der i -InGaP-Zwischenhülle auf bis zu 100 nm, welche elektronisch als Tunnelbarriere fungiert, ermöglichte hier ein Absenken der Sättigungssperrstromdichte auf $J_0 = 20 \text{ pA cm}^{-2}$.^[181]

Für die Dickenvariation der i -InGaP-Zwischenhülle im p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Übergang werden J - U -Kennlinien der Proben 4 bis 6 herangezogen, welche exemplarisch für drei gemessene Drähte der jeweiligen Proben in Abbildung 6.15 halblogarithmisch aufgetragen sind. Die gemessenen Ströme sind dabei auf die gesamte, zylindrische pn -Übergangsfläche normiert, um eine Vergleichbarkeit zwischen den verschiedenen Proben herzustellen. Die Kennlinie des Drahts der Probe 4 mit der dünnsten Tunnelbarriere von 15 nm weist dabei, wie erwartet, die höchsten Stromdichten sowohl bei positiv als auch bei negativ angelegter Spannung auf, bis der Serienwiderstand den Kennlinienverlauf oberhalb von $U = 1 \text{ V}$ dominiert. Anpassung der Diodengleichung an die Kennlinie ergibt einen Idealitätsfaktor von $\eta = 3,6$, was im Bereich der zuvor berichteten Idealitätsfaktoren für Drähte der Probe 4 liegt (vgl. Abbildung 6.14). Das Gleichrichtungsverhältnis liegt bei $\pm 1 \text{ V}$ im Bereich von 30.^[203] Für den hier vorliegenden Heteroübergang wird angenommen, dass die Leitungsbanddiskontinuität gering ist ($\Delta E_{\text{LB}} \leq 100 \text{ meV}$ ^[55]) und ein Einfluss auf den Stromtransport durch das Leitungsband wird in erster Näherung vernachlässigt.

Aufgrund der hohen Stromdichten zusammen mit einem hohen Idealitätsfaktor, welcher außerhalb des SRH-Modells liegt, wird davon ausgegangen, dass der Stromfluss durch die Diode der Probe 4 unterhalb der Diffusionsspannung vornehmlich durch Tunnelprozesse getragen wird. Die Tunnelstromdichte nach Gl. 2.19 bietet hier eine vereinfachte Beschreibung des auftretenden Tunnelstroms ohne eine detaillierte Betrachtung der ein-

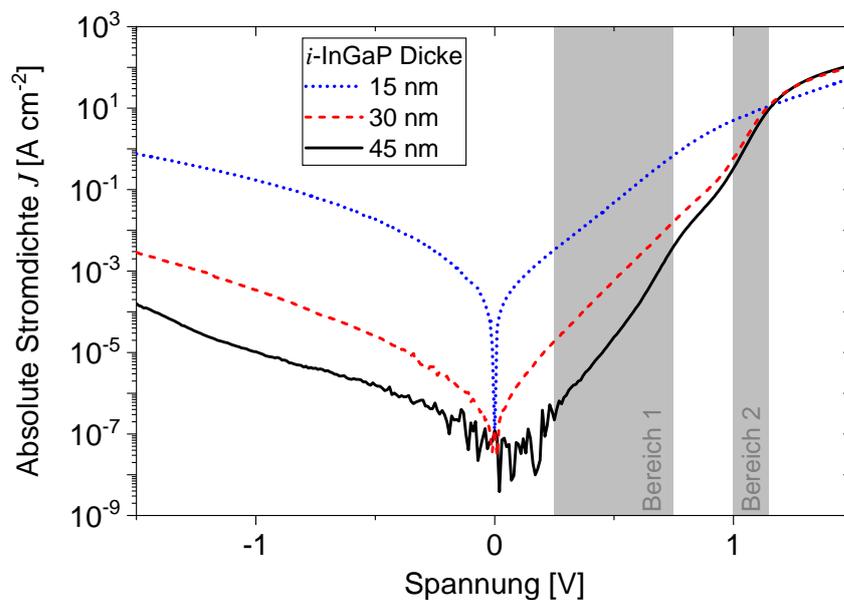


Abbildung 6.15: Absolute J - U -Kennlinien (normiert auf die gesamte Fläche des BE-Übergangs) von p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Dioden mit unterschiedlicher i -InGaP-Hüllendicke (entnommen und angepasst aus^[203]).

zelen Tunnelmechanismen. Auf diese Weise können die Tunnelstromdichte J_T sowie die dazu parallele Diffusionsstromdichte J_D durch den pn -Übergang als getrennte Teilströme betrachtet werden, wie es auch zuvor in Abbildung 6.13 illustriert wurde. Unter der Annahme, dass für Probe 4 bei geringen Spannung die Tunnelströme überwiegen, ergibt ein Anpassen von Gl. 2.19 an die Kennlinie eine Tunnelsättigungsstromdichte von $J_{0,T} = 2,2 \cdot 10^{-4} \text{ A cm}^{-2}$ im Bereich 1 von $0,25 \text{ V} < U < 0,75 \text{ V}$ und eine charakteristische Tunnelspannung von $U_T = 90 \text{ mV}$.^[203]

Dioden der Proben 5 und 6 mit jeweils 30 nm und 45 nm Zwischenhülle weisen im Vergleich sowohl in Fluss- als auch in Sperrichtung signifikant geringere Stromdichten auf, welche bis zu vier Größenordnungen unterhalb der gemessenen Stromdichte in Probe 4 liegen können. Bei $U = -1 \text{ V}$ sinkt die Stromdichte beispielsweise auf $\approx 1 \cdot 10^{-5} \text{ A cm}^{-2}$ für Probe 6. Das Gleichrichtungsverhältnis bei $\pm 1 \text{ V}$ wird hierdurch von ursprünglich 30 (Probe 4) auf bis zu $3,2 \cdot 10^4$ (Probe 6) erhöht.^[203] In Flussrichtung für Spannungen $U < 1 \text{ V}$ weisen die Kennlinien der Proben 5 und 6 einen steileren Anstieg bei gleichzeitig geringeren Strömen im Vergleich zu Probe 4 auf, was sowohl auf eine gesunkene Tunnelsättigungsstromdichte $J_{0,T}$ als auch auf eine verringerte Tunnelspannung U_T hinweist. Eine Anpassung von Gl. 2.19 im Spannungsbereich $0,25 \text{ V} \leq U \leq 0,75 \text{ V}$ (grau unterlegter Bereich 1) an die Kennlinie mit 45 nm Zwischenhülle ergibt die Tunnelsättigungsstromdichte $J_{0,T} = 5,1 \cdot 10^{-9} \text{ A cm}^{-2}$ mit der Tunnelspannung $U_T = 58 \text{ mV}$.^[203] Mit zunehmender

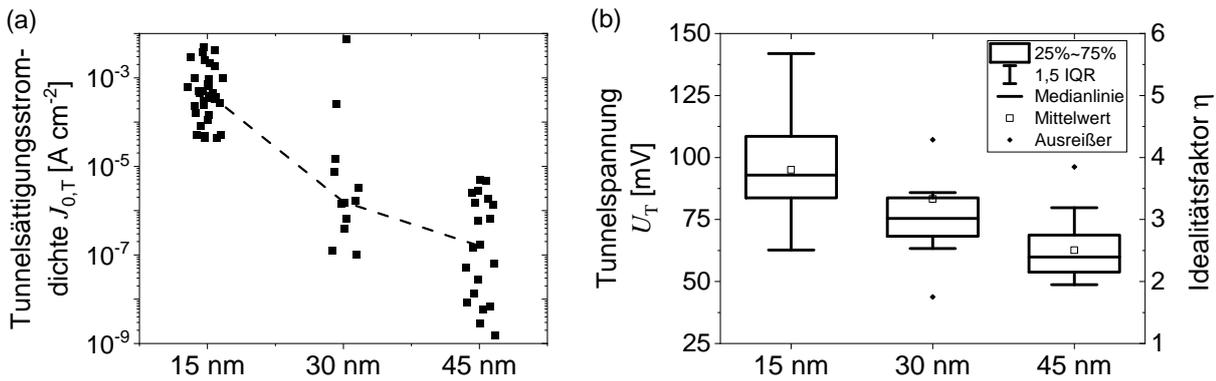


Abbildung 6.16: DC-Charakterisierung von p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Dioden mit unterschiedlicher i -InGaP-Hüllendicke. Aus den Kennlinien in Abbildung 6.15 im Spannungsbereich $0,25\text{ V} < U < 0,75\text{ V}$ extrahierte (a) Tunnelsättigungsstromdichten $J_{0,T}$ und (b) Tunnelspannungen U_T bzw. daraus umgerechnete Idealfaktoren η der Diodenkennlinien, extrahiert in Bereich 1 bei $0,25\text{ V} < U < 0,75\text{ V}$.

Zwischenhüllendicke sinkt also wie erwartet der Tunnelstromanteil am Gesamtstrom, da das elektrische Feld in der RLZ verringert wird.

Dies wird umso deutlicher, wenn die Änderung der Tunnelsättigungsstromdichte über alle gemessenen Drähte für die verschiedenen Proben betrachtet wird. Abbildung 6.16 (a) stellt ein Säulen-Punktdiagramm der extrahierten $J_{0,T}$ -Werte der einzelnen Proben dar. Zur Verdeutlichung des Verlaufs der Medianwerte sind diese durch eine schwarze, gestrichelte Verbindungslinie hervorgehoben. Die Medianwerte sinken von $\approx 4,6 \cdot 10^{-4}\text{ A cm}^{-2}$ für Probe 4 auf $\approx 1,6 \cdot 10^{-7}\text{ A cm}^{-2}$ für Probe 6. Einen ebenfalls abnehmenden Trend zeigen die zusätzlich extrahierten Werte für die Tunnelspannung U_T , welche in Abbildung 6.16 (b) in Form einer Kastengrafik aufgetragen sind. Die Mittel- und Medianwerte sinken dabei mit zunehmender Zwischenhüllendicke von 96 bzw. 93 für Probe 4 auf 63 bzw. 60 für Probe 6. Sowohl Gl. 2.6 als auch Gl. 2.19 weisen eine exponentielle Abhängigkeit von der angelegten Spannung U auf. Die Tunnelspannung U_T lässt sich daher durch einen Vergleich des Vorfaktors im Exponenten der beiden Funktionen einfach in einen Idealfaktor η umrechnen (rechte y -Achse der 6.16 (b)). Von ursprünglich 3,8 für Probe 4 sinkt dieser im Mittel auf 2,5 für Probe 6 und vereinzelt werden sogar Werte < 2 erreicht. Insbesondere die gemessenen Kennlinien der Probe mit 45 nm Zwischenhülle (Probe 6) nähern sich demnach dem üblicherweise für eine pn -Diode erwarteten Verhalten nach dem SRH-Modell.

Auffällig ist, dass im Bereich $U > 1\text{ V}$, also bevor der Serienwiderstand dominiert, sowohl in der Kennlinie mit 30 nm als auch in der mit 45 nm Zwischenhülle eine Änderung der Steigung stattfindet, welche zuvor in Probe 4 durch die bereits im niedrigeren Span-

nungsbereich hohen Ströme und den Spannungsabfall am Serienwiderstand überlagert wurden. Diese Steigungsänderung wird auf das Hervortreten des eigentlichen Diodenstroms I_D zurückgeführt, welcher zuvor durch die dominanten, parallel fließenden Tunnelströme überlagert wurde. Eine Anpassung von Gl. 2.6 zur Beschreibung der Diodenstromdichte an die Kennlinien der Proben 5 und 6 im Spannungsbereich $1\text{ V} \leq U \leq 1,15\text{ V}$ (grau unterlegter Bereich 2) ergibt Sättigungssperrstromdichten von $J_0 = 1,3 \cdot 10^{-10}\text{ A cm}^{-2}$ bzw. $J_0 = 1 \cdot 10^{-11}\text{ A cm}^{-2}$ und Idealitätsfaktoren von $\eta = 1,8$ bzw. $\eta = 1,6$.^[203] Die Kennlinien beider Proben folgen also in dem betrachteten Spannungsbereich 2 dem SRH-Modell.

Die Unterdrückung von Tunnelströmen wird auf eine vergrößerte Ausdehnung der RLZ sowie auf reduzierte Dotierstoffkonzentrationen an den Rändern der RLZ zurückgeführt.^[50] Beides geht mit einer reduzierten elektrischen Feldstärke in der RLZ einher. Näherungsweise gilt für einen *pin*-Übergang die Annahme, dass die RLZ-Ausdehnung der Dicke d_i der intrinsischen Zwischenschicht entspricht. In realen Bauelementen und insbesondere für Nanodrähte kann jedoch ein Teil der RLZ zusätzlich in die dotierten Bereiche hineinragen. Für eine genaue Analyse der vorliegenden RLZ-Ausdehnungen in den untersuchten Drähten werden die Bänderdiagramme des koaxialen *p*-GaAs/*i*-InGaP/*n*-InGaP-Übergangs für $U = 0\text{ V}$ physikalisch simuliert. Angenommen wird hierbei eine Leitungsbanddiskontinuität von $\Delta E_{\text{LB}} = 100\text{ meV}$ ^[204] sowie eine *n*-Hintergrunddotierung im *i*-InGaP von $5 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$.^[192] In Abbildung 6.17 sind die simulierten LB- und VB-Kanten der drei Proben über der radialen Position r aufgetragen, wobei die Position $r = 0\text{ nm}$ genau der Heterogrenzfläche *p*-GaAs/*i*-InGaP entspricht. Die hervorgehobenen Raumladungszonen der Proben 4, 5 und 6 sind über einen deutlich weiteren Bereich ausgedehnt, als die Zwischenhüllendicken der jeweiligen Proben. Die konstanten Steigungen der Bandkanten im Bereich der Zwischenhüllen ($0 < r < 15\text{ nm}/30\text{ nm}/45\text{ nm}$) weisen auf eine vollständige Verarmung in diesem Bereich hin. An den Rändern der Zwischenhülle, also in den dotierten Halbleiterbereichen, ändert sich die Steigung dann graduell, bis ein flacher Bandverlauf und damit die Grenze der RLZ erreicht wird. Die Gesamtausdehnung der RLZ beträgt für die Probe 4 ca. 51 nm und steigt auf ca. 58 nm bzw. 68 nm für die Proben 5 und 6.^[203] Der Tunnelstrom steht in einem exponentiellen Zusammenhang mit der RLZ-Ausdehnung, d. h. die Tunnelwahrscheinlichkeit sinkt mit zunehmender Tunnelstrecke signifikant.^[50] Die Annahme von reduzierten Tunnelströmen mit zunehmender Zwischenhüllendicke kann hiermit also auf die größere Ausdehnung der RLZ zurückgeführt werden, welche die Tunnelwahrscheinlichkeit so stark reduziert, dass es zu einer effektiven Unterdrückung des Tunnel-Parallelstrompfads kommt. Die Kennlinien nähern sich dem Verlauf nach dem SRH-Modell und die Injektionseffizienz von Elektronen aus dem *n*-Material in das *p*-Material wird gesteigert, da der Ladungsträgerverlust über die parallelen Tunnelpfade verringert wird.

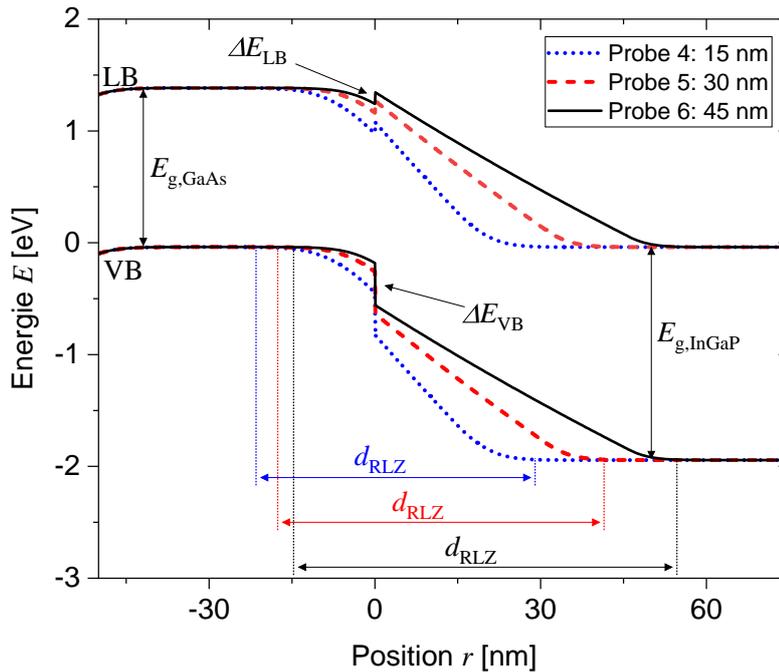


Abbildung 6.17: Simuliertes Bänderdiagramm des p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Multihüllen-Übergangs mit Zwischenhüllendicken von 15 nm, 30 nm und 45 nm. Die RLZ-Ausdehnung d_{RLZ} nimmt mit steigender Zwischenhüllendicke zu (entnommen und angepasst aus^[203]).

Auch die erzielten Ergebnisse der Hülle-Hülle-Dioden sollen in Relation zu Literaturdaten und den zuvor gemessenen Kern-Hülle-Dioden gesetzt werden. Abbildung 6.18 zeigt eine Auftragung der ermittelten Sättigungssperrstromdichten und Idealitätsfaktoren der p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle Dioden (blaue Rauten) im Vergleich zu den n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs Kern-Hülle Dioden (rote Quadrate). Aus Übersichtsgründen werden nur die Daten der Dioden mit 15 nm und 45 nm Zwischenhüllendicke dargestellt. Das schwarze Dreieck stellt das dazugehörige Vorergebnis von Gutsche *et al.* mit 20 nm Zwischenhülle dar. Zum Vergleich sind zusätzlich Daten zur planaren GaAs-Solarzelle (AZUR SPACE Solar Power GmbH)^[197] sowie zum axialen GaAs-Drahtarray aufgetragen.^[33] Die Hülle-Hülle-Daten korrelieren stark mit den zuvor dokumentierten Kern-Hülle-Daten. Aufgrund von hohen Tunnelströmen in Dioden mit Zwischenhüllendicken < 20 nm liegen die Sättigungssperrstromdichten im Bereich $J_0 > 10 \mu\text{A cm}^{-2}$ und die Idealitätsfaktoren sind $\eta > 2,5$ bzw. liegen im Mittel bei 3,8. Mit dicker werdender Zwischenhülle sinken die J_0 - und η -Werte der Kennlinien, sodass die Datenpunkte der Hülle-Hülle-Dioden mit 45 nm Zwischenhülle etwa zwischen den Werten für < 20 nm und 60 nm Zwischenhüllendicken liegen, sowohl was J_0 als auch was η betrifft. Durch den Vergleich mit den Kern-Hülle-Daten unten links im Diagramm liegt die Vermutung na-

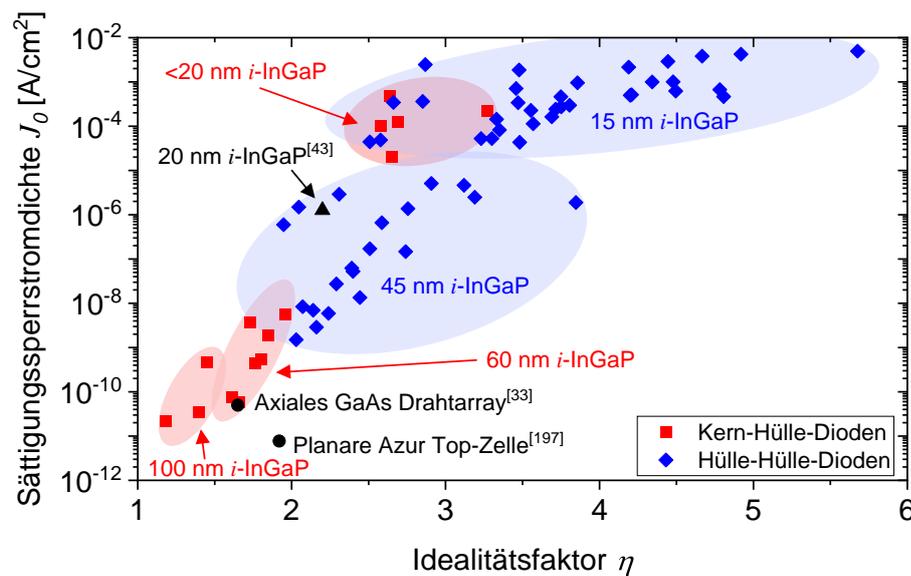


Abbildung 6.18: Sperrstrom/Idealitätsfaktor-Vergleich der gemessenen Hülle-Hülle-Daten zu Literaturwerten und Kern-Hülle-Dioden. Die blauen Rauten sind die Datenpunkte zu p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Dioden und die roten Quadrate entsprechen den Daten zu n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs Kern-Hülle-Dioden. Die Messdaten sind gruppiert nach der verwendeten Zwischenhüllendicke, welche jeweils an den Daten steht. Zum Vergleich sind zusätzlich Literaturdaten angegeben (schwarzes Dreieck: Vorarbeiten von Gutsche et al.^[43]; schwarze Kreise: Planare GaAs-Solarzelle^[197] sowie axiales GaAs-Drahtarray.^[33])

he, dass bei einer weiteren Erhöhung der Zwischenhüllendicke innerhalb der p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP-Struktur eine stärkere Tunnelsuppression möglich wäre und damit das Leckstromverhalten positiv beeinflusst werden kann.

6.2.2 Nichtstrahlende Tunnelprozesse

Die bisherigen Untersuchungen der p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Dioden zeigen einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der RLZ-Ausdehnung und auftretenden Leckströmen aufgrund von Tunnelprozessen. Welche Arten von Tunnelprozessen dabei eine Rolle spielen, wird im Folgenden diskutiert.

Die in Kapitel 2.1.3 diskutierten Tunnelmodelle legen einen Zusammenhang der in einem pn -Übergang auftretenden Tunnelströme mit dem elektrischen Feld in der RLZ nahe. Für eine simulatorische Analyse dieses Zusammenhangs bietet sich die Anwendung des Modells zum störstellenunterstützten Tunneln als ideale Methode an, da hierbei die Minoritäten-Lebensdauern im SRH-Modell als feldabhängige Größen betrachtet werden. Zur Bestätigung der Tunnelstromunterdrückung mit zunehmender Zwischenhüllendicke werden physikalische Simulationen mittels des Simulationsprogramms Sentaurus TCAD

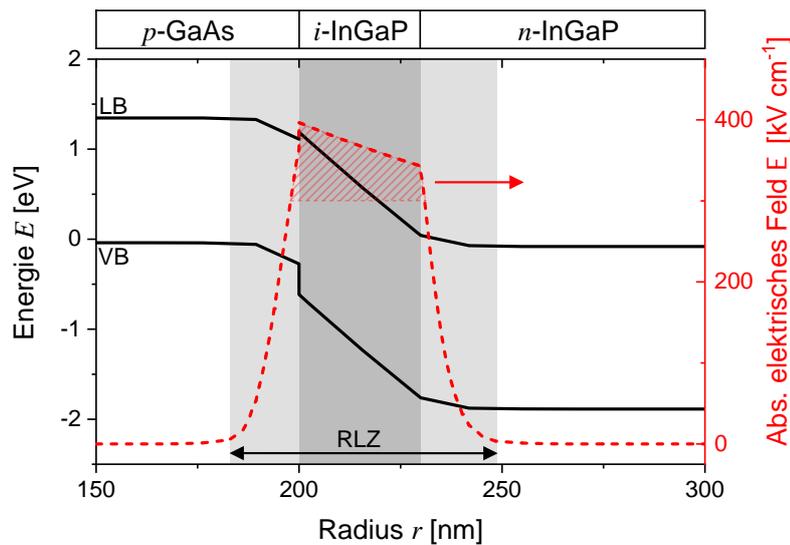


Abbildung 6.19: Simulierte Bandkanten und dazugehöriges, absolutes elektrisches Feld im p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Übergang. Die i -InGaP-Zwischenhüllendicke beträgt 30 nm (mit freundlicher Genehmigung von H. Zhang).^[205]

der Firma Synopsys durchgeführt. Hierbei wird, neben physikalischen Modellen zur Fermi-Statistik, zur Temperaturabhängigkeit der Bandlücke, zur temperatur- und ladungsträgerkonzentrationsabhängigen Mobilität und zu SRH-Ladungsträgerlebensdauern, auch das Modell zum störstellenunterstützten Tunneln von Schenk lokal in die Simulation eingebunden.^[81] Insbesondere in Sperrrichtung liefert Letzteres gute Übereinstimmungen zu den Messdaten, da hier die höchsten elektrischen Felder und kurzen Tunneln abstände vorliegen.^[205] Die hierbei auftretenden Tunnelprozesse sind nichtstrahlend.

Zunächst wird das elektrische Feld innerhalb der RLZ des pin -Übergangs ohne angelegte Spannung betrachtet, da nur bei einem elektrischen Feld $\mathbb{E} > 3 \cdot 10^5 \text{ V cm}^{-1}$ Tunnelprozesse erwartet werden.^[86] In der RLZ sind die Bandkanten dann so stark verkippt, dass die Tunneln abstände in Störstellenzustände innerhalb der Bandlücke gering ist. Abbildung 6.19 zeigt die simulierte Valenz- und Leitungsbandkante des pin -Übergangs mit 30 nm i -InGaP-Zwischenhülle im thermodynamischen Gleichgewicht sowie das dazugehörige absolute, elektrische Feld, welches auf die Ausdehnung der RLZ beschränkt ist. Innerhalb der gesamten i -InGaP-Zwischenhülle und etwas darüber hinaus ist das elektrische Feld $\mathbb{E} > 3 \cdot 10^5 \text{ V cm}^{-1}$ (rot schraffierter Bereich) und fällt zum Rande der RLZ gegen null.^[205] Aufgrund der hohen Dotierstoffkonzentrationen im p - und n -Gebiet werden demnach bereits die für Tunnelprozesse notwendigen Feldstärken erreicht. Die Ladungsträgerlebensdauern sind feldabhängig und werden im Modell zum störstellenunterstützten Tunneln als verkürzt gegenüber dem feldfreien Fall berücksichtigt.

