

Optoelektronische Transportspektroskopie an Resonanztunneldioden- Fotodetektoren

*Dissertation zur Erlangung des naturwissenschaftlichen
Doktorgrades der Julius-Maximilians-Universität Würzburg*

vorgelegt von
Andreas Theo Pfenning
geboren in Marktheidenfeld
Würzburg 2018

Eingereicht am: 22. Februar 2018
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Lukas Worschech

2. Gutachter: Prof. Dr. Jean Geurts

3. Gutachter: _____

der Dissertation

Vorsitzender: Prof. Dr. Thomas Trefzger

1. Prüfer: Prof. Dr. Lukas Worschech

2. Prüfer: Prof. Dr. Jean Geurts

3. Prüfer: Prof. Dr. Björn Trauzettel

im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 08. Juni 2018

Doktorurkunde ausgehändigt am: _____

1 Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung.....	1
Abstract.....	5
1 Einleitung.....	9
2 Physikalische & technische Grundlagen, Vorarbeiten und Literaturübersicht.....	11
2.1 Resonanztunneldioden (RTDs) – Überblick und elektrischer Transport	11
2.2 Optische Detektion und Sensoren	16
2.3 Fotosensitivität von RTDs	18
3 RTD-Fotosensor zur Lichtdetektion bei 1,3 μm	21
3.1 Probendesign, Wachstum & Fabrikation.....	22
3.2 Fotostrom-Spannungs-Kennlinie des RTD-Fotodetektors	28
3.3 Fotosensitivität von RTD-Fotodetektoren.....	42
4 GaSb-basierte Doppelbarrieren-RTDs	56
4.1 Wachstum und Fabrikation der Proben	57
4.2 AlSb/GaSb-Doppelbarrieren-Quantentopf RTD	58
4.3 Resonantes Tunneln bei Raumtemperatur durch Injektion aus Vorquantentopf.....	63
4.4 AlAsSb/GaSb-RTDs mit GaAsSb-Vorquantentopf	70
5 AlAsSb/GaSb-RTD-Fotosensoren zur MIR-Lichtdetektion.....	78
5.1 Probendesign.....	79
5.2 Photolumineszenzspektroskopie der GaInAsSb-Absorptionsschicht.....	81
5.3 Elektrische Transporteigenschaften	82
5.4 Optoelektronischer Transport in p-dotierten Al(As)Sb/GaSb-RTD-Fotodetektoren.....	91
5.5 Fazit/Zusammenfassung	99
Literaturverzeichnis	101
Veröffentlichungen des Autors.....	110
Danksagungen	114

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit optoelektronischer Transportspektroskopie verschiedener Resonanztunneldioden (RTDs). Die Arbeit ist thematisch in zwei Schwerpunktee untergliedert. Im ersten Schwerpunkt werden anhand GaAs-basierter RTD-Fotosensoren für den Telekommunikationswellenlängenbereich um $1,3\ \mu\text{m}$ die Akkumulationsdynamiken photogenerierter Minoritätsladungsträger und deren Wirkung auf den RTD-Tunnelstrom untersucht. Im zweiten Schwerpunkt werden GaSb-basierte Al(As)Sb/GaSb-Doppelbarrieren-Quantentrog-RTDs in Hinblick auf ihren Raumtemperaturbetrieb entwickelt und erforscht. Diese legen den Grundstein für die spätere Realisation von RTD-Fotodetektoren im mittleren infraroten (MIR) Spektralbereich. Im Folgenden ist eine kurze inhaltliche Zusammenfassung der einzelnen Kapitel gegeben.

Kapitel 1 leitet vor dem Hintergrund eines stark steigenden Bedarfs an verlässlichen und sensitiven Fotodetektoren für Telekommunikationsanwendungen sowie für die optische Molekül- und Gasspektroskopie in das übergeordnete Thema der RTD-Fotodetektoren ein.

Kapitel 2 erläutert ausgewählte physikalische und technische Grundlagen zu RTD-Fotodetektoren. Ausgehend von einem kurzem Überblick zu RTDs, werden aktuelle Anwendungsgebiete aufgezeigt und die physikalischen Grundlagen elektrischen Transports in RTDs diskutiert. Anschließend werden Grundlagen, Definitionen und charakteristische Kenngrößen optischer Detektoren und Sensoren definiert. Abschließend werden die physikalischen Grundlagen zum Fotostrom in RTDs beschrieben.