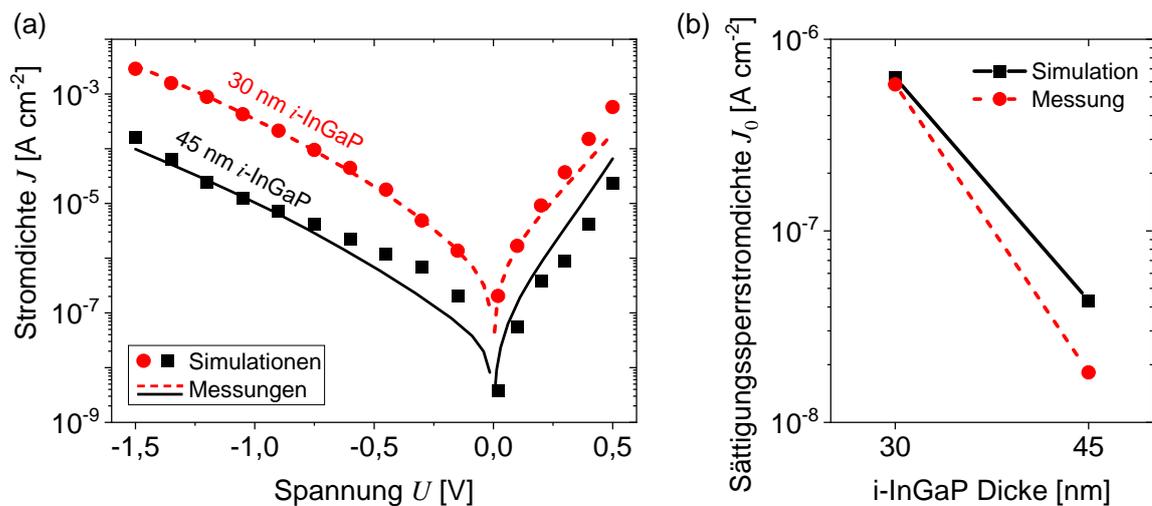


Abbildung 6.20: Vergleich von gemessenen und simulierten Strömen in zwei BE-Dioden mit 30 nm und 45 nm Zwischenhüllendicken. (a) stellt die J - U -Charakteristik vor und (b) die Änderung der Sättigungssperrstromdichte mit der i -InGaP-Hüllendicke (mit freundlicher Genehmigung von H. Zhang).^[205]

Wie in den bisherigen Experimenten gezeigt, geht das Einbringen einer intrinsischen Zwischenhülle mit einer Vergrößerung der RLZ und damit mit einer Verringerung der auftretenden elektrischen Feldstärke einher. Mithilfe der physikalischen Simulation kann dieser Trend zusätzlich bestätigt werden, wie in Abbildung 6.20 gezeigt. Dargestellt sind in Abbildung 6.20 (a) die gemessenen J - U -Kennlinien zweier p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Dioden, jeweils mit 30 nm und mit 45 nm Zwischenhüllendicke. Die zusätzlich dargestellten, unter Anwendung des Modells zum störstellenunterstützten Tunneln simulierten Daten zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Kennlinien, sowohl in Sperr- als auch in Flussrichtung. Durch die zunehmende Zwischenhüllendicke wird das elektrische Feld so stark verringert, dass die Ladungsträgerrekombination und -generation über die Störstellen in der Bandlücke abnimmt. Geringere Sperrstromdichten sind die Folge und auch in Flussrichtung treten kleinere Stromdichten auf. Abbildung 6.20 (b) verdeutlicht zusätzlich die Änderung der Sättigungssperrstromdichte J_0 mit zunehmender i -InGaP-Dicke. Auch hier zeigen die Messung und die Simulation eine gute Übereinstimmung, insbesondere für die Diode mit 30 nm Zwischenhülle.^[205]

6.2.3 Strahlende Tunnelprozesse

Bisher beruht die Analyse der Leckströme auf der Untersuchung der I - U - und J - U -Kennlinien im Zusammenhang mit verschiedenen Transport- und Tunnelmodellen sowie auf physikalischen Simulationen unter Anwendung des Modells zum störstellenunterstützten Tunneln.^[8,41,42,50,58,70,81,86,205] Insbesondere Tunnelprozesse in Flussrichtung der Diode

stehen jedoch zusätzlich mit Rekombinationsmechanismen unterhalb der Bandlückenenergie des analysierten Halbleiters in Verbindung (vgl. Kapitel 2.1.3). Hierdurch erschließt sich eine weitere Analysemethode der Drähte, welche niederenergetische, strahlende Tunnelprozesse in Flussrichtung der pn -Übergänge mittels Elektrolumineszenz-Spektroskopie sichtbar machen kann. Diese strahlenden Tunnelmechanismen wurden bereits in hochdotierten pn -Übergängen verschiedener Materialsysteme nachgewiesen, z. B. in planaren und axialen GaAs-Homoübergängen, axialen InP-Nanodrähten sowie planaren GaAs/AlGaAs-Heteroübergängen.^[46,61,89,90,92–94] Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Elektrolumineszenz-Messungen hinsichtlich auftretender Tunnelmechanismen an koaxialen, GaAs- und InGaP-basierten Nanodrähten durchgeführt, welche im Folgenden vorgestellt werden.^[189,203]

Dioden ohne i -InGaP-Zwischenhülle

In der vorherigen Diskussion wurden die großen Leckströme der Dioden in Fluss- und Sperrrichtung auf Tunnelprozesse zurückgeführt, welche mithilfe einer verbreiterten Tunnelbarriere unterdrückbar sind. Die höchsten Leckströme, Sättigungssperrstromdichten und Idealitätsfaktoren traten dabei in jenen Dioden auf, in welchen die hochdotierten p - und n -Bereiche in direktem Kontakt zueinander gewachsen wurden (vgl. Abbildung 6.14). Demnach muss in Dioden ohne i -InGaP-Zwischenhülle (Probe 1) die Tunnelwahrscheinlichkeit im Vergleich zu den anderen Proben maximal sein und strahlende Tunnelprozesse sollten in diesen Dioden unterhalb der Bandlückenenergie bevorzugt nachweisbar sein.

Zur Einschätzung der Temperaturabhängigkeit des Stromflusses durch eine solche Diode ohne Zwischenhülle werden zunächst temperaturabhängige I - U -Kennlinien aufgenommen, welche in Abbildung 6.21 für den Temperaturbereich $79\text{ K} \leq T \leq 300\text{ K}$ exemplarisch für einen Draht aufgetragen sind. Im Spannungsbereich $-0,2\text{ V} < U < 0,2\text{ V}$ liegt der Stromfluss durch die Diode unterhalb der Stromauflösungsgrenze des Messgeräts. Der Stromtransport in Sperrrichtung wird, aufgrund des hochdotierten pn -Übergangs, durch einen störstellenunterstützten Tunnelstrom getragen.^[58,81,205] Dadurch ist der Einfluss der Messstemperatur auf die Rückwärtskennlinie sehr gering. In Flussrichtung ist der Temperatureinfluss deutlicher messbar. Alle Dioden weisen jedoch im niedrigen Spannungsbereich $U < 0,8\text{ V}$ einen Kennlinienanstieg auf, welcher mit Idealitätsfaktoren $\eta > 5$ einher geht und damit nicht mit dem SRH-Modell vereinbar ist.

Am selben Messplatz, an dem zuvor die temperaturabhängigen I - U -Kennlinien der Dioden aufgenommen wurden, werden auch die Elektrolumineszenz-Spektren bei verschiedenen Temperaturen im Bereich $79\text{ K} \leq T \leq 300\text{ K}$ detektiert. Die Abbildung 6.22 zeigt die gemessene Intensität der Elektrolumineszenz in Abhängigkeit der detektierten Energie. Alle Spektren wurden bei einer Spannung von $U = 2,4\text{ V}$ gemessen, da die Elek-

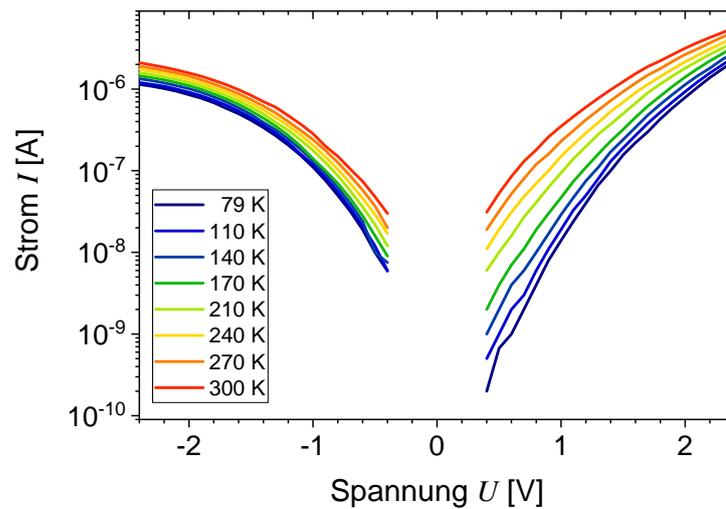


Abbildung 6.21: Temperaturabhängige I - U -Kennlinien einer Nanodraht-Diode der Probe 1 ohne i -InGaP-Zwischenhülle. Die Messung wurde als Zweipunktmessung durchgeführt.

trolumineszenz unterhalb dieser Spannung nur eine geringe Intensität aufweist und für rauscharme Spektren lange Integrationszeiten notwendig sind, welche bei Messung einer vollständigen Temperaturreihe zu Schädigungen am gemessenen Draht führen können. Eine Rekombination im Bereich der Energie der Bandlücke von InGaP ist unwahrscheinlich aufgrund der großen Valenzbanddiskontinuität, welche den Transport von Löchern ins n -InGaP unterbindet. Bei $U = 2,4$ V wird für alle Temperaturen keine Lumineszenz im InGaP ($E > 1,8$ eV) detektiert.

Bei Raumtemperatur (ca. 300 K) wird hingegen ein ausgeprägtes Intensitätsmaximum im Bereich der Bandlückenenergie von GaAs ($E_{g,\text{GaAs}} = 1,42$ eV) detektiert. Das Spektrum bei 300 K weist jedoch zusätzlich im höheren und im niedrigeren Energiebereich Maxima auf, welche nicht durch einen einfachen Band-Band-Übergang erklärbar sind. Insbesondere die niederenergetischen Intensitätsmaxima sind im Zusammenhang mit den auftretenden Tunnelprozessen von Bedeutung, daher stehen diese im Fokus der folgenden Diskussion. Mit sinkender Messtemperatur nimmt die Intensität der gemessenen Spektren im Bereich der Bandlückenenergie ab, wie es für einen thermisch aktivierten Prozess mit einem Diffusionsstrom über den pn -Übergang erwartet wird. Dies zeigt sich auch in einem reduzierten Stromfluss durch die Diode, da eine geringere Anzahl an Minoritäten thermisch generiert wird bzw. eine geringere Anzahl an Ladungsträgern die Potentialbarriere ins p -GaAs thermisch überwinden kann. Eine deutliche Verschiebung des Intensitätsmaximums um $E = 1,42$ eV mit sinkender Temperatur zu höheren Energien, wie es nach Varshni erwartet wird, ist jedoch nicht eindeutig erkennbar.^[199] Aufgrund dieser Temperaturabhängigkeit des Emissionsspektrums in diesem Bereich müssen alternative Übergänge

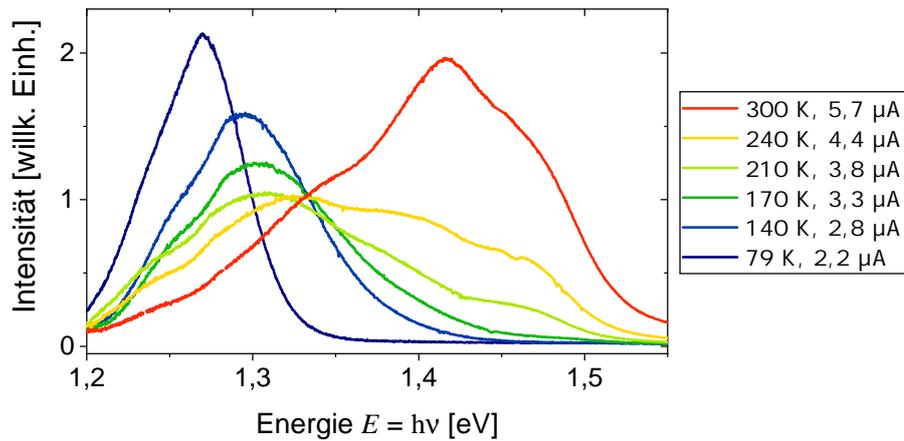


Abbildung 6.22: Temperaturabhängige Elektrolumineszenz-Spektren eines koaxialen pn -Übergangs der Probe 1 ohne i -InGaP-Zwischenhülle in linearer Auftragung der Intensität über der Energie der detektierten Lumineszenz. Die angelegte Spannung beträgt $U = 2,4$ V (entnommen und angepasst aus^[189]).

in Betracht gezogen werden. Diese können z. B. in der koaxialen Drahtgeometrie oder im Heteroübergang begründet sein, sodass die vereinfachte Annahme einer alleinigen Rekombination innerhalb des GaAs nicht hinreichend genau ist. Für koaxiale Nanodraht-Hüllen aus ternären Halbleitern sind beispielsweise Kompositionsänderungen entlang der Facetten bekannt, welche zu Änderungen in der Bandstruktur führen können und zusätzliche energetische Übergänge ermöglichen.^[160,191] Für GaAs/InGaP-Heteroübergänge ist außerdem die mögliche Bildung einer dünnen, quaternären InGaAsP-Zwischenschicht an der Heterogrenzfläche bekannt, welche als effektives Rekombinationszentrum nach Art eines Quantentopfs wirken kann.^[206]

Simultan zur Intensitätsabnahme der Emission im Bereich um $E = 1,42$ eV, welche unterhalb von 210 K nahezu vollständig unterdrückt ist, steigt die Intensität der niederenergetischen Emissionsmaxima mit sinkender Temperatur, diese verschieben zu kleineren Energien und werden energetisch schmaler aufgrund einer verringerten Energieverteilung der freien Ladungsträger. Diese Emissionsmaxima unterhalb der erwarteten Bandlücken-Rekombination werden auf strahlende Tunnelprozesse mit oder ohne Beteiligung eines Defektzustands zurückgeführt.^[61,89,90,92–94] Die Annahme ist möglich unter der Voraussetzung, dass der pn -Übergang in Flussrichtung gepolt ist, die Diffusionsspannung jedoch noch nicht erreicht ist. In diesem Fall können Elektronen von der n -Seite in die Bandlücke tunneln und dort strahlend rekombinieren. Die angelegte Spannung $U = 2,4$ V liegt hier zwar deutlich oberhalb der erwarteten Diffusionsspannung ($U_D \approx 1,4$ V), da jedoch bei geringen Spannungen keine Elektrolumineszenz detektierbar ist, obwohl bereits Ströme im unteren μ A-Bereich fließen (vgl. Abbildung 6.21), wird angenommen, dass dies auf den

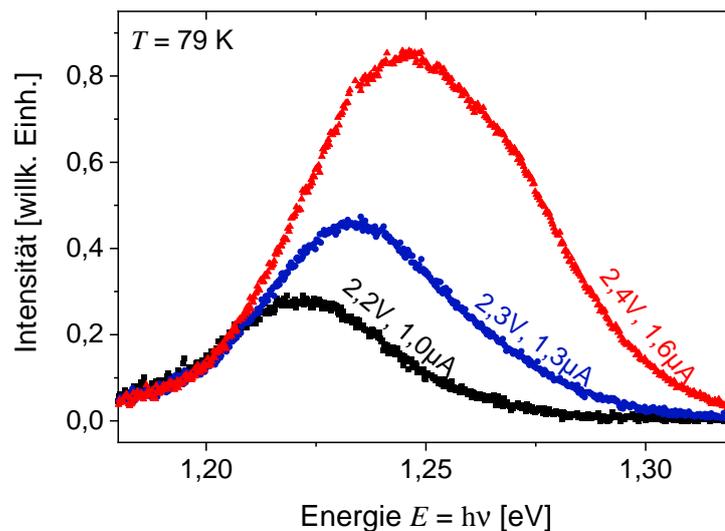


Abbildung 6.23: Spannungsabhängige Elektrolumineszenz-Spektren eines koaxialen pn -Übergangs der Probe 1 ohne i -InGaP-Zwischenhülle, gemessen bei $T = 79$ K. Das Diagramm ist entnommen und angepasst aus Liborius et al.^[203]

Spannungsabfall am Serienwiderstand zurückzuführen ist. Der genaue Spannungsabfall am pn -Übergang ist dabei unbekannt.

Zur Bestätigung der Annahme, dass die niederenergetische Elektrolumineszenz unterhalb der Bandlückenenergie auf strahlende Tunnelprozesse zurückzuführen ist, werden bei $T = 79$ K spannungsabhängige Elektrolumineszenz-Spektren aufgenommen. Diese sind exemplarisch für einen Draht und drei Spannungen in Abbildung 6.23 aufgetragen. Wie bereits zuvor in Abbildung 6.22 gezeigt, wird bei einer Messtemperatur von $T = 79$ K keine Elektrolumineszenz oberhalb von ca. $E = 1,35$ eV detektiert. Der Stromtransport erfolgt demnach nicht diffusiv über das Leitungsband, sondern wird dominiert von strahlenden und nicht-strahlenden Tunnelprozessen über die Bandlücke. Die Spektren nehmen mit steigender Spannung an Intensität zu, wobei die niederenergetische Flanke konstant bleibt bzw. sättigt. Durch den mit der Spannung steigenden Strom schiebt das Intensitätsmaximum zu höheren Energien bei einer gleichzeitigen Verbreiterung des detektierten Spektrums. Die spannungsabhängigen Emissionsspektren weisen hier das für strahlende Tunnelprozesse typische Verhalten auf.^[46,89,95] Mit zunehmender Spannung wird die Potentialbarriere für Elektronen zum p -GaAs verringert, wodurch die Tunnelwahrscheinlichkeit steigt. Die Quasi-Fermi-Level driften weiter auseinander und höherenergetische Zustände in der Bandlücke werden für tunnelnde Elektronen erreichbar, wodurch das Emissionsmaximum blauverschoben und verbreitert wird (vgl. Kapitel 2.1.3). Rekombination findet aber auch weiterhin aus den energetisch tiefer gelegenen Zuständen statt, was die konstante niederenergetische Flanke der gemessenen Spektren begründet. Zusammen-

mengefasst können die spannungsabhängigen Elektrolumineszenz-Messungen (Annahme $U < U_D$) des pn -Übergangs mit Emission unterhalb der Bandlückenenergie die zuvor auf Basis von I - U -Kennlinien getroffenen Annahme von Tunnelprozessen in Flussrichtung der Diode bestätigen.

Dioden mit i -InGaP-Zwischenhülle

Nachdem der Nachweis von strahlenden Tunnelprozessen in hochdotierten, koaxialen Nanodraht- pn -Übergängen im vorherigen Unterkapitel erfolgte, wird im Folgenden der Einfluss einer i -InGaP-Tunnelbarriere auf das Lumineszenz-Verhalten untersucht. Wie in Kapitel 6.2.1 diskutiert, lieferte die Analyse der I - U -Kennlinien von koaxialen p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP-Dioden eindeutige Hinweise auf das Vorhandensein einer funktionsfähigen Tunnelbarriere. Bereits ab einer i -InGaP-Dicke von 30 nm war eine signifikante Verringerung der Leckströme in Fluss- und Sperrrichtung messbar, sodass bei höheren Spannungen erstmalig der diffusive Stromanteil über den pn -Übergang in der Kennlinie sichtbar wurde (vgl. Abbildung 6.15 (a)).

Die Untersuchung von temperatur- und spannungsabhängigen Elektrolumineszenz-Spektren im Hinblick auf die Lumineszenz unterhalb der Bandkante kann dabei zusätzlich Aufschluss über die Effizienz der Tunnelbarriere geben. Für die Analyse der Tunnellumineszenz sind insbesondere die Spektren bei geringen Temperaturen von Bedeutung, da diese bei Temperaturen $T > 120$ K durch höherenergetische Lumineszenz überlagert wird. Für einen Vergleich zeigen die Abbildungen 6.24 (a) und (b) die gemessenen Spektren des Drahts mit 30 nm Zwischenhülle für eine Spannung $U = 1,3$ V bei verschiedenen Temperaturen sowie die normierten Spektren bei $T = 120$ K für verschiedene Spannungen im direkten Vergleich. Im Vergleich zum Draht der Probe 1, bei welchem Spannungen $U \geq 2$ V angelegt werden mussten um Elektrolumineszenz zu detektieren, werden hier bereits bei deutlich geringeren Spannungen strahlende Rekombinationsmechanismen sichtbar. Die angelegten Spannungen liegen jetzt definiert unterhalb der Diffusionsspannung U_D , sodass eine Potentialbarriere für die Elektronen im Leitungsband verbleibt.

In Abbildungen 6.24 (a) sind die Spektren halblogarithmisch über der Energie aufgetragen. Bei einer Temperatur $T = 79$ K wird, wie zuvor für die Probe 1 ohne eingebrachte i -InGaP-Zwischenhülle, lediglich eine niederenergetische Lumineszenz unterhalb von $E = 1,35$ eV detektiert, welche deutlich unterhalb der erwarteten Bandkanten-Lumineszenz liegt ($U = 1,3$ V). Das Emissionsmaximum um 1,28 eV wird auch hier strahlenden Tunnelprozessen zugeordnet, da die thermische Energie der Ladungsträger in diesem Temperaturbereich nicht ausreicht, um die verbliebene Potentialbarriere im Leitungsband zu überwinden und dieses zu passieren.^[203] Durch die halblogarithmische Auftragung wird jedoch eine zusätzliche Schulter zu höheren Energien sichtbar. Oberhalb von $E = 1,35$ eV

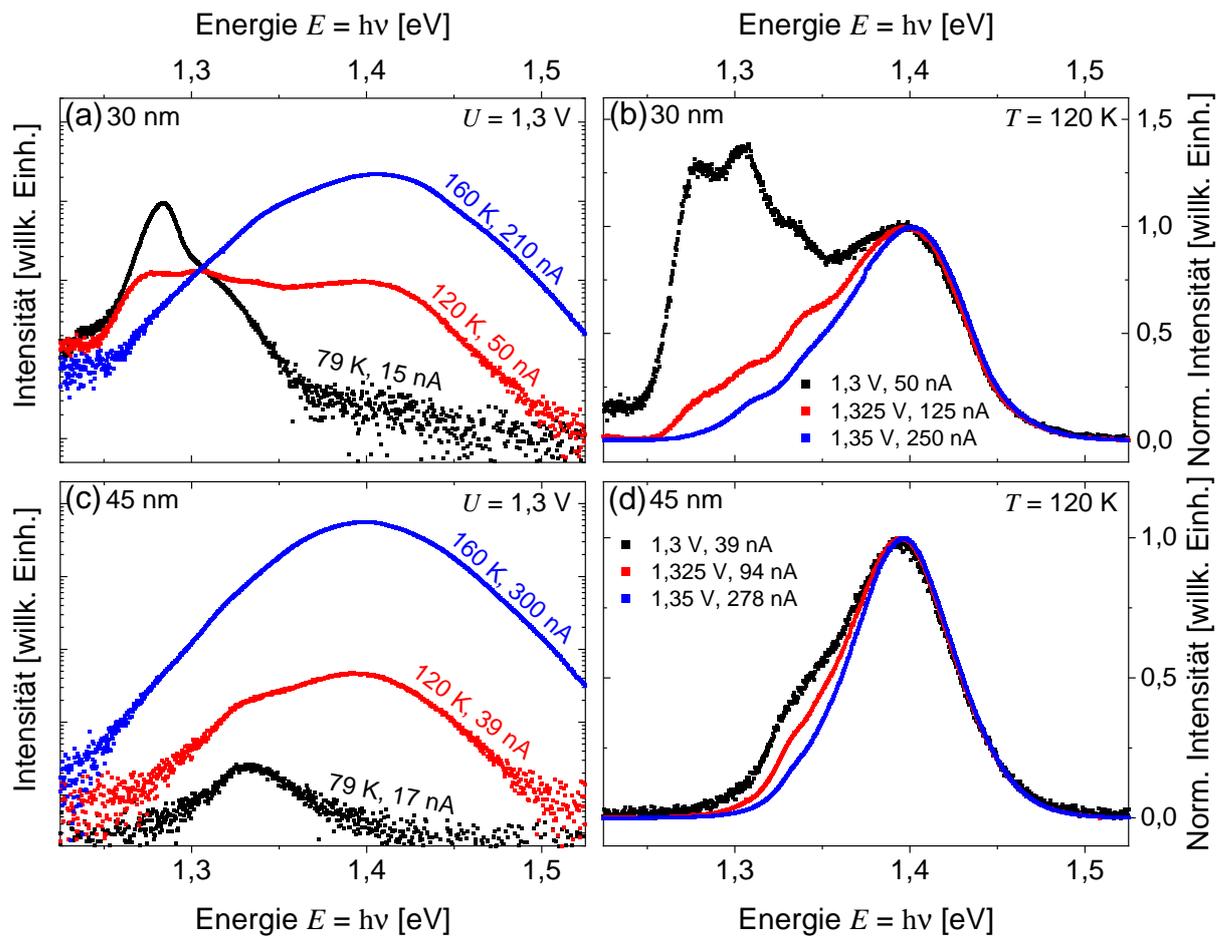


Abbildung 6.24: Tieftemperatur Elektrolumineszenz-Messungen an koaxialen p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP-Nanodrähten mit (a)-(b) 30 nm und (c)-(d) 45 nm Zwischenhülle. (a),(c) Intensität über der Emissionsenergie für $U = 1,3$ V für 79 K, 120 K und 160 K. (b), (d) Normierte Intensität über der Emissionsenergie bei $T = 120$ K für die Spannungen 1,3 V, 1,325 V und 1,35 V. Die Diagramme sind entnommen und angepasst aus Liborius et al.^[203]

wird keine Elektrolumineszenz detektiert, da die thermische Energie der Ladungsträger nicht ausreicht, um den pn -Übergang zu überwinden. Da mit zunehmender Temperatur die energetische Verteilung der Ladungsträger verschmiert, werden die gemessenen Spektren breiter und verlieren an Intensität. Dieser Effekt wurde zuvor auch bei der hochdotierten GaAs-Nanodraht-Diode beobachtet (Probe 1).^[189] Bei 120 K wird ein drittes Emissionsmaximum um 1,33 eV detektiert, welches aufgrund von Rekombination aus einem Zustand, welcher zuvor von den freien Elektronen nicht erreichbar war, begründet ist. Wie zuvor erwähnt, kann dieses Emissionsmaximum auf eine Oberflächendegradation des InGaP während der Epitaxie zurückgeführt werden.^[206] In der unnormierten Auftragung ist nun auch der Intensitätszuwachs des Emissionsmaximums um 1,4 eV mit steigender Temperatur deutlicher sichtbar. In der auf dieses Emissionsmaximum normierten Auftragung in Abbildung 6.24 (b) wird deutlich, dass bei geringen Spannungen das gemessene Spektrum durch die Tunnellumineszenz dominiert wird. Mit zunehmender Spannung werden die niederenergetischen Emissionsmaxima jedoch durch die Lumineszenz um 1,4 eV überlagert, da mehr Ladungsträger die Potentialbarriere des pn -Übergangs überwinden können bzw. der Diffusionsstrom durch den pn -Übergang zunimmt.

Aus der Analyse der I - U -Kennlinien von Dioden mit variierenden i -InGaP-Zwischenhüllen ist bekannt, dass mit steigender Zwischenhüllendicke eine Unterdrückung von Tunnelströmen in Flussrichtung der Diode einhergeht (vgl. Kapitel 6.1.1 und Kapitel 6.2.1). Aus diesem Grund wird zusätzlich zur Diode mit 30 nm Zwischenhülle eine Diode mit 45 nm Zwischenhülle mittels Elektrolumineszenzspektroskopie analysiert. Die Messbedingungen sind dabei unverändert, um einen direkten Vergleich zu ermöglichen. In Abbildung 6.24 (c) sind temperaturabhängige Spektren aufgetragen, aufgenommen bei einer Spannung von $U = 1,3$ V. Bei einer Messtemperatur von 79 K wird nur ein Emissionsmaximum um 1,33 eV detektiert, welches zuvor auch für die Probe mit 30 nm Zwischenhülle bei einer Temperatur von 120 K auftrat. Für die Probe mit 30 nm Zwischenhülle wurde dieses Emissionsmaximum bei tieferen Temperaturen durch eine niederenergetischere Lumineszenz überdeckt, welche in der Probe mit 45 nm Zwischenhülle vollständig unterdrückt wird.^[203] Aufgrund einer längeren Tunnelstrecke und damit einhergehenden kleineren Tunnelwahrscheinlichkeit können diese niederenergetischen Zustände nicht durch tunnelnde Elektronen erreicht werden. Insgesamt liegt die Intensität der Tunnellumineszenz im Vergleich zur Lumineszenz um 1,4 eV um Größenordnungen unterhalb der zuvor betrachteten Spektren der p -GaAs/ n -InGaP- und p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP-Übergänge (vgl. Abbildung 6.22 und 6.24 (a)).