In **Kapitel 3 RTD-Fotosensor zur Lichtdetektion bei 1,3 μm** werden AlGaAs/GaAs-Doppelbarrieren-Quantentrog-Resonanztunneldioden (DBQW-RTDs)¹ mit gitterangepasster, quaternärer GaInNAs-Absorptionsschicht als Raumtemperatur-Fotodetektoren für den nahen infraroten (NIR) Spektralbereich bei der Telekommunikationswellenlänge von $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ untersucht. RTDs sind photosensitive Halbleiterbauteile, die innerhalb der vergangenen Jahre aufgrund ihrer hohen Fotosensitivität und Fähigkeit selbst einzelne Photonen zu detektieren, ein beachtliches Interesse geweckt haben. Die RTD-Fotosensitivität basiert auf einer Coulomb-Wechselwirkung photogenerierter und akkumulierter Ladungsträger. Diese verändern das lokale elektrostatische Potential und steuern so einen empfindlichen Resonanztunnelstrom. Die Kenntnis der zugrundeliegenden physikalischen Parameter und deren Spannungsabhängigkeit ist essentiell, um optimale Arbeitspunkte und Bauelementdesigns zu identifizieren.

Unterkapitel 3.1 gibt einen Überblick über das Probenesign der untersuchten RTD-Fotodetektoren, deren Fabrikationsprozess sowie eine Erläuterung des Fotodetektionsmechanismus. Über Tieftemperatur-Elektrolumineszenz-Spektroskopie wird die effektive RTD-Quantentrog-Breite zu $d_{DBQW} \approx 3,4 \text{ nm}$ bestimmt. Die Quantisierungsenergien der Elektron- und Schwerloch-Grundzustände ergeben sich zu $E_{\Gamma_1} \approx 144 \text{ meV}$ und $E_{hh1} \approx 39 \text{ meV}$. Abschließend wird der in der Arbeit verwendeten Messaufbau skizziert.

In **Unterkapitel 3.2** werden die physikalischen Parameter, die die RTD-Fotosensitivität bestimmen, auf ihre Spannungsabhängigkeit untersucht. Die Fotostrom-Spannungs-Kennlinie des RTD-Fotodetektors ist nichtlinear und über drei spannungsabhängige Parametern gegeben: der RTD-Quanteneffizienz $\eta(V)$, der mittleren Lebensdauer photogenerierter und akkumulierter Minoritätsladungsträger (Löcher) $\tau(V)$ und der RTD-I(V)-Kennlinie im Dunkeln $I_{dark}(V)$. Die RTD-Quanteneffizienz $\eta(V)$ kann über eine Gaußsche-Fehlerfunktion modelliert werden, welche beschreibt, dass Lochakkumulation erst nach Überschreiten einer Schwellspannung stattfindet. Die mittlere Lebensdauer $\tau(V)$ fällt exponentiell mit zunehmender Spannung V ab. Über einen Vergleich mit thermisch limitierten Lebensdauern in Quantentrögen können Leitungsband- und Valenzband-Offset zu $Q_C \approx 0,55$ und $Q_V \approx 0,45$ abgeschätzt werden. Basierend auf diesen Ergebnissen wird ein Modell für die Fotostrom-Spannungs-Kennlinie erstellt, das eine elementare Grundlage für die Charakterisierung von RTD-Photodetektoren bildet.

In **Unterkapitel 3.3** werden die physikalischen Parameter, die die RTD-Fotosensitivität beschränken, detailliert auf ihre Abhängigkeit gegenüber der einfallenden Lichtleistung untersucht. Nur für kleine Lichtleistungen wird eine konstante Sensitivität von $S_l = 5,82 \times 10^3 \text{ A W}^{-1}$ beobachtet, was einem Multiplikationsfaktor von $M = 3,30 \times 10^5$ entspricht. Für steigende Lichtleistungen fällt die Sensitivität um mehrere Größenordnungen ab. Die abfallende, nichtkonstante Sensitivität ist maßgeblich einer Reduktion der mittleren Lebensdauer τ zuzuschreiben, die mit steigender Lochpopulation exponentiell abfällt. In Kombination mit den Ergebnissen aus **Unterkapitel 3.2** wird ein Modell der RTD-Fotosensitivität vorgestellt, das die Grundlage einer Charakterisierung von RTD-