Mit steigender Temperatur T wird, analog zur Probe mit 30 nm Zwischenhülle, ein Emissionsmaximum um 1,4 eV detektiert, welches die Tunnellumineszenz nach und nach überlagert. In der normierten Auftragung der spannungsabhängigen Spektren in Abbil-

dung 6.24 (d) ist diese Überlagerung besonders deutlich. Anders als bei der Probe mit 30 nm Zwischenhülle wird das Spektrum für die Probe mit 45 nm Zwischenhülle zu keiner Zeit durch eine niederenergetische Tunnellumineszenz dominiert, sondern alleinig durch die intensive Lumineszenz um 1,4 eV. Dies bestätigt die effiziente Unterdrückung von strahlenden Tunnelprozessen durch die Implementierung einer 45 nm dicken Tunnelbarriere im pn -Übergang, welche zuvor bereits durch die I - U -Kennlinien Analyse vermutet wurde.

7 Nanodraht-Heterostruktur-Bipolartransistor

Leckstrombehaftete pn -Übergänge können die Leistungsfähigkeit einer auf ihnen basierenden Anwendung limitieren. Die Umsetzung von bereits existierenden, planaren Bauelementen in eine Nanodraht-Geometrie birgt neben den bekannten Vorteilen (bspw. Aspektverhältnis, Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnis, Materialkombinierbarkeit, Miniaturisierung) aus diesem Grund auch neue Herausforderungen. Die Ladungsträgerlebensdauern sind beispielsweise in selbigen gegenüber planaren Schichten verringert. Parasitäre Rekombinationsprozesse können vermehrt auftreten und die Bauelementfunktion beeinträchtigen.^[116,131] Der HBT als Anwendungsbeispiel bietet hierbei die Möglichkeit, verschiedene kritische Punkte in der Umsetzung koaxialer Bauelemente zu ermitteln. Da die Funktionsweise eines Bipolartransistors u. a. auf einem möglichst verlustfreien Minoritäten-Transfer vom Emitter durch die Basis in den Kollektor basiert, ist die Leistungsfähigkeit eines Bipolartransistors stark abhängig von auftretenden Leckströmen in den pn -Übergängen bzw. parasitären Rekombinationsmechanismen in den RLZ und in der Basis (vgl. Kapitel 2.3).^[50,136] Zusätzlich ist auch die Ladungsträgerinjektionseffizienz Γ , d. h. das Verhältnis vom Elektronenstrom aus dem Emitter zum Emitternettostrom, eine kritische Größe, welche beispielsweise durch die zuvor in Kapitel 6 diskutierten Tunnelströme im pn -Übergang limitiert werden kann.^[50,136] Im HBT entsprechen all diese Faktoren einer verringerten Anzahl an Minoritäten, die den Kollektor erreichen können.

Die genannten Effekte sowie deren Unterdrückung im koaxialen Nanodraht-Aufbau werden im Folgenden im Hinblick auf die Bauelementfunktion analysiert. Besondere Aufmerksamkeit liegt hierbei auf der Demonstration einer prinzipiellen Realisierbarkeit der Transistorfunktion in einer koaxialen npn -Struktur sowie einer Diskussion der Bauelement-Limitierungen.

7.1 Umsetzung eines HBT in koaxialer Nanodraht-Geometrie

Der Aufbau sowie die grundlegende Funktion eines HBT wurden bereits in Kapitel 2.3 vorgestellt und basieren prinzipiell auf einem Hintereinanderschalten zweier pn -Übergänge, zwischen welchen ein diffusiver Ladungstransfer von Minoritäten durch die verbindende Basisschicht stattfindet. Die Umsetzung dieser bekannten, planaren Struktur in eine koaxiale Nanodraht-Geometrie ist Thema des folgenden Kapitels.

Der schematische Aufbau eines koaxialen Nanodraht-HBT ist in Abbildung 7.1 (a) dargestellt. Dieser ist angelehnt an den in Abbildung 2.13 (b) dargestellten, planaren HBT im Drei-Mesa-Design. Herkömmliche planare HBT werden üblicherweise im Drei-Mesa-Prozess hergestellt mit dem Emitter als obere funktionale Schicht und der Basis-, Kollektor- und Subkolektorschicht darunterliegend. Der Aufbau der Kontakte ist dabei

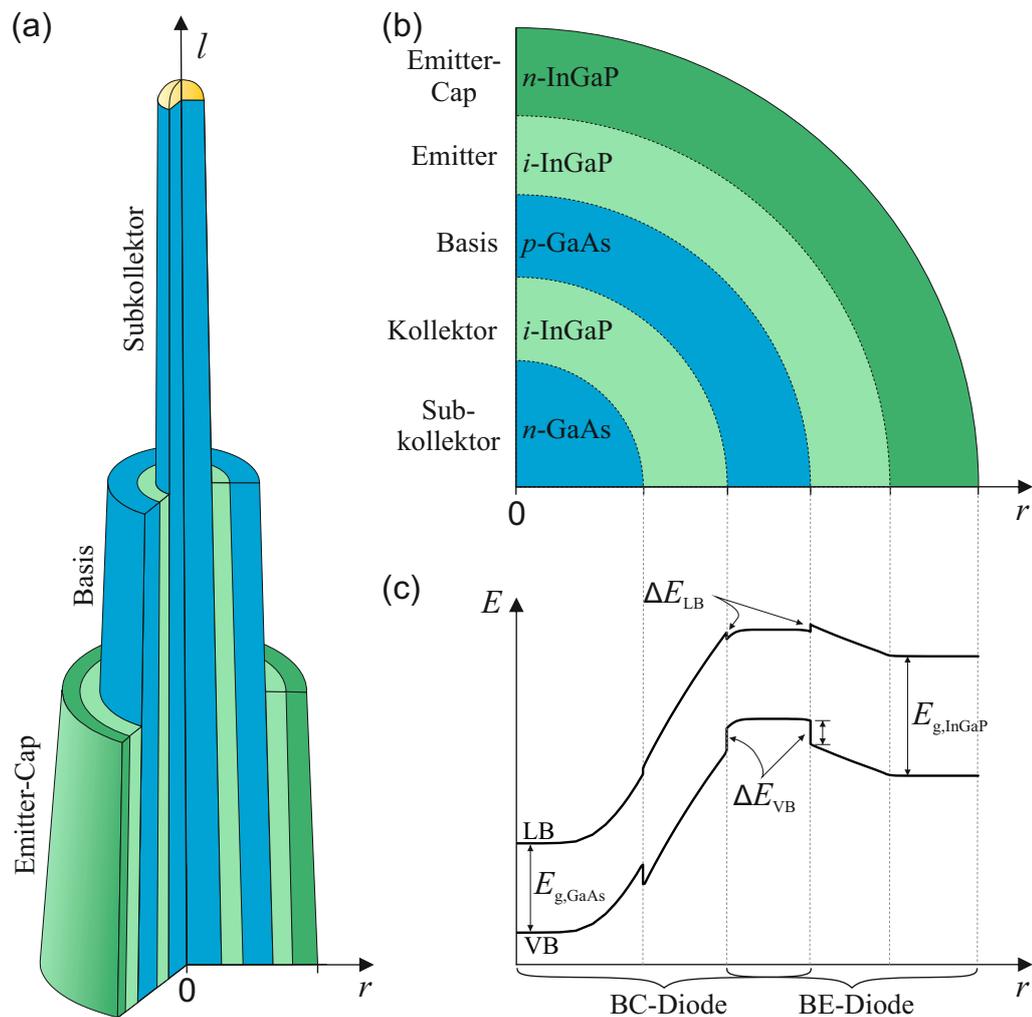


Abbildung 7.1: Aufbau des koaxialen Nanodraht-HBT. (a) Schematische Struktur. (b) Teilquerschnitt im Bereich des Drahtfußes mit (c) dem dazugehörigen, radialen Bänderdiagramm ($U_{BC} < 0\text{ V}$ und $U_{BE} > 0\text{ V}$).

spiegelsymmetrisch, sodass die Potentialverteilung homogen und der Stromfluss senkrecht durch den intrinsischen Transistor bis zum Subkollektor erfolgt. Aufgrund der prozesstechnischen Einschränkungen beim Ätzen senkrecht stehender, koaxialer Nanodrähte ist für die koaxialen Nanodraht-HBT nur eine asymmetrische, dreiteilige Stufenform möglich.

Die koaxiale npn -Struktur ist aus zwei pn -Übergängen mit gemeinsamer p -dotierter Basis zusammengesetzt. Die beiden pn -Übergänge übernehmen dabei unterschiedliche Funktionen. Zur besseren Übersicht ist die koaxiale Hüllenabfolge in Abbildung 7.1 (b) als Teilquerschnitt dargestellt. Das dazugehörige, radiale Bänderdiagramm ist in Abbildung 7.1 (c) aufgetragen. Die BC-Diode ist dabei in Sperrrichtung gepolt und die BE-Diode knapp unterhalb der Diffusionsspannung in Flussrichtung.

Die BC-Diode wird im Normalbetrieb in Sperrrichtung gepolt, sodass Minoritäten (hier Elektronen) von der Grenzschicht zur Basis über die große RLZ in den Kollektor gezogen werden. Die Effizienz dieses Transfers wird dabei durch verschiedene Faktoren beeinflusst. Zunächst sollte ein möglichst ungehinderter Transfer der Elektronen durch das Leitungsband möglich sein, welcher üblicherweise in Form eines Homoübergangs ermöglicht wird, z.B. durch einen n -GaAs-Kern mit einer p -GaAs-Hülle. Aufgrund der fehlenden Ätzselektivität zwischen den zwei Bereichen (vgl. Kapitel 4.4.1) sowie dem geringen Materialvolumen im Nanodraht-Kern muss im koaxialen Aufbau zusätzlich eine dünne ternäre Zwischenhülle eingebracht werden, um ein Ätzen des Kerns zu unterbinden. Wird InGaP als Zwischenhülle verwendet, ist die entstehende Diskontinuität im Leitungsband ΔE_{LB} am Heteroübergang nur klein.^[55] Über die Dicke dieser Zwischenhülle kann zusätzlich der Anteil von Tunnelleckströmen am Gesamtstrom kontrolliert werden. Diese Tunnelstromunterdrückung ist in der BC-Diode essentiell, da hohe Sperrströme den Nettostrom I_C verringern und damit die Stromverstärkung beeinträchtigen. Aus diesen Gründen bietet sich für die BC-Diode eines Nanodraht-HBT die Verwendung des zuvor vorgestellten, koaxialen n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs Kern-Hülle-Übergangs mit optimierter Zwischenhülle an (vgl. Kapitel 6.1). Dieser weist eine hervorragende Sperrcharakteristik bis nahezu -2 V auf (vgl. Abbildung 6.1), wobei die i -InGaP-Zwischenhülle dabei als Kollektor und der n -GaAs-Kern als Subkollektor fungieren.

Im Gegensatz zur BC-Diode wird die BE-Diode in Flussrichtung gepolt. Hierbei ist ein Heteroübergang von GaAs und InGaP vorteilhaft, da der Elektronenstrom aus dem Emitter in die Basis nahezu ungehindert fließen kann, während der Löcherstrom aus der Basis in den Emitter aufgrund der Potentialbarriere am Heteroübergang blockiert wird. Hierfür wird der in Kapitel 6.2 vorgestellte p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Übergang verwendet, da dieser epitaktisch um die BC-Diode gewachsen werden kann und auch hier das Leckstromverhalten über die Dicke und Dotierung der Zwischenhülle kontrollierbar wird. Die i -InGaP-Zwischenhülle entspricht dabei dem Emitter und die n -InGaP-Hülle fungiert als Emitter-Cap. Der dotierte Emitter-Cap ermöglicht dabei geringe Kontaktwiderstände. Details zur technologischen Herstellung einer kontaktierten Nanodraht-HBT-Struktur sind in Kapitel 4 aufgezeigt und die einzelnen Prozessschritte sind in Anhang A gelistet.

7.1.1 Sperrverhalten der Basis-Kollektor-Diode

Für die Analyse des Leckstromeinflusses werden Nanodraht-HBT mit unterschiedlichen Zwischenhüllendicken auf ihr Steuerverhalten hin analysiert. Zunächst wird die grundlegende Bauelementfunktion im Zusammenhang mit dem Sperrverhalten der BC-Diode untersucht. Der problematische Einfluss von Leckströmen in der BC-Diode wird deutlich anhand der gemessenen I/U -Kennlinien der BE- und BC-Dioden sowie anhand

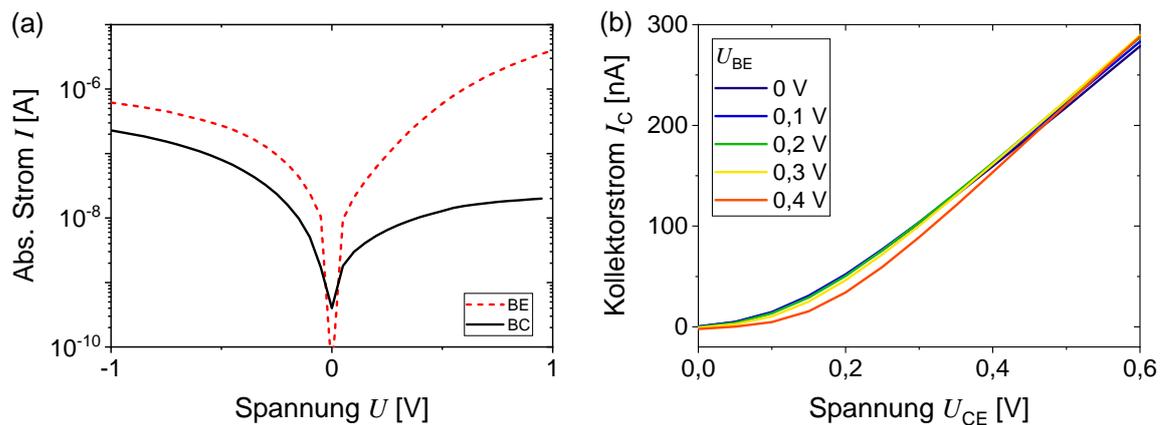


Abbildung 7.2: Untersuchung eines Nanodraht-HBT ohne optimierte Zwischenhüllen. (a) Halblogarithmisch aufgetragene I/U -Kennlinien der BE- und BC-Dioden sowie (b) dazugehöriges, spannungsgesteuertes Ausgangskennlinienfeld.

des dazugehörigen Ausgangskennlinienfelds eines Nanodraht-HBT in Abbildung 7.2 (a) und (b). Die Kollektor-Hüllendicke beträgt hierbei < 20 nm, sodass große Leckströme erwartet werden (vgl. Abbildung 6.1). Sowohl in der BE- als auch in der BC-Diode treten hohe Leckströme auf, wobei diese in Letzterer sogar den Stromfluss in Flussrichtung überwiegen. Da die großen BE-Leckströme mit Tunnelprozessen assoziiert werden (vgl. Kapitel 6.2), wird nur eine geringe Emitterinjektionseffizienz erwartet, welche die Ausbildung eines Minoritäten-Konzentrationsgradienten in der Basis erschwert. Treten zusätzlich hohe Leckströme im BC-Übergang auf, verhindern diese die kollektorseitige Verarmung an Minoritäten in der Basis und eine Steuerwirkung findet aufgrund des fehlenden Konzentrationsgradienten und der dadurch verhinderten Minoritäten-Diffusion durch die Basis nicht statt. Außerdem ist durch hohe Leckströme der BC-Diode der erwartete Anteil $I_{C,p}$ am Kollektorstrom I_C groß (vgl. Abbildung 2.11) und damit die Transistorfunktion zusätzlich beeinträchtigt. Diese Beeinträchtigung wird deutlich anhand des Ausgangskennlinienfelds in Abbildung 7.2 (b). Erwartet wird für einen HBT, wie in Kapitel 2.3 erläutert, ein Auffächern der Ausgangskennlinien mit U_{BE} . Im aktiven Bereich verläuft der Kollektorstrom I_C nahezu unabhängig von U_{CE} , sondern wird durch die Anzahl der emitterseitig injizierten Elektronen bestimmt. Im vorliegenden Fall findet eine Sättigung des Kollektorstroms I_C sowie ein Auffächern des Ausgangskennlinienfelds mit steigendem U_{BE} jedoch nicht statt. Bereits bei einer Spannung $U_{BE} = 0$ V findet ein signifikanter Stromfluss I_C im Kollektor statt, welcher durch ein Erhöhen von U_{BE} keine relevante Änderung erfährt. Er basiert demnach nicht auf einem Minoritäten-Transfer durch die Basis, sondern muss in den Leckströmen der BC-Diode begründet sein.

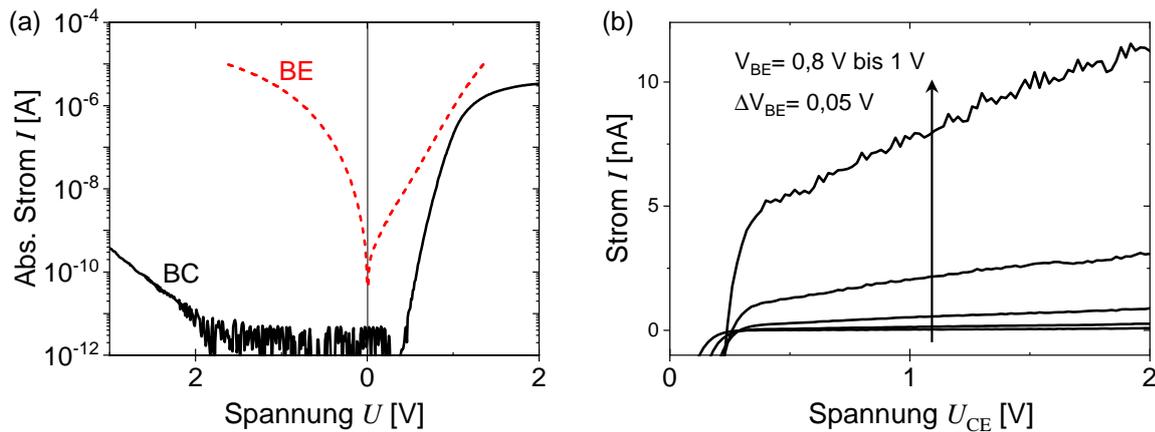


Abbildung 7.3: Nanodraht-HBT mit 55 nm dickem *i*-InGaP-Kollektor. (a) zeigt die I - U -Kennlinien der BC- und BE-Dioden in halblogarithmischer Auftragung. (b) stellt das spannungsgesteuerte Ausgangskennlinienfeld des Nanodraht-HBT dar (entnommen und angepasst aus Liborius et al.^[181]).

Durch eine Vergrößerung der *i*-InGaP-Kollektor-Hüllendicke auf ca. 55 nm können die Leckströme der BC-Diode um vier bis fünf Größenordnungen reduziert werden (vgl. Kapitel 6.1.1). Die I - U -Kennlinien der BC- sowie der BE-Diode eines untersuchten Nanodraht-HBT sind in Abbildung 7.3 (a) aufgetragen und zeigen die Leckstromdiskrepanz zwischen einem pn -Übergang mit 55 nm *i*-InGaP-Zwischenhülle zum zuvor gezeigten Übergang mit einer Zwischenhüllendicke < 20 nm. Aufgrund der exzellenten Sperrcharakteristik der BC-Diode mit Sperrströmen im pA-Bereich bis $U = -2$ V wird erstmals ein Minoritäten-Transfer durch die Basishülle messbar. Letzterer wird durch die Messung des spannungsgesteuerten Ausgangskennlinienfelds in Abbildung 7.3 (b) erstmals für einen Nanodraht-HBT nachgewiesen.^[181] Das Unterdrücken der Leckströme der BC-Diode, welche zuvor kollektorseitig die Ausbildung des Konzentrationsgradienten in der Basis verhindert haben, ermöglicht nun einen diffusiven Elektronentransfer aus dem Emitter zum Kollektor. Mit steigender Spannung U_{BE} werden mehr Minoritätsladungsträger in die Basis injiziert und diffundieren aufgrund des Konzentrationsgradienten zum Kollektor. Je höher die Spannung U_{BE} , desto größer der Minoritäten-Gradient in der Basis (vgl. Abbildung 2.12 (a)) und desto größer I_C . Der Kollektorstrom I_C ist also durch die angelegte Spannung U_{BE} steuerbar.

Typisch für spannungsgesteuerte Ausgangskennlinienfelder im Normalbetrieb ist der Kennlinienabstand, welcher in der linearen Auftragung exponentiell mit steigendem U_{BE} zunimmt. Hier sättigt der Kollektorstrom I_C bei $U_{BE} = const$ nicht vollständig mit steigender Spannung U_{CE} , was auf den Early-Effekt zurückzuführen ist.^[138] Letzterer ist eine bekannte Eigenschaft bei Bipolartransistoren und beruht auf einer Basisweitenmodula-

tion, welche kollektorseitig durch eine vergrößerte RLZ-Ausdehnung mit steigender BC-Sperrspannung hervorgerufen wird.^[138] Hierdurch sinkt die effektive Basisweite $W_{B,\text{eff}}$, der Diffusionsstrom durch die Basis steigt und damit auch der Kollektorstrom I_C mit der Spannung U_{CE} .^[62] Die über die Steigungen der Ausgangskennlinien extrahierte Early-Spannung liegt bei ca. 0,76 V. Während I_C Werte im nA-Bereich aufweist, liegt I_B hingegen im Bereich μA . Daher weist der aus den Kennlinien extrahierte Gleichstromverstärkungsfaktor Werte $B \leq 0,01$ auf. Die Steuerwirkung ist demnach nur gering, da ein Großteil der durch den Emitter bereitgestellten Elektronen ($I_{E,n}$) auf dem Weg zum Kollektor durch Rekombination verloren geht. Eine Stromverstärkung ($B > 1$) findet aus diesem Grund im vorliegenden Fall nicht statt.

Der Strom I_B , welcher für eine große Stromverstärkung möglichst gering sein sollte, wird durch Rekombinationsverluste in der Basis sowie im BE-Übergang beeinflusst (vgl. Gl. 2.34 und Gl. 2.35). Erstere treten, aufgrund der geringen Minoritäten-Lebensdauern in Nanodrähten, vermutlich vermehrt in der vorliegenden Struktur auf. Die Gleichstromverstärkung B im HBT hängt direkt mit der Diffusionslänge L_n bzw. über Gl. 2.4 mit der Lebensdauer τ_n der Ladungsträger zusammen.^[62,136]

$$B \approx \frac{L_p}{L_n} \cdot \frac{D_n}{D_p} \cdot \frac{N_D}{N_A} \cdot \coth\left(\frac{W_{B,\text{eff}}}{L_n}\right) \quad (\text{Gl. 7.1})$$

Hierbei wird eine geringe, effektive Basisweite angenommen. Die Gleichstromverstärkung wird stark durch die Injektionseffizienz beeinflusst.^[136] Aber auch die Rekombinationsverluste am BE-Übergang können einen entscheidenden Einfluss auf die Stromverstärkung haben. Dies wird aus den im Vergleich zur BC-Diode hohen Strömen der BE-Diode in Sperr- und in Flussrichtung in Abbildung 7.3 (a) deutlich. Parallele Tunnelströme über Störstellen in der Bandlücke limitieren vermutlich die Injektionseffizienz der BE-Diode, da die tunnelnden Ladungsträger mit Löchern im Valenzband rekombinieren und damit dem Elektronenstrom $I_{E,n}$ verloren gehen (vgl. Gl. 2.36). Der Einfluss der BE-Leckströme auf die Transistorfunktion wird im folgenden Kapitel untersucht.

7.1.2 Injektionseffizienz des Emitters

Ein Tunneln von Minoritäten aus dem Emitter in parasitäre Bandlückenzustände der Basis führt zu einer verstärkten Rekombination von Minoritäten und diese Ladungsträger stehen für eine Diffusion zum Kollektor nicht mehr zur Verfügung. Die Injektionseffizienz der Elektronen wird also in der vorliegenden Struktur durch den Tunnelstromanteil J_T limitiert. Die Unterdrückung dieser Tunnelleckströme wird, wie auch in Kapitel 6.2 erläutert, über das Einbringen einer undotierten Emitter-Hülle erreicht, welche das elektrische Feld in der RLZ verringert und dadurch als verbreiterte Tunnelbarriere fungiert. Dies

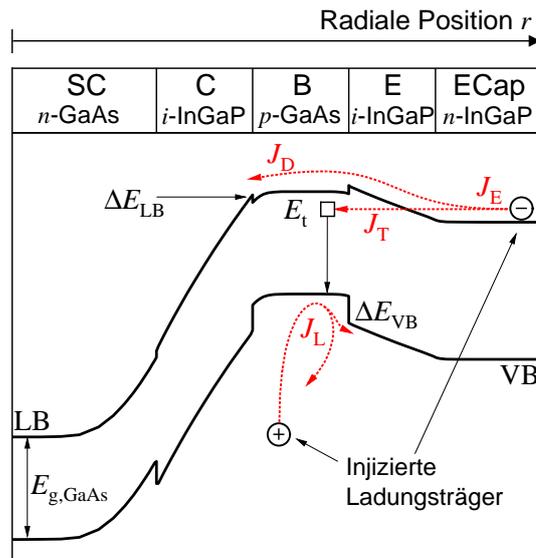


Abbildung 7.4: Physikalisch simuliertes, radiales Bänderdiagramm eines Nanodraht-HBT. Die an Emitter und Basis injizierten Ladungsträgerstromdichten J_E und J_L sind als rote Pfeile verdeutlicht. J_E besteht aus einem diffusiven Anteil J_D und einem Tunnelanteil J_T (entnommen und angepasst aus Liborius et al.^[203]).

erlaubt eine Optimierung der Injektionseffizienz von Minoritäten aus dem Emitter in die Basis.

Der Effekt wird mithilfe eines physikalisch simulierten Bänderdiagramms eines radialen Nanodraht-HBT veranschaulicht, welches in Abbildung 7.4 dargestellt ist. Die BC-Diode ist hierbei in Sperrrichtung gepolt und die BE-Diode knapp unterhalb der Diffusionsspannung in Flussrichtung. Der über den Basiskontakt in die Basis injizierte Löcherstrom J_L diffundiert in Richtung des Emitters und einzelne Löcher rekombinieren auf dem Weg zum Teil mit den Minoritäten, wodurch der Basisstrom steigt. Aufgrund der Valenzbanddiskontinuität ΔE_{VB} an der Heterogrenzfläche werden die Löcher jedoch am Transfer in den Emitter gehindert, sodass der Strom $I_{E,p}$ klein ist. Hierdurch wird eine verstärkte Löcherrekombination in der dicken Emitter-Hülle verhindert. Der Elektronenstrom J_E teilt sich, wie zuvor in Kapitel 6.2.1 gezeigt, in einen diffusiven und einen Tunnelanteil J_T auf. Mit zunehmender Emitterweite sinkt das elektrische Feld innerhalb der BE-RLZ und die Tunnelwahrscheinlichkeit sinkt. Aufgrund der geringeren Tunnelverluste steigt die Anzahl an Minoritäten in der Basis und der hierdurch vergrößerte Minoritäten-Gradient verursacht eine vermehrte Elektronendiffusion hin zum Kollektor und damit einen Anstieg des Kollektorstroms I_C gegenüber I_B . Ist die Basis dünner als die Diffusionslänge der Elektronen L_n , erreicht ein großer Teil der aus dem Emitter injizierten Elektronen die BC-RLZ und trägt damit zum Strom I_C bei.

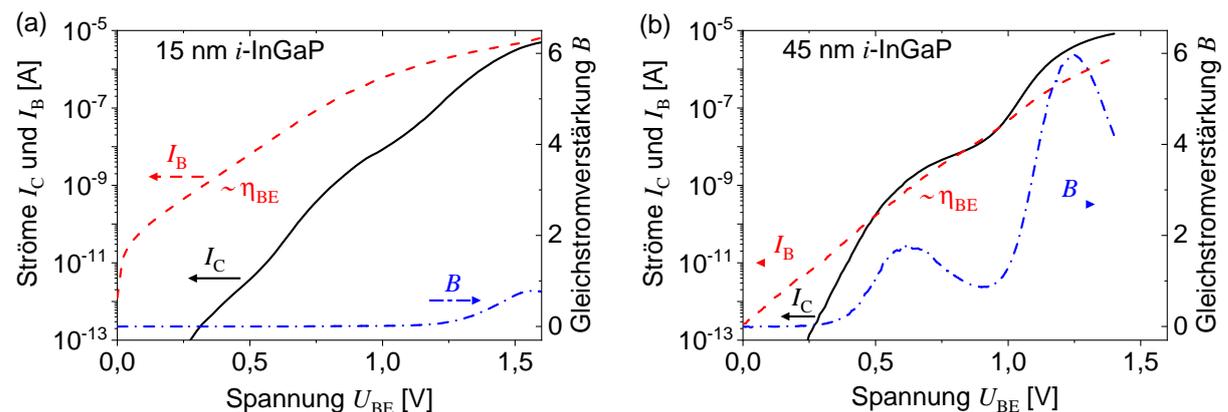


Abbildung 7.5: Exemplarische Gummel-Plots zweier Nanodraht-HBT mit Emitterhüllendicken von 15 nm und 45 nm. Die resultierende Gleichstromverstärkung B ist zusätzlich dargestellt (entnommen und angepasst aus^[203]).

Für zwei Drähte mit i -InGaP-Emitterdicken von 15 nm sowie 45 nm sind exemplarisch die gemessenen Gummel-Plots mit der Messbedingung $U_{BC} = 0$ in Abbildung 7.5 (a) und (b) dargestellt. Zusätzlich ist auch die Änderung des Gleichstromverstärkungsfaktors B mit U_{BE} aufgetragen. Für den Draht mit 15 nm Emitterhülle (Abbildung 7.5 (a)) gilt $I_B > I_C$ für alle U_{BE} mit einer maximalen Verstärkung von $B = 0,8$.^[203] Im Vergleich zum Nanodraht-HBT ohne optimierte Emitterhülle (vgl. Abbildung 7.3) werden also deutlich höhere Stromverstärkungen erreicht, welche jedoch immer noch < 1 sind. Die Steigung von I_B korreliert mit dem Emissionskoeffizienten η_{BE} der BE-Diode, welcher für planare Bauelemente üblicherweise im Bereich 1 bis 4 liegt und von Grenzflächenrekombination, Ladungsträgerrekombination in der BE-RLZ sowie BE-Oberflächenstrompfaden beeinflusst wird.^[207,208] In diesem Fall wird der Wert $\eta_{BE} = 7,5$ extrahiert, welcher auf zusätzliche Verlustmechanismen, beispielsweise parasitäres Tunneln, im Bauelement hindeutet.^[203] Bei hohen Spannungen setzt der Einfluss der Bahnwiderstände ein.

Im Vergleich dazu sinkt der Basisstrom für den Draht mit 45 nm Emitterdicke um zwei Größenordnungen aufgrund der verstärkten Unterdrückung parasitärer Tunnelströme (die Sättigungssperrstromdichte der BE-Diode ist um drei Größenordnungen gegenüber der Diode mit 15 nm verringert, vgl. Abbildung 6.15). Der Idealitätsfaktor η_{BE} sinkt auf den Wert 3, welcher nun im Bereich der Literaturwerte für planare Bauelemente liegt und eine verbesserte Emittiereffizienz bestätigt.^[203,207,208] Die größere Anzahl in die Basis injizierter Elektronen $I_{E,n}$ führt daher zu einem steileren Anstieg des Kollektorstroms, welcher bei Spannungen $U_{BE} > 1$ V dem Löcherstrom I_B überwiegt. Der Gleichstromverstärkungsfaktor steigt dadurch auf Werte > 1 , in diesem Fall auf $B = 6$.^[136,203] Die in Kapitel 6.2 vorgestellte Tunnelunterdrückung durch einen vergrößerten, intrinsischen Emittor wirkt sich also direkt auf die Emitter- bzw. Injektionseffizienz und damit auf die Bauelementfunk-

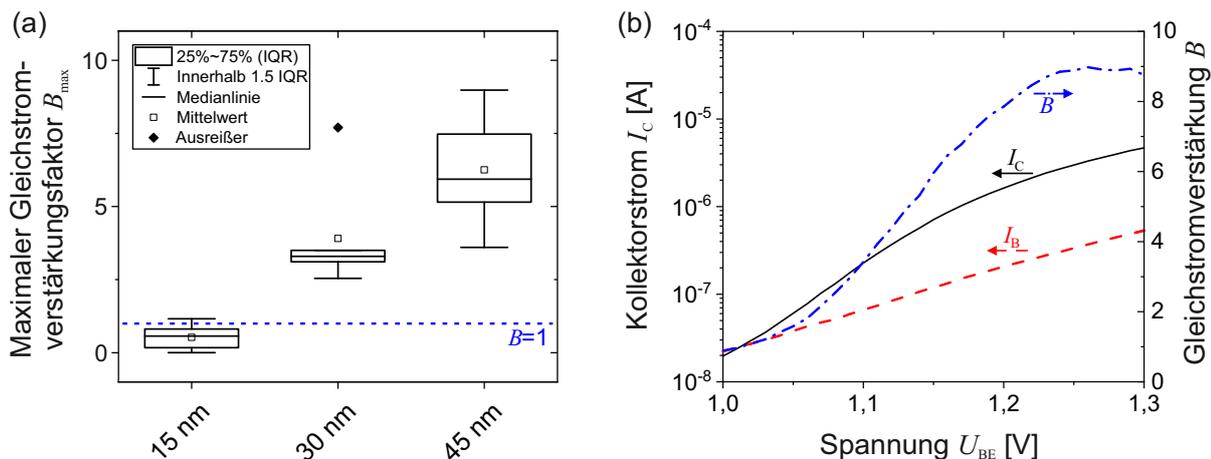


Abbildung 7.6: (a) Boxplot der maximalen Gleichstromverstärkungsfaktoren B_{\max} von Nanodraht-HBT mit Emitterhüllendicken von 15 nm, 30 nm sowie 45 nm (entnommen und angepasst aus^[203]). (b) Gummel-Plot und Verlauf von B mit der Spannung U_{BE} des HBT mit $B_{\max} = 9$ (45 nm Emitterhülle).

tion bzw. die Gleichstromverstärkung aus. Das lokale Minimum in der Stromverstärkung um $U_{BE} < 1$ V wird auf Leckströme unterhalb der Flussspannung der BE-Diode zurückgeführt, wobei der Nachweis des exakten Mechanismus noch aussteht.^[203] Oberhalb von 1,25 V dominiert auch hier der Bahnwiderstand den Kennlinienverlauf.

Zur statistischen Validierung werden die maximal gemessenen Gleichstromverstärkungsfaktoren mehrerer Nanodraht-HBT mit 15 nm (9 Bauelemente), 30 nm (6 Bauelemente) oder 45 nm (14 Bauelemente) dicken *i*-InGaP- Emitterhüllen in Form eines Boxplots in Abbildung 7.6 (a) aufgetragen. Diese wurden mithilfe von Gummel-Plots extrahiert und zeigen den erwarteten Trend: Mit steigender Tunnelbarrierendicke sinkt der Anteil der in die Basis bzw. BE-RLZ tunnelnden und dort rekombinierenden Minoritäten und die Injektionseffizienz des Emitters nimmt zu. Die maximalen Gleichstromverstärkungsfaktoren steigen dadurch erstmals von Werten < 1 (15 nm Emitter) auf im Mittel Werte von 6 (45 nm Emitter).^[203] Als Maximalwert aller gemessenen Nanodraht-HBT wird eine Gleichstromverstärkung von $B = 9$ erreicht, welche aus dem Gummel-Plot in Abbildung 7.6 (b) ersichtlich wird.

Die verbesserte Injektionseffizienz der BE-Diode wird auch im stromgesteuerten Ausgangskennlinienfeld eines Nanodraht-HBT mit 45 nm dicker *i*-InGaP-Emitterzwischenhülle deutlich, welches in Abbildung 7.7 aufgetragen ist. Mit eingebrachten Basisströmen im Bereich $10 \text{ nA} \leq I_B \leq 100 \text{ nA}$ werden erstmals ca. eine Größenordnung höhere Kollektorströme in einem Nanodraht-HBT steuerbar. Die Sättigungsgrenze (rote Kennlinie) gibt dabei den Grenzbereich zwischen dem Normal- und dem Sättigungsbetrieb an. In Letzterem werden beide *pn*-Übergänge in Flussrichtung betrieben ($U_{BE} > 0$ V und $U_{BC} > 0$ V) und der

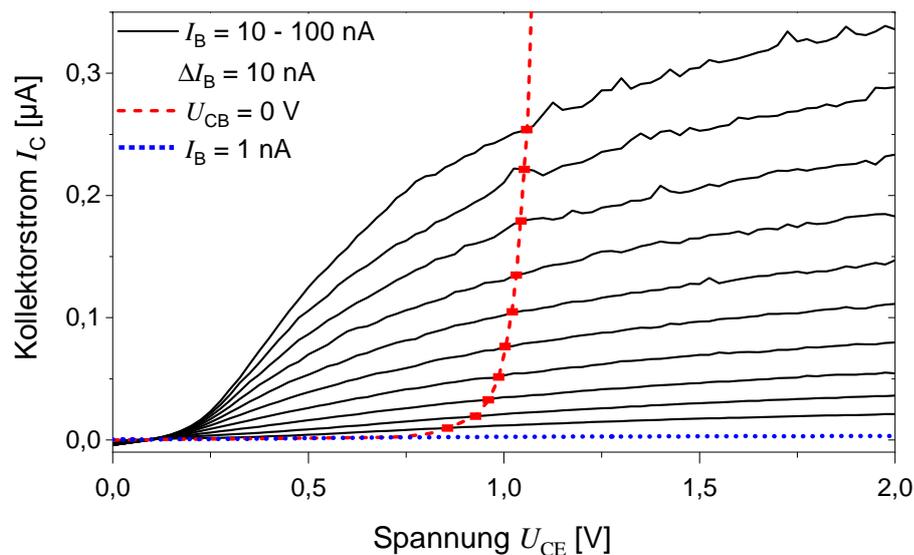


Abbildung 7.7: Stromgesteuerte Ausgangskennlinienfelder eines Nanodraht-HBT mit 45 nm Emitterschichtdicke in linearer Auftragung. Die rote Kurve entspricht der Sättigungsgrenze $U_{CB} = 0 \text{ V}$ und die blaue dem Niedrigstromfall $I_B = 1 \text{ nA}$ (entnommen und angepasst aus^[203]).

Minoritäten-Gradient in der Basis mit zunehmender Spannung U_{BC} abgebaut, was in einer Verringerung des Kollektorstroms resultiert.^[62] Die Offset-Spannung des Bauelements bei $I_C = 0 \text{ A}$ kann zu ca. 0,1 V bestimmt werden.^[203] Dieser Wert liegt im Bereich planarer GaAs/InGaP Doppel-Heterostruktur-Bipolartransistoren, in welchen auch Werte von ca. 0,12 V gemessen wurden.^[209] Im aktiven Bereich sättigt der Kollektorstrom I_C nicht vollständig, sondern steigt mit zunehmendem U_{CE} insbesondere mit höher werdenden Basisströmen leicht an, was auch hier auf den zuvor erwähnten Early-Effekt zurückgeführt wird.^[138] Die Early-Spannung wird zu ca. 2,6 V extrahiert.

Durch die im Rahmen der Arbeit durchgeführte, gezielte Analyse der Leckstrommechanismen in koaxialen Nanodraht-Dioden ist weltweit erstmalig eine erfolgreiche Demonstration einer koaxialen Nanodraht-HBT Struktur mit einer Stromverstärkung $B > 1$ ermöglicht worden. Ein weiteres, grundlegendes Bauelement der Planar-Technologie ist also erfolgreich in Form einer Nanodraht-Struktur umgesetzt worden. Mithilfe dieser Struktur können die Leckstrommechanismen der einzelnen Dioden sowie ihr Einfluss auf das Transistorverhalten genauer nachvollzogen werden und insbesondere die Herausforderungen koaxialer Nanodraht-Dioden hinsichtlich Minoritäten-Lebensdauern und auftretender parasitärer Tunnelströme anhand eines komplexen, leckstromsensitiven Bauelements bewertet werden. Die im Rahmen der Arbeit gewonnenen Erkenntnisse dienen als Grundlage für weitere Untersuchungen, um mögliche anwendungsspezifische Vorteile der Nanodraht-

7.1 Umsetzung eines HBT in koaxialer Nanodraht-Geometrie

Technologie, beispielsweise eine verbesserte Integrierbarkeit mit anderen Plattformen, die Skalierbarkeit oder die Licht-/Materie Wechselwirkungen zu evaluieren.

8 Zusammenfassung

Die fortschreitende Miniaturisierung zur Bauelementoptimierung erfordert zunehmend neue Konzepte zur Umsetzung selbiger. Die Adaption etablierter, planarer Bauelemente in Nanodraht-Geometrien kann dabei neue Möglichkeiten der Optimierung bieten, unter anderem hinsichtlich einer Heterointegration auf neuen Plattformen, einer verbesserten Integrationsdichte sowie einer vielfältigen Materialkombinierbarkeit bei gleichzeitig materialsparender Herstellung. Die in der Literatur berichteten, Nanodraht-basierten Bauelemente stechen bisher nur in einzelnen Aspekten gegenüber der planaren Standardtechnologie heraus. Ein Grund hierfür sind beispielsweise die im Vergleich zu planaren Bauelementen vermehrt auftretenden Leckströme, welche die Funktionalität der Nanodraht-Bauelemente stark limitieren.

Ziel der vorliegenden Arbeit war aus diesem Grund, koaxiale Nanodraht- pn -Übergänge im Hinblick auf auftretende Stromtransportmechanismen zu untersuchen, mit besonderem Augenmerk auf der Identifikation von Leckstrommechanismen und deren gezielter Unterdrückung. Für die Analysen wurden koaxiale Nanodraht- pn -Übergänge auf Basis von GaAs und InGaP herangezogen, deren Anwendungspotential in der Literatur sowohl in der Photovoltaik als auch im Bereich Lichtemitter verfolgt wird. Die Herstellung basierte dabei grundsätzlich auf für planare Bauelemente etablierten Epitaxieverfahren, Prozesstechnologien sowie Charakterisierungsmethoden, welche für die koaxialen Nanodrähte angepasst wurden.

Zunächst wurden die verschiedenen Kern-, Kern-Hülle- sowie Kern-Multihüllen-Strukturen epitaktisch hergestellt. Die hierbei verwendeten Wachstumsparameter basierten grundsätzlich auf Vorarbeiten, wurden jedoch für die in dieser Arbeit untersuchten Nanodrähte angepasst bzw. individuell kombiniert. Dabei lag besonderes Augenmerk auf der Auswahl geeigneter Kern-Hülle-Abfolgen im Hinblick auf die Prozessierbarkeit zu den gewünschten bipolaren pn - und npn -Bauelementen. Die Entwicklung einer geeigneten, reproduzierbaren Prozesstechnologie zur elektrischen Kontaktierung der hergestellten Nanodrähte wurde in zahlreichen Versuchsreihen untersucht, angepasst und die für die Bauelementherstellung optimierten Prozessparameter und Technologieschritte als finaler Prozess im Rahmen der Arbeit vorgestellt. Dieser umfasst das höhenkontrollierte, selektive Ätzen einzelner Nanodraht-Hüllen, das lokale Einbetten in isolierendes Polyimid auf dem gewünschten Zielsubstrat zur Haftungsverbesserung und Topologiekontrolle sowie das gezielte Aufbringen qualitativ hochwertiger, metallischer Kontakte auf individuelle Kern- und Hüllenbereiche mittels Elektronenstrahlithographie.

Im nächsten Schritt lag die Analyse von Materialparametern wie Dotierstoffkonzentrationen und Kontaktwiderständen der hergestellten Strukturen im Fokus, welche es

sentuell für das Verständnis und die Anwendung als elektronische Bauelemente ist. Aus diesem Grund wurden verschiedene Methoden zur Dotierstoffkonzentrationsbestimmung getaperter Nanodrähte vorgestellt und auf Nanodraht-Kerne sowie Kern-Hülle-Strukturen angewandt. Anhand von *p*-dotierten Nanodraht-Kernen wurde eine Widerstandsanalyse mittels einer auf getaperte Drähte angepassten TLM-Methode durchgeführt und die Ergebnisse mit einer lokalen Widerstandsanalyse mittels MT-STM verglichen. Beide Methoden führten zu vergleichbaren Ergebnissen mit einer Dotierstoffkonzentration von $N_A = 2,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und einem spezifischen Bahnwiderstand von $\rho_{\text{NW}} = 2 \cdot 10^{-2} \Omega \text{ cm}$, welcher vergleichbar mit Literaturdaten ist. Die hier entwickelte TLM-Analyse mit Korrekturfaktoren wurde außerdem zur Abschätzung der Kontaktwiderstände angewandt und Werte im Bereich $10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$ bis $10^{-5} \Omega \text{ cm}^2$ extrahiert. Die Dotierstoffkonzentration in *n*-GaAs-Kernen wurde zusätzlich im oberen 10^{17} cm^{-3} Bereich abgeschätzt. Neben der Analyse getaperter Nanodraht-Kerne wurde ebenfalls die Charakterisierung getaperter Nanodraht-Hüllen demonstriert. Hierbei lieferte als erste Methode eine Widerstandsanalyse unter Annahme eines gemittelten Drahtradius für *p*-GaAs-Hüllen eine Abschätzung von $N_A = 2,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Als zweite Methode wurde eine lokale Widerstandsbestimmung mittels MT-STM an *n*-InGaP-Hüllen durchgeführt, welche die Bestimmung einer Dotierstoffkonzentration von $N_D = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ermöglichte. Hierdurch wurde die Dotierstoffkonzentration einer *n*-InGaP-Nanodraht-Hülle erstmals quantitativ messtechnisch extrahierbar. Für diese *n*-InGaP-Nanodraht-Hüllen wurden ebenfalls erstmals ohmsche Kontakte mithilfe eines Legierprozesses erzeugt und messtechnisch nachgewiesen. Hierbei zeigte sich eine wechselseitige Abhängigkeit zwischen der Kontaktqualität und der Oberflächenbeschaffenheit der Nanodrähte, da beide von der Legiertemperatur abhängen. Eine Legiertemperatur von 320 °C für Ge/Ni/Ge/Au-Kontakte erwies sich als guter Kompromiss zwischen beiden Limitierungen.

Auf Basis dieser durchgeführten Material- und Kontaktanalysen wurden anschließend *n*-GaAs/*i*-InGaP/*p*-GaAs Kern-Hülle- sowie *p*-GaAs/*n*-InGaP und *p*-GaAs/*i*-InGaP/*n*-InGaP Hülle-Hülle- bzw. Multihüllen-Nanodrahtstrukturen hinsichtlich der darin auftretenden Stromtransportmechanismen analysiert. Neben dem diffusiven Stromtransport über den *pn*-Übergang zeigt die vorliegende Arbeit einen zusätzlichen Tunneltransport von Elektronen über Defektzustände in der Bandlücke auf. In den *I-U*-Kennlinien führten diese Leckströme zu hohen Sperrströmen, Idealitätsfaktoren > 2 , geringen bzw. sogar invertierten Gleichrichtungsverhältnissen sowie erhöhten Sättigungssperrstromdichten. Zusätzlich wurde gezeigt, dass der Kennlinienverlauf in Dioden mit großen Leckströmen nur geringfügig von der Messtemperatur abhängt, was ebenfalls ein Indiz für auftretende Tunnelströme ist. In diesem Zusammenhang wurde gezeigt, dass das gezielte Einbringen einer *i*-InGaP-Zwischenhülle ausreichender Dicke in einen hochdotierten *pn*-Übergang

eine Kontrolle der auftretenden Leckströme in den koaxialen Drähten ermöglicht. Für die Kern-Hülle-Nanodrähte mit 100 nm *i*-InGaP-Zwischenhülle wurden dabei Bestwerte von $I_0 = 10^{-11} \text{ A cm}^{-2}$ und $\eta = 1,3$ sowie ein Gleichrichtungsverhältnis von $> 10^6$ bei $\pm 1,65 \text{ V}$ gemessen. Dies entspricht einer Verringerung der Sperrstromdichte im Vergleich zu vorherigen Publikationen um sechs Größenordnungen. Auch die Multihüllen *p*-GaAs/*i*-InGaP/*n*-InGaP-Nanodrähte zeigten eine Unterdrückung der Tunnel-Leckströme mit zunehmender *i*-InGaP-Zwischenhüllendicke. Den gemessenen *I-U*-Kennlinien konnte hierbei ein Tunnel- sowie ein diffusiver Stromanteil zugeordnet werden. Ersterer wurde durch Einbringen einer 45 nm Zwischenhülle signifikant reduziert, mit einer um fünf Größenordnungen verringerten Tunnelsättigungsstromdichte. Die Idealitätsfaktoren reduzierten sich dabei von ursprünglich $\eta = 3,8$ auf nahezu $\eta = 2$, also ins SRH-Regime.

Der Nachweis von Tunnelströmen in den koaxialen *pn*-Übergängen erfolgte dabei über verschiedene Ansätze. Es wurden aus der Literatur bekannte Tunnelmodelle für die Fluss- und Sperrrichtung von *pn*-Dioden auf die im Rahmen der Arbeit untersuchten, koaxialen *pin*-Strukturen angewandt. Diese Modellierungen lieferten eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten und ermöglichten eine Abschätzung der Tunnelbarrierrhöhe bei tiefen Temperaturen. Zusätzlich wurden physikalische Simulationen unter Verwendung des Modells zum störstellenunterstützten Tunneln herangezogen, welche eine durch das Einbringen der *i*-InGaP-Zwischenhülle verringerte Tunnelwahrscheinlichkeit aufzeigten. Diese Simulationen zeigten eine exzellente Übereinstimmung mit den Messdaten und führten die Tunnelstromunterdrückung auf eine Reduktion des elektrischen Felds in der RLZ des *pn*-Übergangs mit steigender *i*-InGaP-Zwischenhüllendicke zurück. Die RLZ entspricht dabei der notwendigen Tunneldistanz der Elektronen zur Erreichung von Defektzuständen, welche mit zunehmender Zwischenhüllendicke demnach zunimmt. Dies spiegelt sich in den gemessenen Kennlinien in Form reduzierter Leckströme und verbesserter Diodeneigenschaften wider.

Die Unterdrückung der Tunnelströme wurde zusätzlich bestätigt durch temperatur- und spannungsabhängige Elektrolumineszenz-Spektren. Hierbei konnte eine niederenergetische Lumineszenz weit unterhalb der Bandlückenenergie auf strahlende Tunnelprozesse zurückgeführt werden. Mit zunehmender Zwischenhüllendicke wurde auch hier eine Verringerung der Tunnellumineszenz erreicht und damit eine mögliche Unterdrückung von Tunnelströmen in den koaxialen Nanodraht-Dioden mittels eingebrachter *i*-InGaP-Zwischenhülle verifiziert. Durch die Analyse und das damit einhergehende, tiefere Verständnis der auftretenden Mechanismen, konnte eine verbesserte Injektionseffizienz von Elektronen aus dem *n*- ins *p*-Gebiet erreicht werden, welche für die Weiter- und Neuentwicklung von *pn*-basierten Nanodraht-Bauelementen essentiell ist.

Der Einfluss unterschiedlicher, koaxialer Kern-Hülle- und Hülle-Hülle-Dioden innerhalb eines pn -basierten Bauelements wurde abschließend am Anwendungsbeispiel einer koaxialen Nanodraht-HBT-Struktur demonstriert. Hierbei lag der Fokus insbesondere auf dem Einfluss möglicher Leck- bzw. Tunnelprozesse auf die Bauelementfunktion. Die Charakterisierung von Nanodraht-HBT mit verschiedenen i -InGaP-Zwischenhüllendicken, sowohl in Form des Kollektors als auch als Emitter, zeigte einen eindeutigen Zusammenhang der Bauelementperformance mit der Qualität der pn -Übergänge. Dies wird zum einen auf eine Reduzierung des Basisstroms durch eine verbesserte, emitterseitige Ladungsträgerinjektion zurückgeführt, und zum anderen auf eine Vergrößerung des Kollektorstroms aufgrund verringerter BC-Leckströme. Dies ermöglicht die Ausbildung eines ausreichend hohen Minoritäten-Konzentrationsgradienten in der Basis. In koaxialen Nanodraht-HBT Strukturen mit optimierten Kollektor- und Emitterhüllendicken wurden hierdurch erstmalig Stromverstärkungsfaktoren > 1 demonstriert und Maximalwerte von bis zu 9 erreicht. Im Rahmen der Arbeit ist es also gelungen, ein weiteres, grundlegendes elektronisches Bauelement aus der Planartechnologie in den „bottom-up“-Aufbau mithilfe eines Nanodraht-Ansatzes zu überführen.

Zusammenfassend wurde also gezeigt, dass die im Rahmen der Arbeit aufgezeigte Möglichkeit der Tunnelstromunterdrückung mithilfe intrinsischer Zwischenhüllen in den pn -Übergängen für die Anwendung in Nanodraht-basierten Bauelementen auf Basis von pn -Übergängen geeignet ist und sogar in stark leckstromabhängigen Strukturen wie dem HBT eine grundlegende Bauelementfunktion ermöglichen. Die Untersuchungen verdeutlichen dabei insbesondere die Notwendigkeit einer guten Leckstromkontrolle für Nanodraht-basierte Anwendungen und dienen als Grundlage für weitere Analysen, um die Vorteile dieser Technologie hinsichtlich neuer Anwendungsgebiete bzw. Optimierbarkeit bestehender Anwendungen auszuloten.

Literaturverzeichnis

- [1] J. R. Woodyard. Nonlinear Circuit Device Utilizing Germanium, United States Patent Office (US2530110), 1950.
- [2] Morgan Sparks and Gordon K. Teal. Method of Making p-n Junctions in Semiconductor Materials, United States Patent Office (US2631356), 1953.
- [3] R. Braunstein. Radiative Transitions in Semiconductors. *Physical Review*, 99(6):1892–1893, 1955.
- [4] Marshall I. Nathan, William P. Dumke, Gerald Burns, Frederick H. Dill, and Gordon Lasher. Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions. *Applied Physics Letters*, 1(3):62–64, 1962.
- [5] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson. Coherent Light Emission From GaAs Junctions. *Physical Review Letters*, 9(9):366–368, 1962.
- [6] J. M. Woodall and H. J. Hovel. High-efficiency $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -GaAs solar cells. *Applied Physics Letters*, 21(8):379–381, 1972.
- [7] John N. Shive. Photoresistive Translating Device, United States Patent Office (US2560606), 1951.
- [8] William Shockley. The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors. *The Bell System Technical Journal*, 28(3):435–489, 1949.
- [9] David C. Brock. *Understanding Moore's Law - Four Decades of Innovation*. Chemical Heritage Press, Philadelphia, Pennsylvania, USA, 2006.
- [10] Yunyan Zhang, Jiang Wu, Martin Aagesen, and Huiyun Liu. III-V nanowires and nanowire optoelectronic devices. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 48:463001, 2015.
- [11] Miquel Royo, Marta De Luca, Riccardo Rurali, and Ilaria Zardo. A review on III–V core–multishell nanowires: growth, properties, and applications. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 50:143001, 2017.
- [12] Enrique Barrigón, Magnus Heurlin, Zhaoxia Bi, Bo Monemar, and Lars Samuelson. Synthesis and Applications of III–V Nanowires. *Chemical Reviews*, 119(15):9170–9220, 2019.