¹ Aus dem Englischen *double barrier quantum well*

Fotodetektoren bildet. Die Ergebnisse können genutzt werden, um die kritische Lichtleistung zu bestimmen, bis zu der der RTD-Fotodetektor mit konstanter Sensitivität betrieben werden kann, oder um den idealen Arbeitspunkt für eine minimale rauschäquivalente Leistung (NEP) zu identifizieren. Dieser liegt für eine durch theoretisches Schrotrauschen limitierte RTD bei einem Wert von $NEP = 1,41 \times 10^{-16} \text{ W Hz}^{-1/2}$ bei $V = 1,5 \text{ V}$.

In **Kapitel 4 GaSb-basierte Doppelbarrieren-RTDs** werden unterschiedliche Al(As)Sb/GaSb-DBQW-RTDs auf ihre elektrische Transporteigenschaften untersucht und erstmalig resonantes Tunneln von Elektronen bei Raumtemperatur in solchen Resonanztunnelstrukturen demonstriert. **Unterkapitel 4.1** beschreibt den Wachstums- und der Fabrikationsprozess der untersuchten AlAsSb/GaSb-DBQW-RTDs.

In **Unterkapitel 4.2** wird Elektronentransport durch eine AlSb/GaSb-DBQW-Resonanztunnelstruktur untersucht. Bei einer Temperatur von $T = 4,2 \text{ K}$ konnte resonantes Tunneln mit bisher unerreicht hohen Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnisse von $PVCR = 20,4$ beobachtet werden. Dies wird auf die exzellente Qualität des Halbleiterkristallwachstums und des Fabrikationsprozesses zurückgeführt. Resonantes Tunneln bei Raumtemperatur konnte hingegen nicht beobachtet werden. Dies wird einer Besonderheit des Halbleiters GaSb zugeschrieben, welche dafür sorgt, dass bei Raumtemperatur die Mehrheit der Elektronen Zustände am L-Punkt anstelle des Γ -Punktes besetzt. Resonantes Tunneln über den klassischen Γ - Γ - Γ -Tunnelpfad ist so unterbunden.

In **Unterkapitel 4.3** werden die elektrischen Transporteigenschaften von AlAsSb/GaSb DBQW RTDs mit pseudomorph gewachsenen ternären Vorquantentopfelementen untersucht. Der primäre Zweck der Vorquantentopfstrukturen liegt in der Erhöhung der Energieseparation zwischen Γ - und L-Punkt. So kann Elektronentransport über L- Kanäle unterdrückt und Elektronenzustände am Γ -Punkt wiederbevölkert werden. Zudem ist bei genügend tiefen Vorquantentopfstrukturen aufgrund von Quantisierungseffekten eine Verbesserung der RTD-Transporteigenschaften möglich. Strukturen ohne Vorquantentopf-Emitter zeigen ein Tieftemperatur- ($T = 77 \text{ K}$) Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnis von $PVCR = 8,2$, während bei Raumtemperatur kein resonantes Tunneln beobachtet werden kann. Die Integration von $\text{Ga}_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Sb}$ - beziehungsweise $\text{GaAs}_{0,05}\text{Sb}_{0,95}$ -Vorquantentopfstrukturen führt zu resonantem Tunneln bei Raumtemperatur mit Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnissen von $PVCR = 1,45$ und $1,36$.

In **Unterkapitel 4.4** wird die Abhängigkeit der elektrischen Transporteigenschaften von AlAsSb/GaSb RTDs vom As-Stoffmengenanteil des GaAsSb-Emitter-Vorquantentopfs und der AlAsSb-Tunnelbarriere untersucht. Eine Erhöhung der As-Stoffmengenkonzentration führt zu einem erhöhten Raumtemperatur-PVCR mit Werten von bis zu $2,36$ bei gleichzeitig reduziertem Tieftemperatur-PVCR. Das reduzierte Tieftemperatur-Transportvermögen wird auf eine mit steigendem As-Stoffmengenanteil zunehmend degradierende Kristallqualität zurückgeführt.

In **Kapitel 5 AlAsSb/GaSb-RTD-Fotosensoren zur MIR-Lichtdetektion** werden erstmalig RTD-Fotodetektoren für den MIR-Spektralbereich vorgestellt und auf ihre

optoelektronischen Transporteigenschaften hin untersucht. Zudem wird erstmalig ein p-dotierter RTD-Fotodetektor demonstriert. In **Unterkapitel 5.1** wird das Probandesign GaSb-basierter RTD-Fotodetektoren für den mittleren infraroten Spektralbereich vorgestellt. Im Speziellen werden Strukturen mit umgekehrter Ladungsträgerpolarität (p- statt n-Dotierung, Löcher als Majoritätsladungsträger) vorgestellt.

In **Unterkapitel 5.2** werden die optischen Eigenschaften der gitterangepassten quaternären GaInAsSb-Absorptionsschicht mittels Fourier-Transformations-Infrarot-Spektroskopie untersucht. Über das Photolumineszenz-Spektrum wird die Bandlückenenergie zu $E_{Gap} \cong (447 \pm 5)$ meV bestimmt. Das entspricht einer Grenzwellenlänge von $\lambda_G \cong (2,77 \pm 0,04)$ μm . Aus dem niederenergetischen monoexponentiellem Abfall der Linienform wird eine Urbach-Energie von $E_U = 10$ meV bestimmt. Der hochenergetische Abfall folgt der Boltzmann-Verteilungsfunktion mit einem Abfall von $k_B T = 25$ meV.

In **Unterkapitel 5.3** werden die elektrischen Transporteigenschaften der RTD-Fotodetektoren untersucht und mit denen einer n-dotierten Referenzprobe verglichen. Erstmals wird resonantes Tunneln von Löchern in AlAsSb/GaSb-DBQW-RTDs bei Raumtemperatur demonstriert. Dabei ist $PVCR = 1,58$. Bei $T = 4,2$ K zeigen resonantes Loch- und Elektrontunneln vergleichbare Kenngrößen mit $PVCR = 10,1$ und $PVCR = 11,4$. Die symmetrische I(V)-Kennlinie der p-dotierten RTD-Fotodetektoren deutet auf eine geringe Valenzbanddiskontinuität zwischen GaSb und der GaInAsSb-Absorptionsschicht hin. Zudem sind die p-dotierten RTDs besonders geeignet für eine spätere Integration mit Typ-II-Übergittern.

In **Unterkapitel 5.4** werden die optoelektronischen Transporteigenschaften p-dotierter RTD-Fotodetektoren untersucht. Das vorgestellte neuartige RTD-Fotodetektorkonzept, welches auf resonanten Lochtransport als Majoritätsladungsträger setzt, bietet speziell im für den MIR-Spektralbereich verwendeten GaSb-Materialsystem Vorteile, lässt sich aber auch auf das InP- oder GaAs- Materialsystem übertragen. Die untersuchten p-dotierten Fotodetektoren zeigen eine ausgeprägte Fotosensitivität im MIR-Spektralbereich. Fotostromuntersuchungen werden für optische Anregung mittels eines Halbleiterlasers der Wellenlänge $\lambda = 2,61$ μm durchgeführt. Bei dieser Wellenlänge liegen fundamentale Absorptionslinien atmosphärischen Wasserdampfs. Die Fotostrom-Spannungs-Charakteristik bestätigt, dass die Fotosensitivität auf einer Modulation des resonanten Lochstroms über Coulomb-Wechselwirkung akkumulierter photogenerierter Minoritätsladungsträger (Elektronen) beruht. Es werden Sensitivitäten von $S_I = 0,13$ A W^{-1} ermittelt. Durch eine verbesserte RTD-Quanteneffizienz aufgrund eines optimierten Dotierprofils der Absorptionsschicht lässt sich die Sensitivität auf $S_I = 2,71$ A W^{-1} erhöhen, was einem Multiplikationsfaktor von in etwa $M \approx 8,6$ entspricht. Gleichzeitig wird jedoch der RTD-Hebelfaktor verringert, sodass $n_{RTD-p2} = 0,42 \cdot n_{RTD-p1}$. Erstmals wurde damit erfolgreich Gas-Absorptionsspektroskopie anhand von H_2O -Dampf mittels MIR-RTD-Fotodetektor an drei beieinanderliegenden Absorptionslinien demonstriert.