- [13] A. Martí and A. Luque. Three-terminal heterojunction bipolar transistor solar cell for high-efficiency photovoltaic conversion. *Nature Communications*, 6:6902, 2015.
- [14] Marius H. Zehender, Yang Chen, Enrique Barrigon, Antonio Marti, Magnus T. Borgstrom, and Elisa Antolin. Design study of a nanowire three-terminal heterojunction bipolar transistor solar cell. *Conference Record of the IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, pp. 1254-1257, 2021.
- [15] Magnus Heurlin, Martin H. Magnusson, David Lindgren, Martin Ek, L. Reine Wallenberg, Knut Deppert, and Lars Samuelson. Continuous gas-phase synthesis of nanowires with tunable properties. *Nature*, 492:90–95, 2012.
- [16] Jerome K. Hyun, Shixiong Zhang, and Lincoln J. Lauhon. Nanowire Heterostructures. *Annual Review of Materials Research*, 43(1):451–479, 2013.
- [17] Thomas Mårtensson, C. Patrik T. Svensson, Brent A. Wacaser, Magnus W. Larsson, Werner Seifert, Knut Deppert, Anders Gustafsson, L. Reine Wallenberg, and Lars Samuelson. Epitaxial III-V nanowires on silicon. *Nano Letters*, 4(10):1987–1990, 2004.
- [18] Linus C. Chuang, Michael Moewe, Chris Chase, Nobuhiko P. Kobayashi, Connie Chang-Hasnain, and Shanna Crankshaw. Critical diameter for III-V nanowires grown on lattice-mismatched substrates. *Applied Physics Letters*, 90(4):2005–2008, 2007.
- [19] Erik Bakkers, Magnus Borgstrom, and Marcel Verheijen. Epitaxial growth of III-V nanowires on group IV substrates. *Materials Research Society Symposium Proceedings*, 32:117–122, 2007.
- [20] G. E. Cirlin, V. G. Dubrovskii, I. P. Soshnikov, N. V. Sibirev, Yu B. Samsonenko, A. D. Bouravleuv, J. C. Harmand, and F. Glas. Critical diameters and temperature domains for MBE growth of III-V nanowires on lattice mismatched substrates. *Physica Status Solidi - Rapid Research Letters*, 3(4):112–114, 2009.
- [21] C. Patrik T. Svensson, Thomas Mårtensson, Johanna Trägårdh, Christina Larsson, Michael Rask, Dan Hessman, Lars Samuelson, and Jonas Ohlsson. Monolithic GaAs/InGaP nanowire light emitting diodes on silicon. *Nanotechnology*, 19(30):305201, 2008.
- [22] Jae Cheol Shin, Ari Lee, Parsian Katal Mohseni, Do Yang Kim, Lan Yu, Jae Hun Kim, Hyo Jin Kim, Won Jun Choi, Daniel Wasserman, Kyoung Jin Choi, and Xiu-

- ling Li. Wafer-scale production of uniform $\text{InAs}_y\text{P}_{1-y}$ nanowire array on silicon for heterogeneous integration. *ACS Nano*, 7(6):5463–5471, 2013.
- [23] Cedric D. Bessire, Mikael T. Björk, Heinz Schmid, Andreas Schenk, Kathleen B. Reuter, and Heike Riel. Trap-assisted Tunneling in Si-InAs Nanowire Heterojunction Tunnel Diodes. *Nano Letters*, 11(10):4195–4199, 2011.
- [24] Gregor Koblmüller, Benedikt Mayer, Thomas Stettner, Gerhard Abstreiter, and Jonathan J. Finley. GaAs-AlGaAs core-shell nanowire lasers on silicon: Invited review. *Semiconductor Science and Technology*, 32:053001, 2017.
- [25] Kenichi Kawaguchi, Hisao Sudo, Manabu Matsuda, Mitsuru Ekawa, Tsuyoshi Yamamoto, and Yasuhiko Arakawa. Room-temperature electroluminescence from radial p-i-n InP/InAsP/InP nanowire heterostructures in the 1.5- μm -wavelength region. *Japanese Journal of Applied Physics*, 54:04DN02, 2015.
- [26] Alexander Berg, Sadegh Yazdi, Ali Nowzari, Kristian Storm, Vishal Jain, Neimantas Vainorius, Lars Samuelson, Jakob B. Wagner, and Magnus T. Borgström. Radial Nanowire Light-Emitting Diodes in the $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ Material System. *Nano Letters*, 16:656–662, 2016.
- [27] Saniya Deshpande, Indrasen Bhattacharya, Gilliard Malheiros-Silveira, Kar Wei Ng, Fabian Schuster, Willi Mantei, Kevin Cook, and Connie Chang-Hasnain. Ultracompact Position-Controlled InP Nanopillar LEDs on Silicon with Bright Electroluminescence at Telecommunication Wavelengths. *ACS Photonics*, 4(3):695–702, 2017.
- [28] L. Gagliano, M. Kruijsse, J. D. D. Schefold, A. Belabbes, M. A. Verheijen, S. Meuret, S. Koelling, A. Polman, F. Bechstedt, J. E. M. Haverkort, and E. P. A. M. Bakkers. Efficient Green Emission from Wurtzite $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ Nanowires. *Nano Letters*, 18(6):3543–3549, 2018.
- [29] J. Wang, M. S. Gudiksen, X. Duan, Y. Cui, and C. M. Lieber. Highly polarized photoluminescence and photodetection from single indium phosphide nanowires. *Science*, 293:1455–1457, 2001.
- [30] Cesare Soci, Arthur Zhang, Xin Yu Bao, Hongkwon Kim, Yuhwa Lo, and Deli Wang. Nanowire photodetectors. *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, 10(3):1430–1449, 2010.
- [31] Michael D. Thompson, Aiyeshah Alhodaib, Adam P. Craig, Alex Robson, Atif Aziz, Anthony Krier, Johannes Svensson, Lars-Erik Wernersson, Ana M. Sanchez, and

- Andrew R. J. Marshall. Low Leakage-Current InAsSb Nanowire Photodetectors on Silicon. *Nano Letters*, 16(1):182–187, 2016.
- [32] Alan C. Farrell, Pradeep Senanayake, Xiao Meng, Nick Y. Hsieh, and Diana L. Huffaker. Diode Characteristics Approaching Bulk Limits in GaAs Nanowire Array Photodetectors. *Nano Letters*, 17(4):2420–2425, 2017.
- [33] Ingvar Aberg, Giuliano Vescovi, Damir Asoli, Umear Naseem, James P. Gilboy, Christian Sundvall, Andreas Dahlgren, K. Erik Svensson, Nicklas Anttu, Mikael T. Björk, and Lars Samuelson. A GaAs Nanowire Array Solar Cell With 15.3% Efficiency at 1 Sun. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 6(1):185–190, 2016.
- [34] Dick Van Dam, Niels J. J. Van Hoof, Yingchao Cui, Peter J. Van Veldhoven, Erik P. A. M. Bakkers, Jaime Gómez Rivas, and Jos E. M. Haverkort. High-Efficiency Nanowire Solar Cells with Omnidirectionally Enhanced Absorption Due to Self-Aligned Indium-Tin-Oxide Mie Scatterers. *ACS Nano*, 10(12):11414–11419, 2016.
- [35] Gaute Otnes and Magnus T. Borgström. Towards high efficiency nanowire solar cells. *Nano Today*, 12:31–45, 2017.
- [36] Yunyan Zhang and Huiyun Liu. Nanowires for high-efficiency, low-cost solar photovoltaics. *Crystals*, 9:87, 2019.
- [37] M. H. Huang, S. Mao, H. Feick, H. Yan, Y. Wu, H. Kind, E. Weber, R. Russo, and P. Yang. Room-temperature ultraviolet nanowire nanolasers. *Science*, 292:1897–1899, 2001.
- [38] Dhruv Saxena, Nian Jiang, Xiaoming Yuan, Sudha Mokkalapati, Yanan Guo, Hark Hoe Tan, and Chennupati Jagadish. Design and Room-Temperature Operation of GaAs/AlGaAs Multiple Quantum Well Nanowire Lasers. *Nano Letters*, 16:5080–5086, 2016.
- [39] Changyi Li, Jeremy B. Wright, Sheng Liu, Ping Lu, Jeffrey J. Figiel, Benjamin Leung, Weng W. Chow, Igal Brener, Daniel D. Koleske, Ting Shan Luk, Daniel F. Feezell, S. R. J. Brueck, and George T. Wang. Nonpolar InGaN/GaN Core-Shell Single Nanowire Lasers. *Nano Letters*, 17:1049–1055, 2017.
- [40] Yunyan Zhang, Dhruv Saxena, Martin Aagesen, and Huiyun Liu. Toward electrically driven semiconductor nanowire lasers. *Nanotechnology*, 30:192002, 2019.
- [41] W. Shockley and W. T. Read. Statistics of the Recombination of Holes and Electrons. *Physical Review*, 87(5):835–842, 1952.

- [42] R. N. Hall. Electron-Hole Recombination in Germanium. *Physical Review*, 87:387, 1952.
- [43] Christoph Gutsche, Andrey Lysov, Daniel Braam, Ingo Regolin, Gregor Keller, Zi-An Li, Martin Geller, Marina Spasova, Werner Prost, and Franz-Josef Tegude. n-GaAs/InGaP/p-GaAs core-multishell nanowire diodes for efficient light-to-current conversion. *Advanced Functional Materials*, 22:929–936, 2012.
- [44] J. P. Boulanger, Andrew C. E. Chia, B. Wood, T. Yazdi, T. Kasama, Martin Aagesen, and Ray R. LaPierre. Characterization of a Ga-Assisted GaAs Nanowire Array Solar Cell on Si Substrate. *IEEE Journal of Photovoltaics*, 6(3):661–667, 2016.
- [45] Pyry Kivisaari, Alexander Berg, Mohammad Karimi, Kristian Storm, Steven Limpert, Jani Oksanen, Lars Samuelson, Håkan Pettersson, and Magnus T. Borgström. Optimization of Current Injection in AlGaInP Core-Shell Nanowire Light-Emitting Diodes. *Nano Letters*, 17:3599–3606, 2017.
- [46] Junichi Motohisa, Hiroki Kameda, Masahiro Sasaki, and Katsuhiko Tomioka. Characterization of nanowire light-emitting diodes grown by selective-area metal-organic vapor-phase epitaxy. *Nanotechnology*, 30:134002, 2019.
- [47] Ethan D. Minot, Freek Kelkensberg, Maarten Van Kouwen, Jorden A. Van Dam, Leo P. Kouwenhoven, Valery Zwiller, Magnus T. Borgström, Olaf Wunnicke, Marcel A. Verheijen, and Erik P. A. M. Bakkers. Single quantum dot nanowire LEDs. *Nano Letters*, 7(2):367–371, 2007.
- [48] Katsuhiko Tomioka, Junichi Motohisa, Shinjiroh Hara, Kenji Hiruma, and Takashi Fukui. GaAs/AlGaAs Core Multishell Nanowire-Based Light-Emitting Diodes on Si. *Nano Letters*, 10(5):1639–1644, 2010.
- [49] Jongseok Kim, Seungtaek Kim, Hyungtae Kim, Won Jin Choi, and Hyundon Jung. Effects of carrier leakage on photoluminescence properties of GaN-based light-emitting diodes at room temperature. *Current Optics and Photonics*, 3(2):164–171, 2019.
- [50] Jesus A. Del Alamo and Richard M. Swanson. Forward-Bias Tunneling: A Limitation to Bipolar Device Scaling. *IEEE Electron Device Letters*, EDL-7(11):629–631, 1986.
- [51] Hannah J. Joyce, Callum J. Docherty, Qiang Gao, H. Hoe Tan, Chennupati Jagadish, James Lloyd-Hughes, Laura M. Herz, and Michael B. Johnston. Electronic

- properties of GaAs, InAs and InP nanowires studied by terahertz spectroscopy. *Nanotechnology*, 24:214006, 2013.
- [52] O. Demichel, M. Heiss, J. Bleuse, H. Mariette, and I. A. Fontcuberta Morral. Impact of surfaces on the optical properties of GaAs nanowires. *Applied Physics Letters*, 97:201907, 2010.
- [53] A. Darbandi and S. P. Watkins. Measurement of minority carrier diffusion lengths in GaAs nanowires by a nanoprobe technique. *Journal of Applied Physics*, 120:014301, 2016.
- [54] Herbert Kroemer. Heterostructure Bipolar Transistors and Integrated Circuits. *Proceedings of the IEEE*, 70(1):13–25, 1982.
- [55] Carlo Ghezzi, Renato Magnanini, Antonella Parisini, Luciano Tarricone, Enos Gombia, and Massimo Longo. Determination of the valence band offset of MOVPE-grown $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{P}/\text{GaAs}$ multiple quantum wells by admittance spectroscopy. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 77:125317, 2008.
- [56] Yang Chen, Mats Erik Pistol, and Nicklas Anttu. Design for strong absorption in a nanowire array tandem solar cell. *Scientific Reports*, 6:32349, 2016.
- [57] Matthias Steidl, Christian Koppka, Lars Winterfeld, Katharina Peh, Beatriz Galiana, Oliver Supplie, Peter Kleinschmidt, Erich Runge, and Thomas Hannappel. Impact of Rotational Twin Boundaries and Lattice Mismatch on III-V Nanowire Growth. *ACS Nano*, 11(9):8679–8689, 2017.
- [58] D. J. Dumin and G. L. Pearson. Properties of Gallium Arsenide Diodes between 4.2° and 300°K. *Journal of Applied Physics*, 36:3418–3426, 1965.
- [59] H. C. Casey, J. Muth, S. Krishnankutty, and J. M. Zavada. Dominance of tunneling current and band filling in InGaN/AlGaN double heterostructure blue light-emitting diodes. *Applied Physics Letters*, 68(20):2867–2869, 1996.
- [60] Piotr Perlin, Marek Osiński, Petr G. Eliseev, Vladimir A. Smagley, Jian Mu, Michael Banas, and Philippe Sartori. Low-temperature study of current and electroluminescence in InGaN/AlGaN/GaN double-heterostructure blue light-emitting diodes. *Applied Physics Letters*, 69(12):1680–1682, 1996.
- [61] Andrey Lysov, M. Offer, Christoph Gutsche, Ingo Regolin, Serkan Topaloglu, M. Geller, Werner Prost, and Franz-Josef Tegude. Optical properties of heavily

- doped GaAs nanowires and electroluminescent nanowire structures. *Nanotechnology*, 22:085702, 2011.
- [62] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, Inc., New York, USA, 2. Edition, 1981.
- [63] Marius Grundmann. *The Physics of Semiconductors - An Introduction Including Devices and Nanophysics*. Springer-Verlag, Berlin, 2006.
- [64] Massimo Rudan. *Physics of Semiconductor Devices*. Springer Science & Business Media, New York, 2015.
- [65] S. M. Sze. *Semiconductor Devices - Physics and Technology*. John Wiley & Sons, Inc., New York, USA, 1985.
- [66] Kun Huang. Lattice relaxation and multiphonon transitions. *Contemporary Physics*, 22(6):599–612, 1981.
- [67] Samuel M. Myers, William R. Wampler, and Normand A. Modine. Recombination by band-to-defect tunneling near semiconductor heterojunctions: A theoretical model. *Journal of Applied Physics*, 120:134502, 2016.
- [68] Wolfgang Nolting. Einfache Modellsysteme. In *Grundkurs Theoretische Physik 5/1*. Kapitel 4, pp. 283-293. Springer-Spektrum, Berlin, Heidelberg, 2013.
- [69] Walter Franz. Einfluß Eines Elektrischen Feldes Auf Eine Optische Absorptionskante. *Zeitschrift für Naturforschung*, 13a:484–489, 1958.
- [70] John L. Moll. *Physics of Semiconductors*. McGraw Hill Book Company, Inc., New York, 1964.
- [71] Fabian Heyer. *Physikalische 2D-Simulation eines Nanodraht-HBT*. Masterarbeit, Universität Duisburg-Essen, 2018.
- [72] Gregor Wentzel. Eine Verallgemeinerung der Quantenbedingungen für die Zwecke der Wellenmechanik. *Zeitschrift für Physik*, 38:518–529, 1926.
- [73] H. A. Kramers. Wellenmechanik und halbzahlige Quantisierung. *Zeitschrift für Physik*, 39:828–840, 1926.
- [74] Léon Brillouin. La mécanique ondulatoire de Schrödinger: une méthode générale de resolution par approximations successives. *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences*, 183:24–26, 1926.

- [75] E. O. Kane. Zener Tunneling in Semiconductors. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 12:181–188, 1959.
- [76] Evan O. Kane. Theory of Tunneling. *Journal of Applied Physics*, 32(1):83–91, 1961.
- [77] R. A. Logan and A. G. Chynoweth. Effect of Degenerate Semiconductor Band Structure on Current-Voltage Characteristics of Silicon Tunnel Diodes. *Physical Review*, 131(1):89–95, 1963.
- [78] Richard B. Fair and Hayden W. Wivell. Zener and Avalanche Breakdown in As-Implanted Low-Voltage Si n-p Junctions. *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-23(5):512–518, 1976.
- [79] G. A. M. Hurkx. On the modelling of tunnelling currents in reverse-biased p-n junctions. *Solid State Electronics*, 32(8):665–668, 1989.
- [80] A. Schenk. An improved approach to the Shockley-Read-Hall recombination in inhomogeneous fields of space-charge regions. *Journal of Applied Physics*, 71(7):3339–3349, 1992.
- [81] A. Schenk. A Model for the Field and Temperature Dependence of Shockley-Read-Hall Lifetimes in Silicon. *Solid-State Electronics*, 35(11):1585–1596, 1992.
- [82] G. A. M. Hurkx, D. B. M. M. Klaassen, and M. P. G. Knuvers. A New Recombination Model for Device Simulation Including Tunneling. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 39(2):331–338, 1992.
- [83] Saurabh Sant and Andreas Schenk. Methods to Enhance the Performance of InGaAs/InP Heterojunction Tunnel FETs. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 63(5):2169–2175, 2016.
- [84] Redwan N. Sajjad, Winston Chern, Judy L. Hoyt, and Dimitri A. Antoniadis. Trap Assisted Tunneling and Its Effect on Subthreshold Swing of Tunnel FETs. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 63(11):4380–4387, 2016.
- [85] Quentin Smets, Anne S. Verhulst, Eddy Simoen, David Gundlach, Curt Richter, Nadine Collaert, and Marc M. Heyns. Calibration of Bulk Trap-Assisted Tunneling and Shockley-Read-Hall Currents and Impact on InGaAs Tunnel-FETs. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 64(9):3622–3626, 2017.
- [86] Sentaurus Device User Guide, 2013.

- [87] Albert Einstein. Die Plancksche Theorie der Strahlung und die Theorie der spezifischen Wärme. *Annalen der Physik*, 327(1):180–190, 1907.
- [88] David J. Roulston, Narain D. Arora, and Savvas G. Chamberlain. Modeling and Measurement of Minority-Carrier Lifetime versus Doping in Diffused Layers of n + -p Silicon Diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-29(2):284–291, 1982.
- [89] H. C. Casey and Donald J. Silversmith. Radiative tunneling in GaAs abrupt asymmetrical junctions. *Journal of Applied Physics*, 40(1):241–256, 1969.
- [90] R. J. Archer, R. C. C. Leite, A. Yariv, S. P. S. Porto, and J. M. Whelan. Electron-hole and electron-impurity band tunneling in GaAs luminescent junctions. *Physical Review Letters*, 10(11):483–485, 1963.
- [91] Evan O. Kane. Band Tails in Semiconductors. *Solid State Electronics*, 28(1/2):3–10, 1985.
- [92] T. N. Morgan. Recombination by tunneling in electroluminescent diodes. *Physical Review*, 148(2):890–903, 1966.
- [93] T. J. De Lyon, H. C. Casey, P. M. Enquist, J. A. Hutchby, and A. J. SpringThorpe. Observation of radiative and nonradiative tunneling in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterojunction bipolar transistors with compositionally graded base-emitter heterojunctions. *Journal of Applied Physics*, 65(8):3282–3285, 1989.
- [94] J. I. Pankove. Tunneling-Assisted Photon Emission in Gallium Arsenide pn Junctions. *Physical Review Letters*, 9(7):283–285, 1962.
- [95] D. F. Nelson, M. Gershenson, A. Ashkin, L. A. D’Asaro, and J. C. Sarace. Band-Filling Model for GaAs Injection Luminescence. *Applied Physics Letters*, 2(9):182–184, 1963.
- [96] G. D. Cody, T. Tiedje, B. Abeles, B. Brooks, and Y. Goldstein. Disorder and the optical-absorption edge of hydrogenated amorphous silicon. *Physical Review Letters*, 47(20):1480–1483, 1981.
- [97] Piet Van Mieghem. Theory of Band Tails in Heavily Doped Semiconductors. *Reviews of Modern Physics*, 64(3):755–792, 1992.
- [98] John F. Wager. Real-and reciprocal-space attributes of band tail states. *AIP Advances*, 7:125321, 2017.

- [99] R. C. C. Leite, J. C. Sarace, D. H. Olson, B. G. Cohen, J. M. Whelan, and A. Yaroviv. Injection mechanisms in GaAs diffused electroluminescent junctions. *Physical Review*, 137(5A):1583–1590, 1965.
- [100] B. S. Simpkins, M. A. Mastro, C. R. Eddy, and P. E. Pehrsson. Surface depletion effects in semiconducting nanowires. *Journal of Applied Physics*, 103(10):104313, 2008.
- [101] Shuji Hasegawa, Xiao Tong, Chun Sheng Jiang, Yuji Nakajima, and Tadaaki Nagao. Electrical conduction via surface-state bands. *Surface Science*, 386:322–327, 1997.
- [102] Shuji Hasegawa and François Grey. Electronic transport at semiconductor surfaces - From point-contact transistor to micro-four-point probes. *Surface Science*, 500:84–104, 2002.
- [103] L. J. Lauhon, Mark S. Gudiksen, and Charles M. Lieber. Semiconductor nanowire heterostructures. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 362:1247–1260, 2004.
- [104] Charles B. Duke. Semiconductor Surface Reconstruction: The Structural Chemistry of Two-Dimensional Surface Compounds. *Chemical Reviews*, 96(4):1237–1259, 1996.
- [105] P. Zieliński. Review of surface relaxation and reconstruction phenomena. *Acta Physica Polonica A*, 89(2):251–263, 1996.
- [106] T. B. Grimley. Surface states associated with adsorbed atoms. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 14:227–232, 1960.
- [107] Jinichiro Noborisaka, Junichi Motohisa, and Takashi Fukui. Catalyst-free growth of GaAs nanowires by selective-area metalorganic vapor-phase epitaxy. *Applied Physics Letters*, 86:213102, 2005.
- [108] J. Van Laar and J. J. Scheer. Influence of volume dope on Fermi level position at gallium arsenide surfaces. *Surface Science*, 8:342–356, 1967.
- [109] W. E. Spicer, I. Lindau, P. E. Gregory, C. M. Garner, P. Pianetta, and P. W. Chye. Synchrotron Radiation Studies of Electronic Structure and Surface Chemistry of GaAs, GaSb, and InP. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 13:780–785, 1976.
- [110] Hans Lüth. *Solid Surfaces, Interfaces and Thin Films*. Springer Science & Business Media, 5. Edition, 2010.

- [111] E. W. Kreutz. Character of Surface States at GaAs Surfaces. *Physica Status Solidi A*, 56:687–696, 1979.
- [112] H. Lüth, M. Büchel, R. Dorn, M. Liehr, and R. Matz. Electronic structure of cleaved clean and oxygen-covered GaAs (110) surfaces. *Physical Review B*, 15(2):865–874, 1977.
- [113] Prokhor A. Alekseev, Mikhail S. Dunaevskiy, George E. Cirlin, Rodion R. Reznik, Alexander N. Smirnov, Demid A. Kirilenko, Valery Yu Davydov, and Vladimir L. Berkovits. Unified mechanism of the surface Fermi level pinning in III-As nanowires. *Nanotechnology*, 29:314003, 2018.
- [114] L. G. Meiners. Surface potential of anodized p-GaAs MOS capacitors. *Applied Physics Letters*, 33:747–748, 1978.
- [115] H. H. Wieder. Surface fermi level of III-V compound semiconductor-dielectric interfaces. *Surface Science*, 132:390–405, 1983.
- [116] Daniel Sager. *Ladungsträgerdynamik von III-V-Halbleiter-Nanostrukturen für lichtemittierende und photovoltaische Applikationen*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2016.
- [117] Andrew C. E. Chia and Ray R. Lapierre. Analytical model of surface depletion in GaAs nanowires. *Journal of Applied Physics*, 112(6):063705, 2012.
- [118] A. C. E. E. Chia and R. R. Lapierre. Electrostatic model of radial pn junction nanowires. *Journal of Applied Physics*, 114(7):074317, 2013.
- [119] F. Gozzo, C. Coluzza, G. Margaritondo, and F. Flores. Intrinsic and extrinsic charge neutrality levels in semiconductors: an Empirical approach. *Solid State Communications*, 81(7):553–556, 1992.
- [120] Jeppe V. Holm, Henrik I. Jørgensen, Peter Krogstrup, Jesper Nygård, Huiyun Liu, and Martin Aagesen. Surface-passivated GaAsP single-nanowire solar cells exceeding 10% efficiency grown on silicon. *Nature Communications*, 4:1498, 2013.
- [121] Chia-Chi Chang, Chun-Yung Chi, Maoqing Yao, Ningfeng Huang, Chun-Chung Chen, Jesse Theiss, Adam W. Bushmaker, Stephen LaLumondiere, Ting-Wei Yeh, Michelle L. Povinelli, Chongwu Zhou, P. Daniel Dapkus, and Stephen B. Cronin. Electrical and Optical Characterization of Surface Passivation in GaAs Nanowires. *Nano Letters*, 12(9):4484–4489, 2012.