Abstract

The present thesis addresses the optoelectronic transport spectroscopy of different resonant tunneling diodes (RTDs). The thesis comprises two main topics. Firstly, the accumulation dynamics of photogenerated minority charge carriers and their impact on the RTD tunneling current is investigated for GaAs based RTD photosensors for the telecommunication wavelength region at 1.3 μm . Secondly, Al(As)Sb/GaSb double barrier quantum well RTDs are proposed and investigated with regard to their room temperature functionality. These works finally lead to the realization of RTD photodetectors in the mid infrared (MIR) spectral region. A brief summary of the content of the individual chapters is given below.

Chapter 1 introduces the topic of RTD photodetectors in the context of a rapidly increasing demand for reliable and sensitive photodetectors for telecommunication applications as well as for optical molecular and gas spectroscopy.

Chapter 2 explains some selected physical and technological basics of RTD photodetectors. Starting from a short overview depicting the development of RTDs, current areas of application are presented, and a concise introduction into electronic transport of RTDs is given. Subsequently, basic principles, definitions and characteristic parameters of optical detectors and sensors are defined. Finally, the physical fundamentals of light-induced effects on electronic transport in RTDs are described.

In **Chapter 3** an investigation on AlGaAs/GaAs double barrier quantum well resonant tunneling diodes (DBQW-RTDs) with a lattice-matched quaternary absorption layer as room temperature photodetectors for the near-infrared (NIR) spectral region at the telecommunication wavelength of $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ is presented. RTDs are photosensitive semiconductor devices that have

inspired considerable interest in recent years due to their remarkable photosensitivity and ability to detect even individual photons. The RTD photosensitivity is based on Coulomb-interaction of photogenerated and accumulated charge carriers. These modulate the local electrostatic potential, and thus control a resonant tunneling current. Knowledge of the underlying physical parameters and their voltage dependence is essential to identify optimal operating points and device-design.

In **Subchapter 3.1** an overview of the sample design of the investigated RTD photodetectors, their fabrication process and a description of the photodetection mechanism is given. Low-temperature electroluminescence spectroscopy is used to determine the effective RTD quantum well width to $d_{DBQW} \approx 3.4$ nm. The quantization energies of the electron and heavy hole ground states are found to be $E_{\Gamma_1} \approx 144$ meV and $E_{hh1} \approx 39$ meV. Finally, the experimental setup used in this work is presented.

In **Subchapter 3.2** the physical parameters that limit the RTD photosensitivity are investigated with regard to their voltage dependence. The photocurrent-voltage characteristics of the RTD photodetector is nonlinear and determined by three voltage-dependent parameters: the RTD quantum efficiency $\eta(V)$, the mean lifetime of photogenerated and accumulated minority charge carriers (holes) $\tau(V)$, and the RTD I(V)-characteristics in the dark $I_{dark}(V)$. The RTD quantum efficiency $\eta(V)$ can be modeled by a Gaussian error function, which describes that hole accumulation can only occur after surpassing a critical threshold voltage. The mean lifetime $\tau(V)$ decreases exponentially with increasing bias voltage V . Through a comparison with thermionically limited lifetimes in quantum wells, conduction and valence band offsets can be estimated to be $Q_c \approx 0.55$ and $Q_v \approx 0.45$, respectively. Based on these results, a model for the photocurrent-voltage characteristics is developed, which provides a framework for the characterization of RTD photodetectors.

In **Subchapter 3.3** the physical parameters limiting the RTD photosensitivity are investigated with regard to their dependence on the incident light power. Only for low light powers $P < 50$ pW, a constant sensitivity $S_l = 5.82 \times 10^3$ A W⁻¹ is observed, which corresponds to a multiplication factor of $M = 3.30 \times 10^5$. For increasing light powers, the sensitivity decreases by several orders of magnitude. The decreasing, non-constant sensitivity is mainly due to a reduction of the average lifetime τ , which decreases exponentially with increasing hole population. In combination with the results from Subchapter 3.2, a model of the RTD photosensitivity is provided, which gives the basis for the complete characterization of RTD photodetectors. The results can be used to determine the critical light power up to which the RTD photodetector can be operated with constant sensitivity, or to identify the ideal operation point in terms of a minimum noise equivalent power (NEP). For an RTD limited by (theoretical) shot noise, the optimal working point is located at $V = 1.5$ V with a noise-equivalent power of $NEP = 1.41 \times 10^{-16}$ W Hz^{-1/2}.