- [122] Gregory W. Holloway, Chris M. Haapamaki, Paul Kuyanov, Ray R. LaPierre, and Jonathan Baugh. Electrical characterization of chemical and dielectric passivation of InAs nanowires. *Semiconductor Science and Technology*, 31:114004, 2016.
- [123] L. E. Black, A. Cavalli, M. A. Verheijen, J. E. M. Haverkort, E. P. A. M. Bakkers, and W. M. M. Kessels. Effective Surface Passivation of InP Nanowires by Atomic-Layer-Deposited Al₂O₃ with POx Interlayer. *Nano Letters*, 17:6287–6294, 2017.
- [124] Yingchao Cui, Jia Wang, Sebastien R. Plissard, Alessandro Cavalli, Thuy T. T. Vu, Rene P. J. Van Veldhoven, Lu Gao, Mike Trainor, Marcel A. Verheijen, Jos E. M. Haverkort, and Erik P. A. M. Bakkers. Efficiency Enhancement of InP Nanowire Solar Cells by Surface Cleaning. *Nano Letters*, 13(9):4113–4117, 2013.
- [125] Claudia Speich, Frank Dissinger, Lisa Liborius, Ulrich Hagemann, Siegfried R. Waldvogel, Franz-Josef Tegude, and Werner Prost. Process Development for Wet-Chemical Surface Functionalization of Gallium Arsenide Based Nanowires. *Physica Status Solidi B*, 256(4):1800678, 2019.
- [126] C. Hilsum. Simple Empirical Relationship Between Mobility And Carrier Concentration. *Electronics Letters*, 10(13):259–260, 1974.
- [127] Christoph Gutsche, Andrey Lysov, Ingo Regolin, Kai Blekker, Werner Prost, and Franz-Josef Tegude. n-Type Doping of Vapor-Liquid-Solid Grown GaAs Nanowires. *Nanoscale Research Letters*, 6:65, 2011.
- [128] Christoph Gutsche, Ingo Regolin, Kai Blekker, Andrey Lysov, Werner Prost, and Franz-Josef Tegude. Controllable p-type doping of GaAs nanowires during vapor-liquid-solid growth. *Journal of Applied Physics*, 105(2):024305, 2009.
- [129] J. W. Harrison and J. R. Hauser. Alloy scattering in ternary III-V compounds. *Physical Review B*, 13(12):5347–5350, 1976.
- [130] Sadao Adachi. III-V Ternary and Quaternary Compounds. In *Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials*. pp. 725-741. Springer, Cham, 2017.
- [131] Christoph Gutsche, Raphael Niepelt, Martin Gnauck, Andrey Lysov, Werner Prost, Carsten Ronning, and Franz Josef Tegude. Direct determination of minority carrier diffusion lengths at axial GaAs nanowire p-n junctions. *Nano Letters*, 12:1453–1458, 2012.
- [132] Leonhard Stiny. *Aktive elektronische Bauelemente*. Springer Fachmedien, Wiesbaden, 3. Edition, 2016.

- [133] M. J. Morant. *Introduction to Semiconductor Devices*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, MA, USA, 1964.
- [134] Simon M. Sze, Yiming Li, and Kwok F. Ng. *Physik der Halbleiterbauelemente*. Wiley-VCH, 2021.
- [135] Andre Maaßdorf. *Entwicklung von GaAs-basierten Heterostruktur- Bipolartransistoren (HBTs) für Mikrowellen-Leistungszellen*. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2009.
- [136] Matthias Rudolph. *Introduction to Modeling HBTs*. Artech House, Inc., Norwood, MA, 2006.
- [137] Herbert Kroemer. Theory of a Wide-Gap Emitter for Transistors. *Proceedings of the IRE*, 45(11):1535–1537, 1957.
- [138] J. M. Early. Effects of Space-Charge Layer Widening in Junction Transistors. *Proceedings of the IRE*, 40(11):1401–1406, 1952.
- [139] E. H. Hall. On a New Action of the Magnet on Electric Currents. *American Journal of Mathematics*, 2(3):287–292, 1879.
- [140] Ch. Blömers, T. Grap, M. I. Lepsa, J. Moers, St. Trelenkamp, D. Grützmacher, H. Lüth, and Th. Schäpers. Hall effect measurements on InAs nanowires. *Applied Physics Letters*, 101(15):152106, 2012.
- [141] Kristian Storm, Filip Halvardsson, Magnus Heurlin, David Lindgren, Anders Gustafsson, Phillip M. Wu, Bo Monemar, and Lars Samuelson. Spatially resolved Hall effect measurement in a single semiconductor nanowire. *Nature Nanotechnology*, 7(11):718–722, 2012.
- [142] Olof Hultin, Gaute Otnes, Magnus T. Borgström, Mikael Björk, Lars Samuelson, and Kristian Storm. Comparing Hall Effect and Field Effect Measurements on the Same Single Nanowire. *Nano Letters*, 16(1):205–211, 2016.
- [143] Magnus Heurlin, Olof Hultin, Kristian Storm, David Lindgren, Magnus T. Borgström, and Lars Samuelson. Synthesis of Doped InP Core-Shell Nanowires Evaluated Using Hall Effect Measurements. *Nano Letters*, 14:749–753, 2014.
- [144] David Lindgren, Olof Hultin, Magnus Heurlin, Kristian Storm, Magnus T. Borgström, Lars Samuelson, and Anders Gustafsson. Study of carrier concentration in single InP nanowires by luminescence and Hall measurements. *Nanotechnology*, 26(4):045705, 2015.

- [145] Fabian Haas, Patrick Zellekens, Mihail Lepsa, Torsten Rieger, Detlev Grützmacher, Hans Lüth, and Thomas Schäpers. Electron interference in Hall effect measurements on GaAs/InAs core/shell nanowires. *Nano Letters*, 17(1):128–135, 2017.
- [146] C. Liu, L. Dai, L. P. You, W. J. Xu, and G. G. Qin. Blueshift of electroluminescence from single n-InP nanowire/p-Si heterojunctions due to the Burstein-Moss effect. *Nanotechnology*, 19(46):465203, 2008.
- [147] Jesper Wallentin and Magnus T. Borgström. Doping of semiconductor nanowires. *Journal of Materials Research*, 26(17):2142–2156, 2011.
- [148] Jesper Wallentin, Kilian Mergenthaler, Martin Ek, L. Reine Wallenberg, Lars Samuelson, Knut Deppert, Mats Erik Pistol, and Magnus T. Borgström. Probing the wurtzite conduction band structure using state filling in highly doped InP nanowires. *Nano Letters*, 11(6):2286–2290, 2011.
- [149] M. Hilse, M. Ramsteiner, S. Breuer, L. Geelhaar, and H. Riechert. Incorporation of the dopants Si and Be into GaAs nanowires. *Applied Physics Letters*, 96:193104, 2010.
- [150] Bernt Ketterer, Emanuele Uccelli, and Anna Fontcuberta i Morral. Mobility and carrier density in p-type GaAs nanowires measured by transmission Raman spectroscopy. *Nanoscale*, 4(5):1789–1793, 2012.
- [151] Patrick Parkinson, Hannah J. Joyce, Qiang Gao, Hark Hoe Tan, Xin Zhang, Jin Zou, Chennupati Jagadish, Laura M. Herz, and Michael B. Johnston. Carrier Lifetime and Mobility Enhancement in Nearly Defect-Free Core-Shell Nanowires Measured Using Time-Resolved Terahertz Spectroscopy. *Nano Letters*, 9(9):3349–3353, 2009.
- [152] Jessica L. Boland, Sonia Conesa-Boj, Patrick Parkinson, Gözde Tütüncüoğlu, Federico Matteini, Daniel Ruffer, Alberto Casadei, Francesca Amaduzzi, Fauzia Jabeen, Christopher L. Davies, Hannah J. Joyce, Laura M. Herz, Anna Fontcuberta I Morral, and Michael B. Johnston. Modulation doping of GaAs/AlGaAs core-shell nanowires with effective defect passivation and high electron mobility. *Nano Letters*, 15(2):1336–1342, 2015.
- [153] Adolf Goetzberger and R. M. Scarlett. Research and investigation of inverse epitaxial UHF power transistors. Report No. AL TDR 64-207, AF Avionics Laboratory, 1964.

- [154] S. E. Mohny, Y. Wang, M. A. Cabassi, K. K. Lew, S. Dey, J. M. Redwing, and T. S. Mayer. Measuring the specific contact resistance of contacts to semiconductor nanowires. *Solid-State Electronics*, 49(2):227–232, 2005.
- [155] Christoph Gutsche, Andrey Lysov, Ingo Regolin, Anastasia Brodt, Lisa Liborius, Julia Frohleiks, Werner Prost, and Franz-Josef Tegude. Ohmic contacts to n-GaAs nanowires. *Journal of Applied Physics*, 110(1):014305, 2011.
- [156] Weihong Zhao. *Vierpunktmessungen an freistehenden Nanodrähten mit einem Multispitzen-Rastertunnelmikroskop*. Dissertation, Technische Universität Ilmenau, 2017.
- [157] Andreas Nägelein. *Ladungsträgertransport in Nanodrahtstrukturen*. Dissertation, Technische Universität Ilmenau, 2020.
- [158] Andrey Lysov. *Wachstum und optische Charakterisierung von Nanodraht-basierten Lichtemittern und photovoltaischen Bauelementen*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2014.
- [159] Yue Song, Xin Yan, Xia Zhang, Xiaolong Lv, Junshuai Li, Yongqing Huang, and Xiaomin Ren. Growth and characterization of radial pn junction GaAs nanowire by MOCVD. *Advanced Materials Research*, 457-458:165–169, 2012.
- [160] Daniel Rudolph, Stefan Funk, Markus Döblinger, Stefanie Morkötter, Simon Her-tenberger, Lucas Schweickert, Jonathan Becker, Sonja Matich, Max Bichler, Dan-cie Spirkoska, Ilaria Zardo, Jonathan J. Finley, Gerhard Abstreiter, and Gregor Koblmüller. Spontaneous alloy composition ordering in GaAs-AlGaAs core-shell nanowires. *Nano Letters*, 13(4):1522–1527, 2013.
- [161] Eiji Nakai, Masatoshi Yoshimura, Katsuhiko Tomioka, and Takashi Fukui. GaAs/InGaP Core–Multishell Nanowire-Array-Based Solar Cells. *Japanese Journal of Applied Physics*, 52(5R):055002, 2013.
- [162] Eun A. Moon, Jong Lam Lee, and Hyung Mo Yoo. Selective wet etching of GaAs on $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ for AlGaAs/InGaAs/AlGaAs pseudomorphic high electron mobility transistor. *Journal of Applied Physics*, 84(7):3933–3938, 1998.
- [163] J. R. Flemish and K. A. Jones. Selective Wet Etching of GaInP, GaAs, and InP in Solutions of HCl, CH_3COOH , and H_2O_2 . *Journal of The Electrochemical Society*, 140(3):844–847, 1993.

- [164] D. Gregušová, P. Eliáš, L. Malacký, R. Kúdela, and J. Škriniarová. Wet chemical MESA etching of InGaP and GaAs with solutions based on HCl, CH₃COOH, and H₂O₂. *Physica Status Solidi A*, 151:113–118, 1995.
- [165] Miyoko Oku Watanabe, Jiro Yoshida, Masao Mashita, Takatosi Nakanisi, and Akimichi Hojo. Band discontinuity for GaAs / AlGaAs heterojunction determined by C-V profiling technique. *Journal of Applied Physics*, 57(12):5340–5344, 1985.
- [166] Takashi Mimura, Satoshi Hiyamizu, Toshio Fujii, and Kazuo Nanbu. A New Field-Effect Transistor with Selectively Doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As Heterojunctions. *Japanese Journal of Applied Physics*, 19(5):L225–L227, 1980.
- [167] Jiahuan Yu, Mengke Xu, Lingyan Liang, Min Guan, Yang Zhang, Feng Yan, and Hongtao Cao. Separative extended-gate AlGaAs/GaAs HEMT biosensors based on capacitance change strategy. *Applied Physics Letters*, 116(12):123704, 2020.
- [168] R. Leitsmann and F. Bechstedt. Surface influence on stability and structure of hexagon-shaped III-V semiconductor nanorods. *Journal of Applied Physics*, 102:063528, 2007.
- [169] M. Pristovsek. *Fundamental Growth Processes on Different Gallium Arsenide Surfaces in Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy*. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2001.
- [170] R. S. Wagner and W. C. Ellis. Vapor-liquid-solid mechanism of single crystal growth. *Applied Physics Letters*, 4(5):89–90, 1964.
- [171] Jonas Johansson, C. Patrik T. Svensson, Thomas Mårtensson, Lars Samuelson, and Werner Seifert. Mass transport model for semiconductor nanowire growth. *Journal of Physical Chemistry B*, 109:13567–13571, 2005.
- [172] O. Salehzadeh, X. Zhang, B. D. Gates, K. L. Kavanagh, and S. P. Watkins. P-type doping of GaAs nanowires using carbon. *Journal of Applied Physics*, 112:094323, 2012.
- [173] Ingo Regolin. *Wachstum von Nanodrähten mittels der Metallorganischen Gasphasenepitaxie*. Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2010.
- [174] Frank Glas. Chemical potentials for Au-assisted vapor-liquid-solid growth of III-V nanowires. *Journal of Applied Physics*, 108:073506, 2010.

- [175] Peter Krogstrup, Henrik I. Jørgensen, Erik Johnson, Morten Hannibal Madsen, Claus B. Sørensen, Anna Fontcuberta I. Morral, Martin Aagesen, Jesper Nygård, and Frank Glas. Advances in the theory of III-V nanowire growth dynamics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46:313001, 2013.
- [176] V. G. Dubrovskii. Refinement of Nucleation Theory for Vapor-Liquid-Solid Nanowires. *Crystal Growth and Design*, 17:2589–2593, 2017.
- [177] Carina B. Maliakkal, Daniel Jacobsson, Marcus Tornberg, Axel R. Persson, Jonas Johansson, Reine Wallenberg, and Kimberly A. Dick. In situ analysis of catalyst composition during gold catalyzed GaAs nanowire growth. *Nature Communications*, 10:4577, 2019.
- [178] Magnus T. Borgström, Knut Deppert, Lars Samuelson, and Werner Seifert. Size- and shape-controlled GaAs nano-whiskers grown by MOVPE: a growth study. *Journal of Crystal Growth*, 260(1-2):18–22, 2004.
- [179] Daniel E. Perea, Nan Li, Robert M. Dickerson, Amit Misra, and S. T. Picraux. Controlling heterojunction abruptness in VLS-grown semiconductor nanowires via in situ catalyst alloying. *Nano Letters*, 11:3117–3122, 2011.
- [180] Allresist. Datenblatt Positiv-Photoresist für Lift-off AR-P 5300, 2018.
- [181] Lisa Liborius, Fabian Heyer, Khaled Arzi, Claudia Speich, Werner Prost, Franz-josef Josef Tegude, Nils Weimann, and Artur Poloczek. Toward Nanowire HBT: Reverse Current Reduction in Coaxial GaAs/InGaP n(i)p and n(i)pn Core-Multishell Nanowires. *Physica Status Solidi A*, 216(1):1800562, 2019.
- [182] A Piotrowska. Ohmic Contacts to GaAs : Fundamentals and Practice. *Acta Physica Polonica A*, 84(3):491–504, 1993.
- [183] M. Heiblum, M. I. Nathan, and C. A. Chang. Characteristics of AuGeNi ohmic contacts to GaAs. *Solid State Electronics*, 25(3):185–195, 1982.
- [184] D. Stichtenoth, K. Wegener, C. Gutsche, I. Regolin, F. J. Tegude, W. Prost, M. Seibt, and C. Ronning. P -type doping of GaAs nanowires. *Applied Physics Letters*, 92:163107, 2008.
- [185] M. Berg, J. Svensson, E. Lind, and L. E. Wernersson. A transmission line method for evaluation of vertical InAs nanowire contacts. *Applied Physics Letters*, 107:232102, 2015.

- [186] Andreas Nägelein, Lisa Liborius, Matthias Steidl, Christian Blumberg, Peter Kleinschmidt, Artur Poloczek, and Thomas Hannappel. Comparative analysis on resistance profiling along tapered semiconductor nanowires: multi-tip technique versus transmission line method. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 29:394007, 2017.
- [187] S. M. Sze and J. C. Irvin. Resistivity, mobility and impurity levels in GaAs, Ge, and Si at 300°K. *Solid-State Electronics*, 11(6):599–602, 1968.
- [188] Ingo Regolin, Christoph Gutsche, Andrey Lysov, Kai Blekker, Zi-An Li, Marina Spasova, Werner Prost, and Franz-Josef Tegude. Axial pn-junctions formed by MOVPE using DEZn and TESn in vaporliquid-solid grown GaAs nanowires. *Journal of Crystal Growth*, 315(1):143–147, 2011.
- [189] Lisa Liborius, Jan Bieniek, Andreas Nägelein, Franz-Josef Tegude, Werner Prost, Thomas Hannappel, Artur Poloczek, and Nils Weimann. n-Doped InGaP Nanowire Shells in GaAs/InGaP Core-Shell pn-Junctions. *Physica Status Solidi B*, 257(2):1900358, 2020.
- [190] Y. Tkachenko, Y. Zhao, C Wei, and D. Bartle. Enhancement/Depletion Mode InGaP/AlGaAs PHEMT Process for High Efficiency Power Amplifiers. *Microwave Journal*, 44:122, 2001.
- [191] L. Gagliano, A. Belabbes, M. Albani, S. Assali, Marcel A. Verheijen, L. Miglio, F. Bechstedt, J. E M Haverkort, and Erik P. A. M. Bakkers. Pseudodirect to Direct Compositional Crossover in Wurtzite GaP/In_xGa_{1-x}P Core-Shell Nanowires. *Nano Letters*, 16(12):7930–7936, 2016.
- [192] F. Scheffer, F. Buchali, A. Lindner, Q. Liu, A. Wiersch, and W. Prost. High doping performance of lattice matched GaInP on GaAs. *Journal of Crystal Growth*, 124:475–482, 1992.
- [193] Y. Ohba, M. Ishikawa, H. Sugawara, M. Yamamoto, and T. Nakanisi. Growth of high-quality InGaAlP epilayers by MOCVD using methyl metalorganics and their application to visible semiconductor lasers. *Journal of Crystal Growth*, 77(1-3):374–379, 1986.
- [194] F. Ren, J. M. Kuo, S. J. Pearton, T. R. Fullowan, and J. R. Lothian. Ohmic contacts to n-type In_{0.5}Ga_{0.5}P. *Journal of Electronic Materials*, 21(2):243–247, 1992.
- [195] Chun-Yi Chai, Janne-Wha Wu, Jan-Dar Guo, Jung-A Huang, Yong-Lin Lai, Shih-Hsiung Chan, Chun-Yen Chang, Yi-Jen Chan, and Huang-Chung Cheng. High-

- Performance Au/Ti/Ge/Pd Ohmic Contacts on n-Type In_{0.5}Ga_{0.5}P. *Japanese Journal of Applied Physics*, 35:2073–2076, 1996.
- [196] Wilhelm Jost. *Diffusion in solids, liquids, gases*. Academic Press, Inc., New York, 1960.
- [197] Viktor Khorenko. Private communication.
- [198] Andreas Schenk and Ulrich Krumbein. Coupled defect-level recombination: Theory and application to anomalous diode characteristics. *Journal of Applied Physics*, 78(5):3185–3192, 1995.
- [199] Y. P. Varshni. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica*, 34(1):149–154, 1967.
- [200] Daniel T. Cotfas, Petru A. Cotfas, Doru Ursutiu, and Cornel Samoila. The Methods to Determine the Series Resistance and the Ideality Factor of Diode for Solar Cells-Review. *Proceedings of the International Conference on Optimisation of Electrical and Electronic Equipment, OPTIM*, pp. 966-972, 2012.
- [201] Thomas Kirchartz, Florent Deledalle, Pabitra Shakya Tuladhar, James R. Durrant, and Jenny Nelson. On the Differences between Dark and Light Ideality Factor in Polymer:Fullerene Solar Cells. *The Journal of Physical Chemistry Letters*, 4:2371–2376, 2013.
- [202] R. Loga and A. Vilches. Base-collector leakage currents in circular geometry InGaP/GaAs double heterojunction bipolar transistors. *Semiconductor Science and Technology*, 19(3):408–412, 2004.
- [203] Lisa Liborius, Jan Bieniek, Alexander Possberg, Franz-Josef Josef Tegude, Werner Prost, Artur Poloczek, and Nils Weimann. Tunneling-Related Leakage Currents in Coaxial GaAs/InGaP Nanowire Heterojunction Bipolar Transistors. *Physica Status Solidi B*, 258(2):2000395, 2021.
- [204] Y. Dong, R. M. Feenstra, M. P. Semtsiv, and W. T. Masselink. Band Offsets of InGaP/GaAs Heterojunctions by Scanning Tunneling Spectroscopy. *Journal of Applied Physics*, 103:073704, 2008.
- [205] Hao Zhang. *Abrupt Nanowire pn-Heterojunctions for Detector Applications*. Masterarbeit, Universität Duisburg-Essen, 2021.

- [206] F. E. G. Guimarães, B. Elsner, R. Westphalen, B. Spangenberg, H. J. Geelen, P. Balk, and K. Heime. LP-MOVPE growth and optical characterization of GaInP/GaAs heterostructures: interfaces, quantum wells and quantum wires. *Journal of Crystal Growth*, 124:199–206, 1992.
- [207] Androbert K. Waits, Charles A. Bittmann, Garth H. Wilson, Ronald J. Whittier, and Robert K. Waits. Technology for the Design of Low-Power Circuits. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, SC-5(1):29–37, 1970.
- [208] I. E. Getreu. *Modeling the Bipolar Transistor*. Elsevier Scientific Publishing Company, Beaverton, Oregon, 1978.
- [209] Yue-Ming Hsin, Chih-Hsien Lin, Chang-Chung Fan, Shih-Tzung Su, Michael H. T. Yang, James C. H. Huang, and Kun-Chuan Lin. InGaP/GaAs DHBTs with Composite Collectors for Power Amplifiers. In *2001 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials Conference Proceedings*, pp. 208-211, Nara, Japan, 2001. IEEE.
- [210] Hannah J. Joyce, Qiang Gao, H. Hoe Tan, Chennupati Jagadish, Yong Kim, Xin Zhang, Yanan Guo, and Jin Zou. Twin-Free Uniform Epitaxial GaAs Nanowires Grown by a Two-Temperature Process. *Nano Letters*, 7(4):921–926, 2007.

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1:	Bänderdiagramm eines pn -Homoübergangs.	6
Abb. 2.2:	Ladungsträgerrekombination und -generation nach SRH.	9
Abb. 2.3:	Interband-Tunneln in Sperrrichtung eines pin -Übergangs.	11
Abb. 2.4:	Störstellenunterstütztes Tunneln in einer RLZ.	14
Abb. 2.5:	Strahlende Tunnelprozesse in Flussrichtung	16
Abb. 2.6:	Tunnelleckströme in hochdotierten BE-Dioden nach Del Alamo <i>et al.</i> ^[50]	17
Abb. 2.7:	Blauverschiebung von tunnelinduzierten Elektrolumineszenzspektren. . .	18
Abb. 2.8:	Querschnitt, radiales Bänderdiagramm und vertikale Ansicht eines n - dotierten Nanodrahts.	21
Abb. 2.9:	Relative Abweichung der Dotierung im planaren/radialen Modell	22
Abb. 2.10:	Querschnitt, radiales Bänderdiagramm und vertikale Ansicht eines ko- axialen Nanodraht- pn -Übergangs.	25
Abb. 2.11:	Elektronen- und Löcher-Stromflüsse im nnp -Bipolartransistor nach Sze. ^[62]	26
Abb. 2.12:	Spannungsabhängige Minoritäten-Konzentration in der Basis	27
Abb. 2.13:	Banddiagramm und Querschnitt eines planaren GaAs/InGaP-HBTs. . . .	29
Abb. 2.14:	Ausgangskennlinienfeld und Gummel-Plot eines Bipolartransistors	30
Abb. 3.1:	Prinzip der TLM-Auswertung an Nanodrähten	34
Abb. 3.2:	Analyse von Nanodrähten mittels MT-STM	36
Abb. 3.3:	Aufbau des mikrooptischen Messplatzes.	38
Abb. 4.1:	Aufbau eines koaxialen Nanodraht-HBT.	41
Abb. 4.2:	Epitaxie eines Nanodraht-HBT	43
Abb. 4.3:	Nasschemisches Ätzen koaxialer Drähte	45
Abb. 4.4:	Höhenkontrolliertes Einbetten von Nanodrähten in Resist	46
Abb. 4.5:	Ätzen freientwickelter Drahtbereiche	47
Abb. 4.6:	Topologie geätzter Nanodraht-HBT	48
Abb. 4.7:	Unterbrechung der Kontaktmetallisierung aufgrund einer Topologiediffe- renz	50
Abb. 4.8:	Kontaktierung liegender Nanodrähte	51
Abb. 5.1:	MT-STM-Analyse eines gemessenen p -GaAs-Nanodrahts.	56
Abb. 5.2:	TLM-Analyse zweier getaperter p -GaAs-Nanodrähte.	56
Abb. 5.3:	Vergleich MT-STM- und TLM-Auswertung getaperter Drähte.	59
Abb. 5.4:	Abschätzung von N_D in einem n -GaAs-Nanodraht-Kern	60
Abb. 5.5:	Widerstand pro Drahtlänge der p -GaAs-Hülle	63
Abb. 5.6:	MT-STM-Messung einer n -dotierten InGaP-Hülle.	64

Abb. 5.7: Elektronenstrahlinduzierte Strommessungen eines stehenden p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP-Nanodrahts.	65
Abb. 5.8: Ladungsträgerbeweglichkeit im InGaP und Widerstandsprofil einer n -dotierten InGaP-Nanodraht-Hülle.	66
Abb. 5.9: Legierte Ge/Ni/Ge/Au-Kontakte auf n -InGaP.	69
Abb. 5.10: Topologieänderung der Nanodraht-Kontakt-Grenzfläche nach dem Legieren.	70
Abb. 6.1: n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs-Diodenkennlinien mit variierender i -InGaP-Zwischenhülle.	72
Abb. 6.2: Sperrstrom/Idealitätsfaktor-Vergleich der gemessenen Kern-Hülle-Nanodrähte	74
Abb. 6.3: Simulierte Bänderdiagramme einer koaxialen n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs Nanodraht-Diode.	75
Abb. 6.4: Bänderdiagramm einer planaren p -GaAs/ i -InGaP/ n -GaAs-Diode	77
Abb. 6.5: Maximale elektrische Feldstärke E_{\max} im pin -Übergang.	79
Abb. 6.6: Tieftemperatur DC-Messungen einer pin -Diode mit $d_i \approx 10$ nm.	80
Abb. 6.7: Extrahierte Werte α_{TF} und α_{TR} sowie Tunnelbarrierenhöhe $E_{b,R}$	82
Abb. 6.8: Bestimmung des Serienwiderstands einer koaxialen pin -Diode.	84
Abb. 6.9: Schema: Multidiodenmodell einer koaxialen pn -Diode.	86
Abb. 6.10: Physikalisch simulierte Stromlinienverteilung durch eine koaxiale n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs-Diode.	87
Abb. 6.11: Messprinzip der Leerlaufspannung unter Beleuchtung einer pin -Diode	88
Abb. 6.12: Leerlaufspannung einer pin -Diode unter Beleuchtung	89
Abb. 6.13: Banddiagramm eines in Flussrichtung gepolten p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP-Heteroübergangs.	91
Abb. 6.14: DC-Charakterisierung von p -GaAs/ n_δ -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Dioden variierender n_δ -InGaP-Dotierungen.	93
Abb. 6.15: J - U -Kennlinien von p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Dioden mit unterschiedlicher i -InGaP-Hüllendicke.	96
Abb. 6.16: Tunnelsättigungsstromdichten und Idealitätsfaktoren von p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Dioden mit unterschiedlicher i -InGaP-Hüllendicke.	97
Abb. 6.17: Simuliertes Bänderdiagramm des p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP Multihüllen-Übergangs.	99
Abb. 6.18: Sperrstrom/Idealitätsfaktor-Vergleich Hülle-Hülle-Dioden	100
Abb. 6.19: Simuliertes elektrisches Feld im pin -Übergang	101
Abb. 6.20: Vergleich von gemessenen und simulierten Strömen in zwei BE-Dioden.	102

Abb. 6.21: Temperaturabhängige I - U -Kennlinien einer Nanodraht-Diode ohne i -InGaP-Zwischenhülle.	104
Abb. 6.22: Temperaturabhängige Elektrolumineszenz-Spektren eines coaxialen pn -Übergangs.	105
Abb. 6.23: Spannungsabhängige Elektrolumineszenz-Spektren eines coaxialen pn -Übergangs.	106
Abb. 6.24: Tieftemperatur Elektrolumineszenz-Messungen an coaxialen p -GaAs/ i -InGaP/ n -InGaP-Nanodrähten.	108
Abb. 7.1: Aufbau und Bandverlauf des coaxialen Nanodraht-HBT	112
Abb. 7.2: I/U -Kennlinien und spannungsgesteuertes Ausgangskennlinienfeld eines Nanodraht-HBT ohne optimierte Zwischenhüllen.	114
Abb. 7.3: I - U -Kennlinien und spannungsgesteuertes Ausgangskennlinienfeld eines Nanodraht-HBT mit 55 nm dickem i -InGaP-Kollektor.	115
Abb. 7.4: Physikalisch simuliertes, radiales Bänderdiagramm eines Nanodraht-HBT.	117
Abb. 7.5: Gummel-Plots zweier Nanodraht-HBT mit Emitterhüllendicken von 15 nm und 45 nm.	118
Abb. 7.6: Maximale Gleichstromverstärkungsfaktoren B_{\max} von Nanodraht-HBT mit Emitterhüllendicken von 15 nm, 30 nm sowie 45 nm.	119
Abb. 7.7: Stromgesteuerte Ausgangskennlinienfelder eines Nanodraht-HBT mit 45 nm Emitterhüllendicke.	120
Abb. B.1: Getaperte p -GaAs-Nanodrähte: Wachstum und Struktur	157
Abb. B.2: i -GaAs/ p -GaAs Kern-Hülle-Nanodrähte: Wachstum und Struktur	158
Abb. B.3: i -GaAs/ n -InGaP Kern-Hülle-Nanodrähte: Wachstum und Struktur	159
Abb. B.4: Kontakte auf n -InGaP-Nanodraht-Hüllen	160
Abb. B.5: n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs-Nanodraht-Dioden: Wachstum und Struktur.	162
Abb. B.6: Koaxiale n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs/ n_{δ} -InGaP/ n -InGaP Kern-Multihüllen-Nanodrähte: Wachstum und Struktur.	163

A Prozessprotokoll eines koaxialen Nanodraht-HBT

In Tabelle A.1 ist das vollständige Prozessprotokoll zur Kontaktierung eines Nanodraht-HBT dargestellt, welches die einzelnen Technologieschritte auflistet. Das Protokoll wurde im Rahmen der vorliegenden Dissertation aus etablierten sowie neu entwickelten Prozessschritten optimiert und beinhaltet das nasschemische Ätzen der einzelnen Hüllen, den Nanodraht-Transfer auf isolierende Substrate sowie die anschließende elektrische Kontaktierung mittels Elektronenstrahl-Lithographie und Aufdampf-Verfahren.

Tabelle A.1: Vollständiges Prozessprotokoll zur Kontaktierung eines Nanodraht-HBT.

Verlauf	Prozessschritt	Einzelschritte
Ätzen der n-InGaP-Hülle	1. Lösemittelreinigung	
		<ul style="list-style-type: none"> • Aceton/2-Propanol (heiß)
	2. Höhenkontrolliertes Einbetten der vertikalen Drähte in Resist	
		<ul style="list-style-type: none"> • AR-P 5320 ($3000 \text{ U min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 30 s, 3000 U min^{-1}) • Heizplatte 10 min, $110 \text{ }^\circ\text{C}$ • Belichtung: Glas-Maske mit Diffusor, Flutbelichtung 100 s, UV300 • Entwickeln: AR 300-26 : DI-Wasser (1 : 1), 3–4 min, 60 s DI-Wasser, N_2 trocknen • Postbake: 30 min, $120 \text{ }^\circ\text{C}$
	3. Kontrolle mittels REM	
		<ul style="list-style-type: none"> • Messen der aus dem Resist herausstehenden Drahtlänge
	4. Anätzen der n-InGaP-Hülle	
		<ul style="list-style-type: none"> • 2-Propanol : DI-Wasser (1 : 10), 3 s • HCl (37%), 5 s • 2-Propanol : DI-Wasser (1 : 10), 15 s • 60 s DI-Wasser, N_2 trocknen
	5. Lift-Off und Lösemittelreinigung	
		<ul style="list-style-type: none"> • Aceton/2-Propanol (heiß)
	6. Kontrolle mittels REM	
		<ul style="list-style-type: none"> • Ätzkontrolle und Messen der geätzten Drahtlänge
	7. Höhenkontrolliertes Einbetten der vertikalen Drähte in Resist	
		<ul style="list-style-type: none"> • AR-P 5320 ($3000 \text{ U min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 30 s, 3000 U min^{-1}) • Heizplatte 10 min, $110 \text{ }^\circ\text{C}$ • Belichtung: Glas-Maske mit Diffusor, Flutbelichtung 100 s, UV300

Ätzen der n-InGaP-Hülle		<ul style="list-style-type: none"> • Entwickeln: AR 300-26 :DI-Wasser (1 : 1) 3 – 4 min, 60 s DI-Wasser, N₂ trocknen • Postbake: 30 min, 120 °C
	8. Kontrolle mittels REM	
		<ul style="list-style-type: none"> • Messen der aus dem Resist herausstehenden Drahtlänge
	9. Vollständiges Ätzen der n-InGaP-Hülle	
		<ul style="list-style-type: none"> • 2-Propanol :DI-Wasser (1 : 10), 3 s • HCl (37%), 15 s • 2-Propanol :DI-Wasser (1 : 10), 15 s • 60 s DI-Wasser, N₂ trocknen
	10. Lift-Off und Lösemittelreinigung	
		<ul style="list-style-type: none"> • Aceton/2-Propanol (heiß)
11. Kontrolle mittels REM		
	<ul style="list-style-type: none"> • Ätzkontrolle und Messen der geätzten Drahtlänge 	
Ätzen der p-GaAs-Hülle	12. Höhenkontrolliertes Einbetten der vertikalen Drähte in Resist	
		<ul style="list-style-type: none"> • AR-P 5320 (3000 U min⁻¹ s⁻¹, 30 s, 3000 U min⁻¹) • Heizplatte 10 min, 110 °C • Belichtung: Glas-Maske mit Diffusor, Flutbelichtung 100 s, UV300 • Entwickeln: AR 300-26 :DI-Wasser (1 : 1) 30 – 45 s, 60 s DI-Wasser, N₂ trocknen • Postbake: 30 min, 120 °C
	13. Kontrolle mittels REM	
		<ul style="list-style-type: none"> • Messen der aus dem Resist herausstehenden Drahtlänge
	14. Ätzen der p-GaAs-Hülle	
		<ul style="list-style-type: none"> • 2-Propanol :DI-Wasser (1 : 10), 3 s • H₂SO₄ :H₂O₂ :DI-Wasser (1 : 1 : 40), 100 s • 2-Propanol :DI-Wasser (1 : 10), 15 s • 60 s DI-Wasser, N₂ trocknen
	15. Lift-Off und Lösemittelreinigung	
	<ul style="list-style-type: none"> • Aceton/2-Propanol (heiß) 	
16. Kontrolle mittels REM		
	<ul style="list-style-type: none"> • Ätzkontrolle und Messen der geätzten Drahtlänge 	
	17. Höhenkontrolliertes Einbetten der vertikalen Drähte in Resist	
		<ul style="list-style-type: none"> • AR-P 5320 (3000 U min⁻¹ s⁻¹, 30 s, 3000 U min⁻¹) • Heizplatte 10 min, 110 °C

Ätzen der i-InGaP-Hülle		<ul style="list-style-type: none"> • Belichtung: Glas-Maske mit Diffusor, Flutbelichtung 100 s, UV300 • Entwickeln: AR 300-26 : DI-Wasser (1 : 1) 30 – 45 s, 60 s DI-Wasser, N₂ trocknen • Postbake: 30 min, 120 °C
	18. Kontrolle mittels REM	
		• Messen der aus dem Resist herausstehenden Drahtlänge
	19. Ätzen der i-InGaP-Hülle	
		<ul style="list-style-type: none"> • 2-Propanol : DI-Wasser (1 : 10), 3 s • HCl (37%), 15 s • 2-Propanol : DI-Wasser (1 : 10), 15 s • 60 s DI-Wasser, N₂ trocknen
	20. Lift-Off und Lösemittelreinigung	
		• Aceton/2-Propanol (heiß)
21. Kontrolle mittels REM		
	• Ätzkontrolle und Messen der geätzten Drahtlänge	
Transfer auf isolierendes Substrat	22. Reinigung des Si/SiO ₂ -Substrats	
		<ul style="list-style-type: none"> • 2 min Aceton und Ultraschall (50%) • Aceton/2-Propanol (heiß)
	23. Abschaben der Drähte	
		• In 2-Propanol mittels Skalpell
	24. Transfer der Drähte	
		<ul style="list-style-type: none"> • Heizplatte 95 °C • Auftropfen der Drähte in 2-Propanol auf erhitztes Si/SiO₂-Substrat mit vorstrukturierten Marken für die Elektronenstrahl-Lithographie
	25. Kontrolle mittels optischem Mikroskop	
		• Anzahl und Verteilung der Drähte
	26. Lösemittelreinigung	
		• Aceton/2-Propanol (heiß)
27. Bestimmung der Draht-Positionen		
	• Koordinatenbestimmung in E-Beam	
28. Lösemittelreinigung		
	• Aceton/2-Propanol (heiß)	
29. Durimide Strukturierung		

Durimide-Brücken (n)		<ul style="list-style-type: none"> • Fujifilm Durimide:Pyraline (1:1) ($1000 \text{ U min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 150 s, 8000 U min^{-1}) • Heizplatte 3 min, 95°C • AR-PC 5090.02 ($1000 \text{ U min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 60 s, 2000 U min^{-1}) • Heizplatte 2 min, 90°C • Elektronenstrahl-Lithographie: Individuelle Durimide-Brücken an Drahtenden, 12 kV, 4 pA, $0,625 \mu\text{C cm}^{-2}$, Verweilzeit 0,4 μs, Schrittweite 16 nm • Entwickeln: DI-Wasser 60 s, N_2 trocknen, HTR-D2 30s, RER-600 30s, N_2 trocknen
	30. Kontrolle mittels optischem Mikroskop	
		<ul style="list-style-type: none"> • Positionierung der Durimide-Brücken an Drahtfuß und Drahtspitze
	31. Ausbacken der Durimide-Brücken	
	<ul style="list-style-type: none"> • Trockenofen $\geq 2 \text{ h}$, 170°C 	
Aufbringen der n-Kontakte	32. n-Kontakt-Strukturierung	
		<ul style="list-style-type: none"> • AR-P 671.05 ($1000 \text{ U min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 50 s, 5000 U min^{-1}) • Heizplatte 10 min, 170°C • AR-PC 5090.02 ($1000 \text{ U min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 60 s, 2000 U min^{-1}) • Heizplatte 2 min, 90°C • Elektronenstrahl-Lithographie: Individuelles n-Kontakt-Layout, 20 kV, 200 pA, $220 \mu\text{C cm}^{-2}$, Verweilzeit 2,8 μs, Schrittweite 16 nm • Entwickeln: DI-Wasser 60 s, N_2 trocknen, Methylisobutylketon (MIBK):2-Propanol (1:2) 60s, 2-Propanol 30s, N_2 trocknen
	33. Kontrolle mittels optischem Mikroskop	
		<ul style="list-style-type: none"> • Strukturtreue und Positionierung nach Belichtung
	34. Oberflächen- und Oxid-Reinigung	
		<ul style="list-style-type: none"> • O_2-Plasma 60 s, 25 W • HCl : DI-Wasser (1:4) 20 s, DI-Wasser (fließend) 30 s, N_2 trocknen
35. Metallisierung n-Kontakt		
	<ul style="list-style-type: none"> • Ge/Ni/Ge/Au (2/20/50/300 nm) • Lift-Off: Aceton/2-Propanol (heiß) 	
36. Kontrolle mittels optischem Mikroskop		

		<ul style="list-style-type: none"> • Strukturtreue und Positionierung
Durimide-Brücke (p)	37. Durimide Strukturierung	
		<ul style="list-style-type: none"> • Fujifilm Durimide:Pyraline (1:1) ($1000 \text{ U min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 150 s, 8000 U min^{-1}) • Heizplatte 3 min, 95°C • AR-PC 5090.02 ($1000 \text{ U min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 60 s, 2000 U min^{-1}) • Heizplatte 2 min, 90°C • Elektronenstrahl-Lithographie: Individuelle Durimide-Brücke zur Basis, 12 kV, 4 pA, $0,625 \mu\text{C cm}^{-2}$, Verweilzeit $0,4 \mu\text{s}$, Schrittweite 16 nm • Entwickeln: DI-Wasser 60 s, N_2 trocknen, HTR-D2 30s, RER-600 30s, N_2 trocknen
	38. Kontrolle mittels optischem Mikroskop	
		<ul style="list-style-type: none"> • Positionierung der Durimide-Brücke an der Basis
	39. Ausbacken der Durimide-Brücken	
	<ul style="list-style-type: none"> • Trockenofen $\geq 2 \text{ h}$, 170°C 	
Aufbringen der n-Kontakte	40. p-Kontakt-Strukturierung	
		<ul style="list-style-type: none"> • AR-P 671.05 ($1000 \text{ U min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 50 s, 5000 U min^{-1}) • Heizplatte 10 min, 170°C • AR-PC 5090.02 ($1000 \text{ U min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 60 s, 2000 U min^{-1}) • Heizplatte 2 min, 90°C • Elektronenstrahl-Lithographie: Individuelles p-Kontakt-Layout, 20 kV, 200 pA, $220 \mu\text{C cm}^{-2}$, Verweilzeit $2,8 \mu\text{s}$, Schrittweite 16 nm • Entwickeln: DI-Wasser 60 s, N_2 trocknen, Methylisobutylketon (MIBK):2-Propanol (1:2) 60s, 2-Propanol 30s, N_2 trocknen
	41. Kontrolle mittels optischem Mikroskop	
		<ul style="list-style-type: none"> • Strukturtreue und Positionierung nach Belichtung
	42. Oberflächen- und Oxid-Reinigung	
		<ul style="list-style-type: none"> • O_2-Plasma 60 s, 25 W • HCl:DI-Wasser (1:4) 20 s, DI-Wasser (fließend) 30 s, N_2 trocknen
	43. Metallisierung n-Kontakt	
	<ul style="list-style-type: none"> • Pt/Ti/Pt/Au (5/10/10/300 nm) • Lift-Off: Aceton/2-Propanol (heiß) 	

	44. Kontrolle mittels optischem Mikroskop
	• Strukturtreue und Positionierung
	45. Legieren der Kontakte
	• Lampenlegierofen 280 °C, 30s

B Details zu Wachstum, Struktur und Prozessierung der untersuchten Nanodrähte

Prozessdetails zum Wachstum, zur Struktur sowie zur Prozessierung der im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten Nanodrähte werden in den folgenden Unterkapiteln vorgestellt.

B.1 Wachstum, Struktur und Prozessierung der *p*-GaAs-Nanodraht-Kerne

Die für den Vergleich herangezogenen *p*-dotierten Nanodraht-Kerne wurden an der TU Ilmenau epitaktisch mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie gewachsen. Das Wachstum erfolgte aus 100 nm großen, monodispersen Goldkolloiden im „vapor-liquid-solid“-Wachstumsmodus mit TMGa, TBAs und DEZn als Präkursoren. Als Substrat für vertikales Nanodraht-Wachstum wurde *p*-dotiertes GaAs(111)B verwendet. Der Verlauf der Wachstumstemperatur über der Wachstumszeit ist in Abbildung B.1 (a) aufgetragen, wobei die jeweiligen, zugeschalteten Präkursoren als farbige Balken markiert sind. Oberhalb von 300 °C wird konstant TBAs zur Gegenstabilisierung des Substrats angeboten, um ein Ausdiffundieren von As-Atomen und damit eine Oberflächenschädigung zu verhindern. Das Substrat wird im Reaktor zunächst für 5 min auf 600 °C erhitzt zur Erzeugung einer eutektischen Verbindung der Goldkolloide mit Ga-Atomen aus dem Substrat. Im Anschluss wird eine Reaktortemperatur von 450 °C eingestellt und für 18 min der *p*-dotierte GaAs-Nanodraht unter Hinzuschalten von TMGa und DEZn gewachsen. Das Wachstum wird beendet durch das Abschalten der Präkursoren TMGa und DEZn und im Anschluss wird der Reaktor auf Raumtemperatur abgekühlt.^[157,186]

Die Struktur eines auf diese Weise gewachsenen Nanodrahts ist in Abbildung B.1 (b) schematisch und in (c) in Form einer REM-Aufnahme dargestellt. Die ca. 12 µm langen Nanodrähte weisen einen veränderlichen Durchmesser auf, welcher sich vom Fuß mit $r_D = 120$ nm auf etwa $r_D = 60$ nm an der Spitze verjüngt.^[157,186] Das Tapering ist auf die vergleichsweise hohe Wachstumstemperatur von 450 °C zurückzuführen.^[210] Während die MT-STM-Analyse an stehenden Drähten erfolgt, müssen diese für die TLM-Messungen auf isolierendes Substrat transferiert und mit TLM-Kontakten versehen werden. Die Prozessierung erfolgt prinzipiell nach dem bereits in Kapitel 4.4.2 erläuterten Prozess, wobei hier direkt in einem Strukturierungsschritt vier Pt/Ti/Pt/Au-Metallkontakte unterschied-

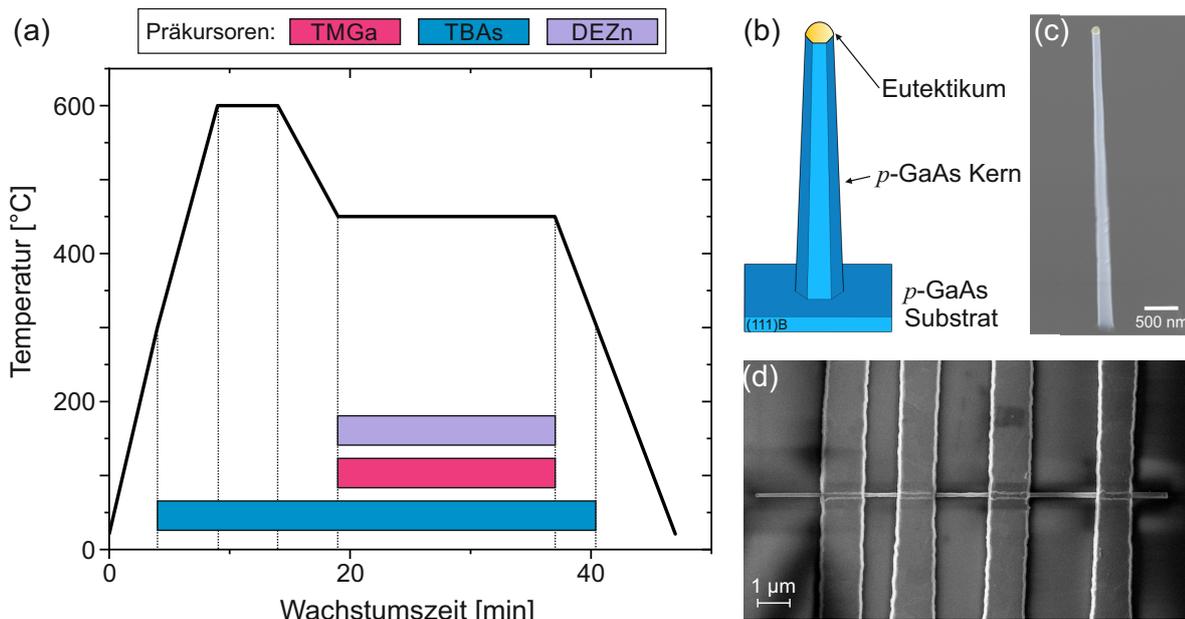


Abbildung B.1: Getaperte *p*-GaAs-Nanodrähte. (a) Wachstumstemperatur über der Wachstumszeit. Die farbigen Balken entsprechen den zugeschalteten Präkursorflüssen. (b) Schematischer Aufbau eines vertikal gewachsenen, getaperten Nanodrahts und (c) dazu korrespondierende REM-Aufnahme (Aufnahmewinkel 30°), aufgenommen an der TU Ilmenau. (d) REM-Aufnahme einer transferierten Nanodraht-Diode mit vier metallischen TLM-Kontakten. (c) und (d) sind entnommen aus Nägelein et al.^[186].

lichen Abstands entlang des Drahtes aufgebracht werden. Eine zusätzliche Topologiekontrolle mittels Durimide zur Verhinderung von Kontaktunterbrechungen ist aufgrund der geringen Drahtdurchmesser nicht notwendig. Die Kontakte werden anschließend für 30 s bei 360°C in Stickstoffatmosphäre legiert.

B.2 Herstellung der *i*-GaAs/*p*-GaAs Kern-Hülle-Nanodrähte

Für die Analyse werden zunächst undotierte GaAs-Nanodraht-Kerne im „vapor-liquid-solid“-Modus bei 450°C für 90 min gewachsen und diese anschließend mit einer *p*-GaAs-Hülle bei 650°C für 24 min epitaktisch umhüllt. Der Temperaturverlauf sowie das Zu- und Abschalten der Präkursor-Flüsse während der Epitaxie sind in Abbildung B.2 (a) über der Wachstumszeit aufgetragen. Die Präkursor-Flüsse von TBAs, TMGa und CBr_4 entsprechen den bereits in Kapitel 4.3 vorgestellten Parametern für *n*-GaAs-Kerne (hier ohne Sn-Dotierstofffluss) und *p*-GaAs-Hüllen. Insgesamt weisen die Drähte eine Länge von $\approx 30\ \mu\text{m}$ mit einer Durchmesseränderung von $8\ \text{nm}\ \mu\text{m}^{-1}$ in Richtung Drahtfuß auf. Auf Basis einer Wachstumsrate von ca. $6,25\ \text{nm}\ \text{min}^{-1}$ wird angenommen, die *p*-GaAs-Hülle weist eine konstante Dicke von $d_{\text{H}} = 150\ \text{nm}$ auf.

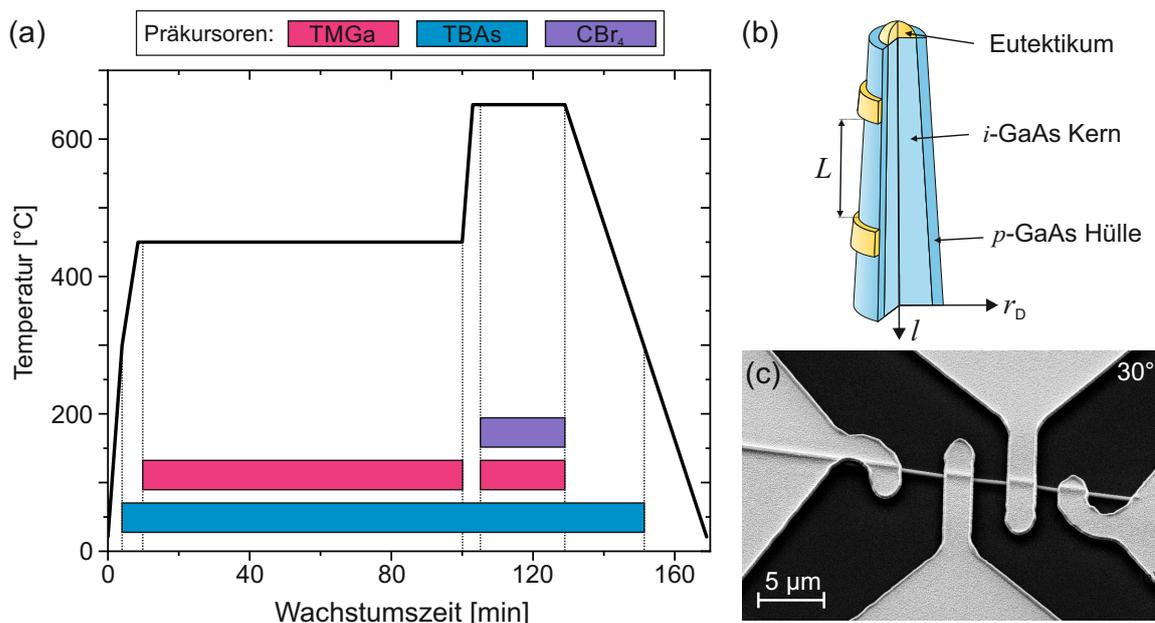


Abbildung B.2: *i-GaAs/p-GaAs Kern-Hülle-Nanodrähte.* (a) Wachstumstemperatur über der Wachstumszeit. Die farbigen Balken entsprechen den zugeschalteten Präkursorflüssen. (b) Schematischer Aufbau eines getaperten Nanodrahts mit bereits deponierten Kontakten. (c) REM-Aufnahme eines transferierten Nanodrahts mit vier metallischen Kontakten.

Die schematische Struktur eines kontaktierten *i-GaAs/p-GaAs*-Nanodrahts ist in Abbildung B.2 (b) dargestellt. Für die Kontaktdeposition werden die Drähte auf ein Si/SiO₂-Substrat transferiert, zur Verhinderung von Abschattungseffekten ganzflächig in isolierendes Durimide eingebettet und mittels Sauerstoffplasma bis zum halben Drahtdurchmesser freigelegt. Anschließend wird die Drahtoberfläche vom Oxid befreit (HCl 1:4) und vier Pt/Ti/Pt/Au-Kontakte mittels optischer Lithographie deponiert. Eine REM Aufnahme eines auf diese Weise kontaktierten Nanodrahts ist in Abbildung B.2 (c) gezeigt.