In **Chapter 4** different Al(As)Sb/GaSb DBQW RTDs are described via their electronic transport properties and for the first time resonant tunneling of electrons at room temperature is demonstrated in such structures. **Subchapter 4.1** describes the growth and manufacturing process of the studied Al(As)Sb/GaSb-DBQW-RTDs.

In **Subchapter 4.2** electron transport through an AlSb/GaSb DBQW resonance tunneling structure is investigated. At low temperatures of $T = 4.2$ K, resonant tunneling with unprecedented high peak-to-valley current ratios (PVCRs) of up to $PVCR = 20.4$ can be observed. This is ascribed to the excellent quality of the semiconductor crystal growth and manufacturing process. Resonant tunneling at room temperature cannot be observed. This is attributed to a characteristic material property of the semiconductor GaSb, which results in the majority of electrons occupying states at the L-point instead of the Γ -point, at room temperature. Resonant tunneling via the typical Γ - Γ - Γ tunneling path is suppressed.

In **Subchapter 4.3** the electronic transport properties of AlAsSb/GaSb DBQW-RTDs with pseudomorphically grown ternary prewell emitters are investigated. The primary purpose of the prewell structures is to increase the energy separation between Γ - and L-point. Thus, electron transport via L-channels can be depopulated, which in turn leads to a repopulation of electron states at the Γ -point. In addition, an improvement of the RTD transport properties is possible with sufficiently deep prewell structures due to quantization effects. Structures without prewell emitters show a low-temperature ($T = 77$ K) peak-to-valley current ratio of $PVCR = 8.2$, while at room temperature, no resonant tunneling can be observed. The integration of $\text{Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Sb}$ and $\text{GaAs}_{0.05}\text{Sb}_{0.95}$ prewell structures, leads to resonant tunneling at room temperature with peak-to-valley current ratios of $PVCR = 1.45$ and 1.36 , respectively.

In **Subchapter 4.4** the dependence of the electronic transport properties of Al(As)Sb/GaSb RTDs on the As mole fraction of the GaAsSb emitter prewell and the AlAsSb tunneling barriers is investigated. An increase in the As mole fraction leads to an increased room temperature PVCR with values of up to $PVCR = 2.36$ with a simultaneously reduced PVCR at cryogenic temperatures. The reduced low-temperature transport properties are attributed to a decreasing semiconductor crystal quality with an increasing As concentration.

In **Chapter 5** RTD photodetectors for the MIR spectral region are presented for the first time and their optoelectronic transport properties are studied. In addition, a p-type doped RTD photodetector is demonstrated for the first time. In **Subchapter 5.1** the sample design of the studied GaSb-based RTD photodetectors for the MIR spectral region are provided. In particular, structures with inverted charge carrier polarity (p-type instead of n-type doping, holes as majority charge carriers) are presented.

In **Subchapter 5.2** the optical properties of the lattice-matched quaternary GaInAsSb absorption layer are investigated by Fourier transform infrared spectroscopy. From the spectrum a bandgap energy of $E_{Gap} \cong (447 \pm 5)$ meV is determined. This corresponds to a cut-off wavelength of $\lambda_G \cong (2.77 \pm 0.04)$ μm . An Urbach energy of $E_U = 10$ meV is extracted from the mono-exponential decline of the line shape at the low-energy side. At the high-energy side, the exponential decline follows the Boltzmann distribution function with $k_B T = 25$ meV.

In **Subchapter 5.3**, the electronic transport properties of the studied RTD photodetectors are presented and compared with an n-type doped reference sample. For the first time, room temperature

resonant tunneling of holes in Al(As)Sb/GaSb DBQW-RTDs is demonstrated, with $PVCR = 1.58$. At $T = 4.2$ K, resonant tunneling of holes and electrons show comparable peak-to-valley current ratios of $PVCR = 10.1$ and $PVCR = 11.4$, respectively. The symmetrical $I(V)$ -characteristics of the p-doped RTD photodetectors indicate a low valence band discontinuity between GaSb and the GaInAsSb absorption layer. In addition, they are particularly suitable for later integration with Type II superlattices.