B.3 Herstellung der *i-GaAs/n-InGaP* Kern-Hülle-Nanodrähte

Analog zu der zuvor untersuchten *i-GaAs/p-GaAs*-Nanodraht-Struktur (vgl. Kapitel 5.2.1) wird zunächst ein intrinsischer GaAs-Kern aus monodispersen Au-Kolloiden mit identischen Wachstumsparametern (90 min, 450 °C) gewachsen. Die *n-InGaP*-Hülle wird im Anschluss bei 650 °C für 32 min gewachsen mit den bereits in Kapitel 4.3 vorgestellten Präkursorflüssen für TMGa, TBP, TMI_n und DitBuSi. Der Wachstumsverlauf hinsichtlich Temperatur und zugeschalteten Präkursoren ist graphisch über der Wachstumszeit in Abbildung B.3 (a) dargestellt und (b) zeigt einen schematischen Aufbau der näherungsweise als kegelförmig angenommenen Kern-Hülle-Struktur. Die Länge der Drähte beträgt

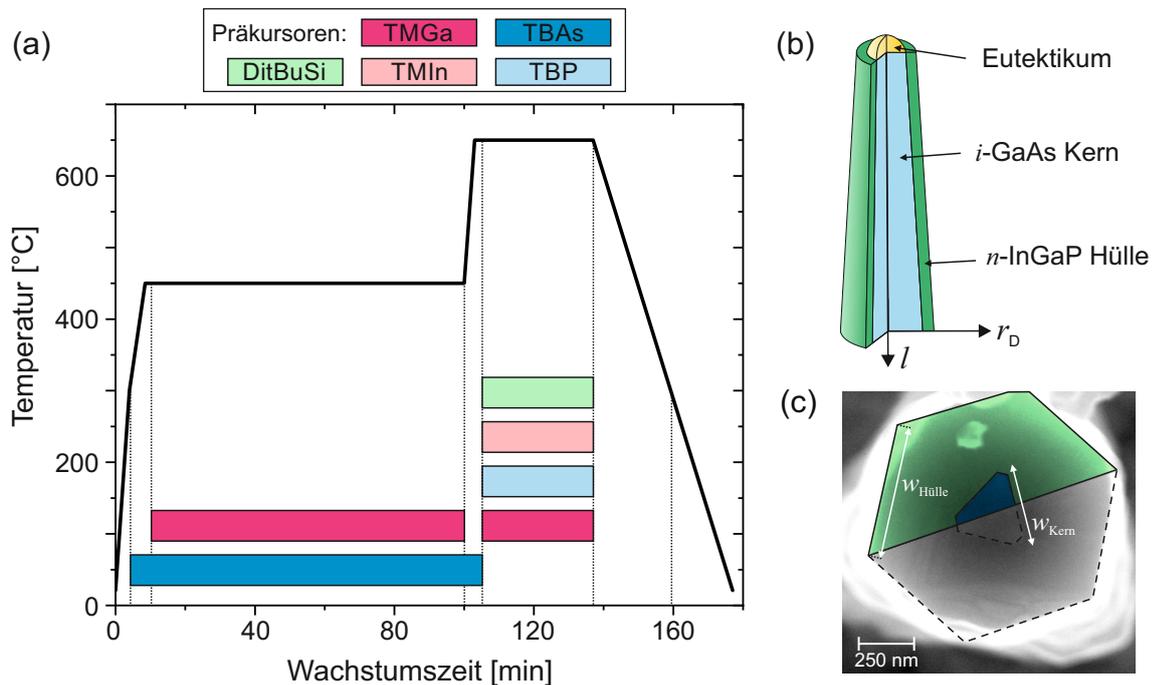


Abbildung B.3: *i-GaAs/n-InGaP Kern-Hülle-Nanodrähte.* (a) Wachstumstemperatur über der Wachstumszeit. Die farbigen Balken entsprechen den zugeschalteten Präkursorflüssen. (b) Schematischer Aufbau eines getaperten Nanodrahts. (c) REM-Aufnahme (90°) der Bruchkante eines Nanodrahts auf dem Wachstumssubstrat. Zur Verdeutlichung ist der Materialkontrast durch Falschfarben hervorgehoben.

nach dem Wachstum $\approx 21 \mu\text{m}$. Um einen Einfluss der Verbindung zwischen Drahtfuß und Substrat auszuschließen, werden die Nanodrähte auf ein isolierendes Si/SiO₂-Substrat transferiert und liegend mittels MT-STM vermessen.

Die Nanodrähte weisen im Anschluss an das Wachstum einen hexagonalen Querschnitt auf, wie es in der REM-Aufnahme einer Draht-Bruchkante auf dem Wachstumssubstrat in Abbildung B.3 (c) deutlich wird. Die Weite einer solchen Facette $w_{\text{Hülle}}$ beträgt im Bereich des Fußes ca. 540 nm und verjüngt sich auf ca. 480 nm im Bereich der Spitze. Die Nanodrähte weisen also ein leichtes Tapering auf. Durch den Materialkontrast zwischen dem InGaP und dem GaAs in der REM-Aufnahme (Umrisse durch Linien hervorgehoben) wird zusätzlich deutlich, dass der Querschnitt des Nanodraht-Kerns eine unsymmetrische hexagonale Struktur aufweist, welche durch ein Dreieck mit der Schenkelweite w_{Kern} angenähert werden kann. Aufgrund der Verwendung monodisperser Au-Kolloide für das Wachstum, weisen die simultan auf einem Substrat gewachsenen Nanodraht-Kerne vergleichbare Dimensionen auf. Ein nasschemisches, selektives Entfernen der Hüllen (vgl. Kapitel 4.4.1) ermöglicht ein anschließendes Vermessen einzelner Kerne, wobei w_{Kern} im Bereich des Fußes ca. 370 nm beträgt und im Bereich der Spitze ca. 150 nm. Das Tapering des Kerns

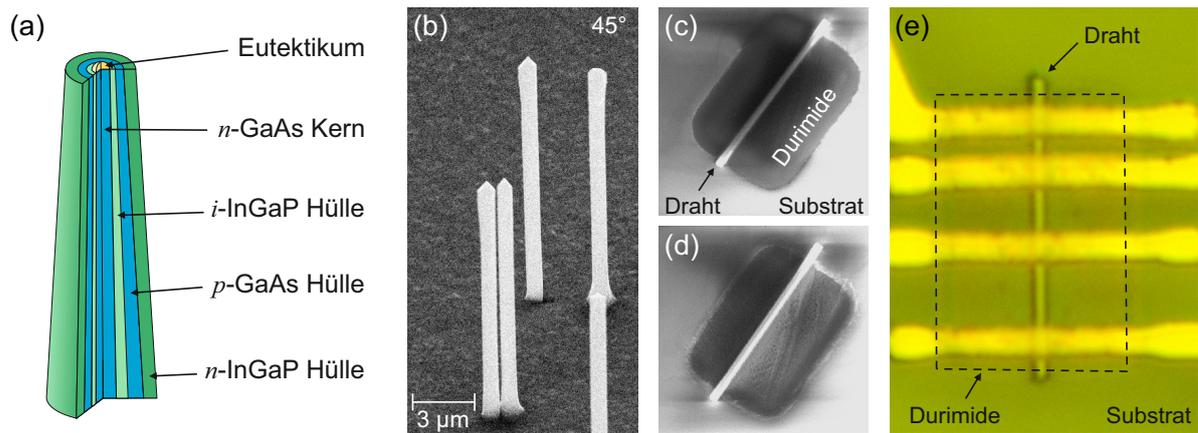


Abbildung B.4: Untersuchung von Kontakteigenschaften auf n -InGaP-Hüllen. (a) Schematischer Aufbau der Drahtstruktur sowie (b) REM-Aufnahme unter 45° Winkel nach dem Wachstum. (c) In Durimide eingebetteter Draht nach 12 min und (d) nach 28 min Sauerstoffplasma. (e) In Durimide eingebetteter und mit vier Kontakten versehener Nanodraht.

ist also aufgrund der Kernwachstumstemperatur von 450°C stark ausgeprägt, mit einer Änderung $\frac{dw_{\text{Kern}}}{dL} \approx 10,5 \text{ nm } \mu\text{m}^{-1}$. Die auf diese Weise ermittelten geometrischen Daten der Kerne werden im Anschluss für die Analyse der vollständigen Kern-Hülle-Strukturen herangezogen.

B.4 Kontakte auf n -InGaP Kern-Hülle-Nanodrähten

Die Analyse der Kontaktqualität wurde an der äußeren Hülle von n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs/ n -InGaP Kern-Multihüllen-Nanodrähten durchgeführt. Der Wachstumsablauf entspricht grundsätzlich dem in Kapitel 4.3 erläuterten und in Abbildung 4.2 dargestellten Epitaxieprozess mit dem Unterschied, dass die p -GaAs-Hülle für 8 min gewachsen wurde (Schritt ©) und das Wachstum der zweiten i -InGaP-Hülle (Schritt ⑦) entfällt. Die Dotierstoffkonzentration der äußeren n -InGaP-Hülle wird als die zuvor bestimmten $N_D = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ angenommen (vgl. Kapitel 5.2.2). Die schematische Struktur eines Drahts ist in Abbildung B.4 (a) dargestellt und (b) zeigt eine REM-Aufnahme der gewachsenen Drähte unter einem 45° Winkel. Die Gesamtlänge der Drähte beträgt, unter Berücksichtigung des Aufnahmewinkels, ca. $16 \mu\text{m}$.

Im Anschluss an das Wachstum werden die Drähte auf ein Si/SiO₂-Substrat transferiert und zur Überwindung des Topologieunterschieds für die Kontaktmetallisierung vollständig in isolierendes Durimide mittels Elektronenstrahl-Lithographie eingebettet (12 kV Beschleunigungsspannung, Dosis $4,6875 \mu\text{C cm}^{-2}$, 30 pA Strahlstrom). Nach der Belichtung und Entwicklung wird das Durimide unter Verwendung eines Sauerstoffplasmas bei 100 W Leistung für 25-30 min abgetragen, um die Drahtoberfläche freizulegen.

Kontrolliert wird dies mittels REM. Die Abbildungen B.4 (c) und (d) zeigen den Freilegeprozess jeweils nach 12 min und 28 min Sauerstoffplasma Einwirkung. Nach 12 min ist ein Großteil der Drahtoberseite noch mit Durimide bedeckt, was an der dunkleren Oberfläche des Drahtes im Vergleich zu Fuß- und Spitzenbereich erkennbar ist. Nach 28 min erscheint die gesamte Drahtlänge in der REM Aufnahme deutlich heller. Der Draht ist in diesem Fall vom Fuß bis zur Spitze freigelegt. Zum Aushärten des Durimides werden die Drähte im Anschluss für zwei Stunden bei 170 °C im Ofen erhitzt. Anschließend wird die Drahtoberfläche durch einen HCl-Dip (1:4) vom Oxid befreit und es werden mittels Elektronenstrahl-Lithographie vier Kontakte entlang des Drahtes strukturiert (vgl. Abbildung B.4 (e)). Als Metallisierung wird die Abfolge Ge/Ni/Ge/Au (hier 2/20/50/400 nm) verwendet.

B.5 Herstellung von *n*-GaAs/*i*-InGaP/*p*-GaAs Kern-Hülle-Dioden

Der epitaktische Wachstumsverlauf der *n*-GaAs/*i*-InGaP/*p*-GaAs-Dioden ist graphisch in Abbildung B.5 (a) aufgetragen. Neben der Reaktortemperatur sind zusätzlich die hinzugeschalteten Präkursorflüsse über der Wachstumszeit farblich hervorgehoben. Der prinzipielle Wachstumsverlauf sowie die verwendeten Epitaxieparameter entsprechen dem bereits in Kapitel 4.3 vorgestellten Epitaxieprozess für Nanodraht-HBT, wobei im vorliegenden Fall nur der innere *pn*-Übergang gewachsen wird. Da der Einfluss der *i*-InGaP-Zwischenschicht analysiert werden soll, wird ihre Dicke über eine Anpassung der Wachstumszeit variiert. Neben dem im Diagramm (B.5 (a)) aufgetragenen 3-minütigen *i*-InGaP-Wachstum (Minute 110-113), werden zusätzlich Proben mit 2- sowie 1-minütigem *i*-InGaP-Wachstum hergestellt. Der *n*-GaAs-Kern wird bei allen Proben 90 min gewachsen und die äußere *p*-GaAs-Hülle 8 min.

Für die elektrische Analyse der Nanodraht-Dioden werden diesen, im Anschluss an das Wachstum, in der oberen Drahthälfte die Hüllen selektiv entfernt nach dem in Kapitel 4.4.1 beschriebenen Einbettungs- und Ätzprozess. Die schematische Struktur einer koaxialen Nanodraht-Diode mit freigelegtem Kern im oberen Drahtbereich ist in Abbildung B.5 (b) dargestellt und eine dazu korrespondierende REM-Aufnahme in (c). In Letzterer ist der vollständige Hüllenabtrag im oberen Drahtdrittel sichtbar. Für das Aufbringen der Kontakte werden die Drähte mittels Skalpell in 2-Propanol abgekratzt und auf ein isolierendes Si/SiO₂-Substrat transferiert (vgl. Prozess in Kapitel 4.4.2). Eine durch das Abschaben entstehende Bruchkante ist exemplarisch für eine Probe mit 3-minütig gewachsener *i*-InGaP-Zwischenhülle in Form einer REM-Aufnahme dargestellt. Durch den Materialkontrast sind GaAs und InGaP gut voneinander unterscheidbar und die *i*-InGaP-Hüllendicke kann zu ca. 100 nm abgeschätzt werden. Für die 2- und 1-minütig gewachsene *i*-InGaP-Zwischenhülle reduziert sich die Hüllendicke auf 60 nm bzw. < 20 nm (abgeschätzt

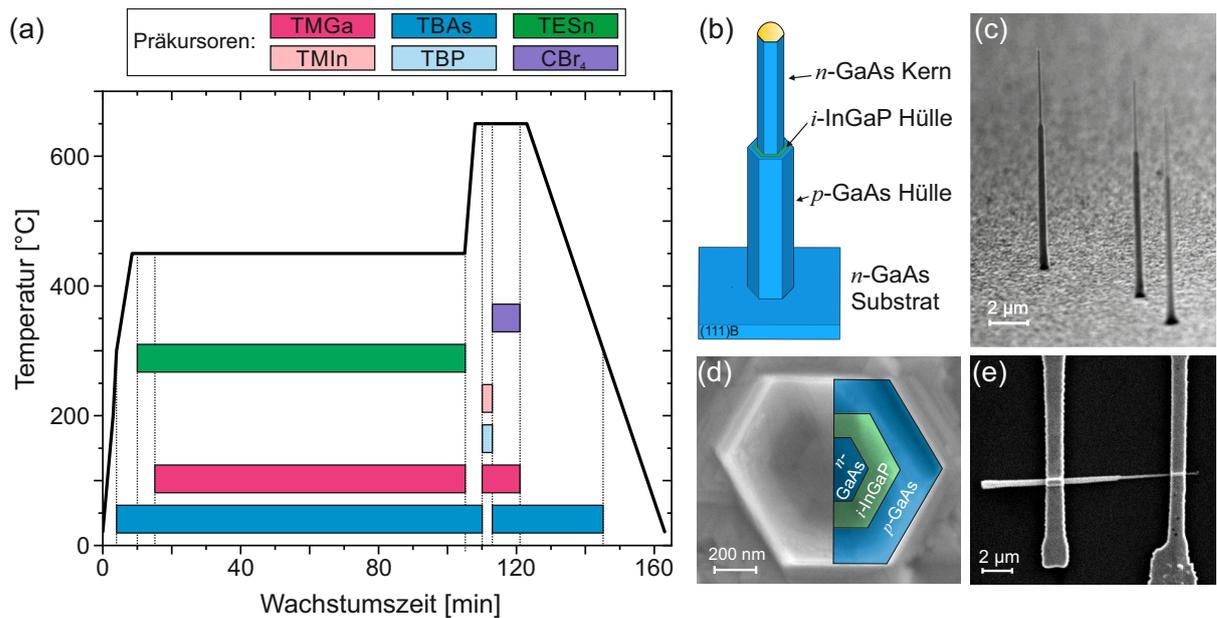


Abbildung B.5: Koaxiale n -GaAs/ i -InGaP/ p -GaAs-Nanodraht-Dioden. (a) Wachstumstemperatur über der Wachstumszeit. Die farbigen Balken entsprechen den zugeschalteten Präkursorflüssen. (b) Schematischer Aufbau eines vertikalen Nanodrahts und (c) dazu korrespondierende REM-Aufnahme (Aufnahmewinkel 80°) nach dem nasschemischen Ätzen der Hüllen. (d) REM-Aufnahme der Bruchkante des Nanodraht-Fußes auf dem Wachstumssubstrat im Anschluss an den Transfer. (e) REM-Aufnahme einer transferierten Nanodraht-Diode mit zwei metallischen Kontakten.

an jeweiligen Bruchkanten der Drähte). Der Kern hat einen Durchmesser im Fußbereich von ca. 270 - 290 nm, wobei sich dieser durch Taperingeffekte während des Wachstums bis zur Drahtspitze auf ≈ 170 nm verjüngt (gemessen an identisch gewachsenen n -GaAs-Kernen). Die Dotierstoffkonzentration des mittels Sn dotierten Kerns liegt im oberen 10^{17} cm^{-3} Bereich. Ein 8-minütiges p -GaAs-Hüllenwachstum führt zu einer Hüllendicke von ≈ 130 nm mit einer Dotierstoffkonzentration von ca. $2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Kontakte für die transferierten Drähte werden liegend mittels Elektronenstrahl-Lithographie strukturiert, wobei die in Kapitel 4.4.2 beschriebenen Metallisierungen jeweils als p - und n -Kontakt verwendet werden. Die Kontakte werden im Anschluss bei 280°C für 30 s legiert. Eine REM-Aufnahme einer fertig prozessierten Nanodraht-Diode ist in Abbildung B.5 (e) abgebildet.

B.6 Herstellung von p -GaAs/ n_δ -InGaP/ n -InGaP Hülle-Hülle-Dioden

Insgesamt werden vier Proben, mit verschiedenen DitBuSi-Flüssen epitaktisch hergestellt und analysiert. Bei Probe 1 ($\delta = 1$) wird die Zwischenhülle mit dem in dieser Arbeit maximalen IV/III-Verhältnis von $9,4 \cdot 10^{-3}$ gewachsen, welches in einer Dotierstoffkonzen-

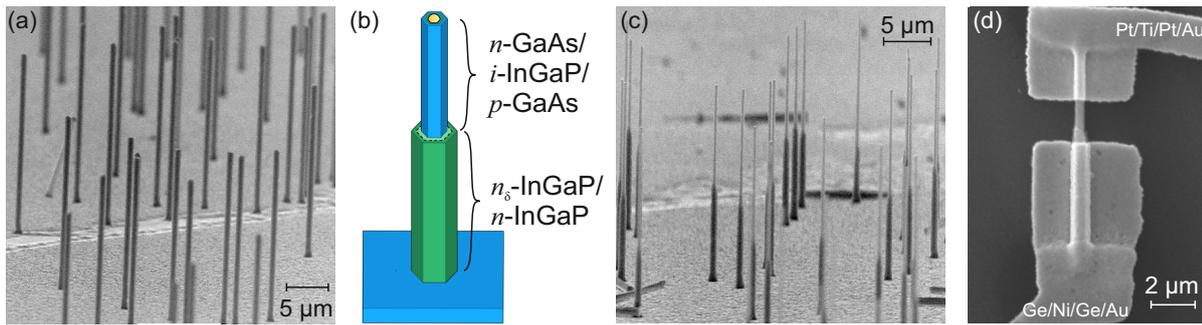


Abbildung B.6: Koaxiale $n\text{-GaAs}/i\text{-InGaP}/p\text{-GaAs}/n_{\delta}\text{-InGaP}/n\text{-InGaP}$ Kern-Multihüllen-Nanodrähte. (a) REM-Aufnahme nach der Epitaxie. (b) Schematische Darstellung der Drahtstruktur. (c) Vertikal stehende Drähte nach dem partiellen Entfernen der äußeren InGaP-Hüllen. (d) Transferierter Nanodraht mit Kontakten jeweils auf der $p\text{-GaAs}$ -Hülle und der $n\text{-InGaP}$ -Hülle.

tration von $N_D \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ im InGaP resultiert (vgl. Kapitel 5.2.2). Die $n_{\delta}\text{-InGaP}$ -Zwischenschicht unterscheidet sich in diesem Fall nicht von der äußersten $n\text{-InGaP}$ -Hülle, welche mit den selben Parametern gewachsen wird, d. h. die $p\text{-GaAs}$ - und $n\text{-InGaP}$ -Hüllen sind im direkten Kontakt zueinander. Zusätzlich werden drei weitere Proben mit Zwischenhüllen hergestellt, welche jeweils mit 50 % ($\delta = 2$, $\text{IV}/\text{III} = 4,7 \cdot 10^{-3}$), 10 % ($\delta = 3$, $\text{IV}/\text{III} = 9,4 \cdot 10^{-4}$) sowie 0 % ($\delta = 4$, $\text{IV}/\text{III} = 0$) des maximalen DitBuSi-Präkursorenflusses epitaxiert wurden. Letztere entspricht dabei prinzipiell der $i\text{-InGaP}$ -Hülle im Inneren der Nanodraht-Struktur mit $N_D \leq 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, wobei die Hüllendicke nach derselben 3-minütigen Wachstumszeit aufgrund des größeren Drahtumfangs zu geringeren Werten abweicht. Die Zwischenhüllendicken werden zu ca. 15 nm und die äußeren $n\text{-InGaP}$ -Hüllen zu ca. 165 nm angenommen. Alle anderen Wachstumsparameter wurden zunächst zwischen den Proben konstant gehalten, sodass alle anderen Hüllendicken und Dotierstoffkonzentrationen vergleichbar sind. Abbildung B.6 (a) zeigt exemplarisch eine REM-Aufnahme der mit 50 % des DitBuSi-Präkursorenflusses epitaxierten Probe. Die Drähte weisen eine Gesamtlänge von ca. 20 µm auf bei einem Gesamtdurchmesser von ca. 800 nm.

Für die spätere Kontaktierung werden die vertikal gewachsenen Drähte höhenkontrolliert eingebettet und anschließend die äußeren $n_{\delta}\text{-InGaP}/n\text{-InGaP}$ -Hüllen nasschemisch selektiv entfernt. Der dazugehörige Prozess ist in Kapitel 4.4.1 erläutert und die Abbildungen B.6 (b) und (c) zeigen sowohl den schematischen Aufbau der Struktur nach dem Ätzen sowie eine REM-Aufnahme der tatsächlich geätzten, vertikalen Nanodraht-Strukturen. Die Einbettungshöhe betrug dabei ca. 50 % der Gesamtdrahtlänge. Anschließend werden von jeder Probe Drähte auf isolierende Si/SiO₂-Substrate transferiert und nach dem in Kapitel 4.4.2 vorgestellten Prozess mit elektrischen Kontakten versehen (Abbildung B.6

(d). Die Einbettung von Drahtfuß und -spitze in Durimide zur Topologiekontrolle ist dabei unterhalb der Metallisierung deutlich sichtbar. Als Kontaktmetallisierungen werden Pt/Ti/Pt/Au und Ge/Ni/Ge/Au verwendet.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich in der lehrreichen, fordernden und turbulenten aber auch glücklichen Zeit meines Promotionsstudiums begleitet und unterstützt haben. Diese Arbeit umfasst ein breites Spektrum der Mikro- und Nanoelektronik und wäre ohne den tatkräftigen Einsatz zahlreicher Personen nicht in dieser Form umsetzbar gewesen.

Allen voran bedanke ich mich bei meinem Referenten Herrn Prof. Dr. rer. nat. Franz-Josef Tegude für die herausfordernde Aufgabenstellung und das Vertrauen in mich, diese auch mit Leben zu füllen. Insbesondere danke ich für die Betreuung auch über seine aktive Professur hinaus. Unsere konstruktiven Diskussionen haben mir sehr geholfen und konnten mir immer einen neuen Blickwinkel auf die Fragestellungen der Arbeit geben.

Ich danke außerdem Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. Thomas Hannappel für die Bereitschaft zur Übernahme des Korreferats.

Es ist mir auch ein besonderes Anliegen Herrn Prof. Dr. Nils Weimann für die Fortsetzung meiner fachlichen Betreuung nach seiner Übernahme der Leitung des Lehrstuhls BHE zu danken. Durch seinen Input wurden in meinem Thema zusätzliche Aspekte beleuchtet, die den Erfolg des Projekts wesentlich unterstützt haben.

Meinen Kooperationspartnern Dr. Andreas Nägelein und Juliane Koch im Team von Prof. Dr. rer. nat. habil. Hannappel an der TU Ilmenau möchte ich für die konstruktive Zusammenarbeit und die ertragreichen Diskussionen danken, die zu den gemeinsamen Erfolgen und Veröffentlichungen geführt haben. Ich hatte viel Freude an den Gesprächen und habe vor allem viel durch Euch lernen dürfen.

Bei Dr. Artur Poloczec bedanke ich mich für die tolle Projektleitung und den Glauben an den Erfolg des Projekts. Er war ein zuverlässiger Mitstreiter durch alle Höhen und Tiefen und ist mir nicht nur dadurch ein guter Freund geworden.

Herrn Dr. Werner Prost möchte ich für den intensiven, fachlichen Austausch und das Fördern-und-Fordern danken. Er stand mir immer mit Rat und Tat zur Seite, auch in Fragen abseits der Nanodrähte.

Danksagung

Für seinen Einsatz in allen organisatorischen Fragen des Fachgebiets möchte ich Herrn Dr. Wolfgang Brockerhoff meinen Dank aussprechen. Sein tatkräftiges Engagement für alle Mitarbeiter ist eine wichtige Stütze des Fachgebiets und hat auch mir über die ein oder andere Hürde geholfen.

Ich danke natürlich auch Ralf Geitmann für den nie endenden Nachschub an Nanodrähten und Udo Doerk für das Bonden der Drähte. Wieder und wieder und wieder.

Heike Bobzien und Andrea Merz danke ich für die langjährige Unterstützung bei der Probenprozessierung. Ich habe sehr viel durch Euch gelernt und die häufige Wartezeit im Reinraum verging in Eurer Gesellschaft wie im Flug.

Herrn Reimund Tilders, Wolfgang Molls und Gordon Kollmorgen bin ich sehr für das gewissenhafte Instandhalten des Reinraums dankbar. Alle von mir genutzten Geräte waren, trotz vereinzelter Altersschwächen, Top in Schuss.

Dagmar Birke danke ich für die lustigen Gespräche im Sekretariats-Türrahmen und die stete Unterstützung in allen organisatorischen Dingen.

Unserer Doppelkopf-Runde, bestehend aus Dr. Artur Poloczek, Christian Blumberg, Dr. Khaled Arzi und Dr. Wolfgang Brockerhoff, danke ich für den Ausgleich zum Wissenschaftsalltag und die schönen, gemeinsamen Momente bei einem Kaltgetränk.

Alexander Poßberg, Christian Preuß, Enes Mutlu, Nazli Zargarpourfardin, Patrick Häuser, Robin Kreß und Simone Clochiatti danke ich ebenfalls für die schöne gemeinsame Zeit. Die gegenseitige Unterstützung tat immer gut und ich bin auf euren weiteren wissenschaftlichen Werdegang gespannt!

Besonderer Dank gilt auch den Studenten, die ich sowohl im Rahmen von HiWi-Tätigkeiten als auch für Abschluss- und Projektarbeiten fachlich betreuen durfte. Insbesondere Alexander Poßberg, Fabian Heyer und Jan Bieniek haben sich mit viel Eigeninitiative in mein Thema gestürzt und dieses voran getrieben. Ohne Ihren Input wäre die Arbeit heute eine andere. Jan, vielen Dank auch, dass du nicht am PL-Messplatz verzweifelt bist!

Prof. Dr. rer. nat. Franziska Muckel und Dr. Svenja Wepfer gebührt großer Dank für das gute Zureden und die Zuversicht in Momenten des Zweifels. Zusammen mit Eileen Schnütgen, Sandra Gellner, Simon Grosse, Toby Meaney und Ulrike Hutten möchte ich

Ihnen auch dafür danken, dass meine Zeit in Duisburg von Freude, guten Gesprächen, leckerem Gin Tonic und stets neuen Erfahrungen geprägt war. Ich wünsche mir, dass unser Dienstag noch lange bestehen bleibt, auch wenn wir schon in alle Winde verweht sind.

Jan Mischke danke ich für die nur kurze aber konstruktive Zeit gemeinsam im Netz.

Anastasia Brodt und Dr. Julia Siegel danke ich für den langjährigen Zusammenhalt. Mit Euch hat alles in der HLT angefangen!

Zu guter letzt danke ich meiner Familie, die mir in der oft fordernden Zeit der Promotion den Rücken freigehalten hat. Besonders Tobi und Nathan, danke dass es Euch gibt!

DuEPublico

Duisburg-Essen Publications online

UNIVERSITÄT
DUISBURG
ESSEN

Offen im Denken

ub

universitäts
bibliothek

Diese Dissertation wird via DuEPublico, dem Dokumenten- und Publikationsserver der Universität Duisburg-Essen, zur Verfügung gestellt und liegt auch als Print-Version vor.

DOI: 10.17185/duepublico/79194

URN: urn:nbn:de:hbz:465-20231109-142054-4

Alle Rechte vorbehalten.