In **Subchapter 5.4**, the optoelectronic transport properties of p-type doped RTD photodetectors are described. The presented RTD photodetector concept, which relies on resonant tunneling transport of holes as majority charge carriers, offers advantages in particular for the GaSb material system that is used to cover the MIR spectral region. The concept of p-type doping may also be applied to the InP or GaAs material system. The examined RTD photodetectors show a pronounced photosensitivity in the MIR spectral range. Photocurrent investigations are performed under optical excitation with a semiconductor laser with wavelength $\lambda = 2.61$ μm . Fundamental absorption lines of atmospheric water vapor are located at this wavelength. The photocurrent-voltage characteristics confirms that the photosensitivity is based on a modulation of the resonant hole current via the Coulomb interaction of accumulated photogenerated minority charge carriers (electrons). Sensitivities of $S_I = 0.13$ A W^{-1} are determined. An improved RTD quantum efficiency due to an optimized doping profile of the absorption layer increases the sensitivity up to $S_I = 2.71$ A W^{-1} , which corresponds to a multiplication factor $M \approx 8.6$. At the same time, however, the RTD leverage factor is reduced so that $n_{RTD-p2} = 0.42 \cdot n_{RTD-p1}$. For the first time, gas absorption spectroscopy by an MIR RTD photodetector is demonstrated by means of H_2O vapor on three adjacent absorption lines.

1 Einleitung

Ein stetig steigender Bedarf an miniaturisierten, schnelleren, sensitiveren und kostengünstigeren Sensoren zur Lichtdetektion ist aktuell vor allem den Feldern der Telekommunikation und der optischen Molekül- & Gasspektroskopie geschuldet. Während im Telekommunikationsbereich Information möglichst schnell und verlustfrei über weite Strecken übertragen werden soll, beschäftigt sich die optische Molekül- & Gasspektroskopie mit physikalisch-chemischen Eigenschaften chemischer Substanzen. Hieraus ergeben sich zugleich die unterschiedlichen spektralen Wellenlängenbereiche des eingesetzten Lichts:

- **Telekommunikation:** Zur Kommunikation mit Licht über Glasfaser ist es vorteilhaft und wünschenswert in einem der beiden Glasfaser-Absorptionsminima bei $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ beziehungsweise $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ zu arbeiten.
- **Optische Molekül- & Gasspektroskopie:** Die meisten Moleküle besitzen spezifische Absorptionsbande im mittleren infraroten (MIR) Spektralbereich für Wellenlängen $\lambda > 2 \mu\text{m}$. Dementsprechend werden zur optischen Molekül- und Gasspektroskopie Lichtquellen und Detektoren benötigt, die diesen Spektralbereich adressieren.

In der vorliegenden Arbeit werden RTDs als Lichtsensoren sowohl für den Telekom-Wellenlängenbereich als auch den MIR-Spektralbereich untersucht.

In Deutschland ist das Thema „Breitbandausbau über Glasfaser“ mittlerweile ein signalträchtiges Politikum mit Investitionsvolumina in der Größenordnung von mehreren 10 Mrd. €. Zusätzlich entsteht mit der optischen Quantenkommunikation ein weiterer Milliarden-Markt, der auf sensitivste optische Sensoren angewiesen ist. Besonders inspirierend ist die Pionierarbeit von *Blakesley*

et al., die Anfang 2005 erstmalig *effiziente Einzelphotonendetektion durch Quantenpunkt-Resonanztunneldioden* demonstrierten [1], und damit das große Potential von RTD-Fotodetektion offenlegen. Jedoch sind viele der grundlegenden physikalischen Prozesse, die die Fotosensitivität von RTD-Fotodetektoren bestimmen bisher unerforscht – ein Zustand, der sich mit der vorliegenden Arbeit ändern soll.

Die Gassensorik ist eine Schlüsseltechnologie für Anwendungen in vielen Bereichen des täglichen Lebens und findet ihren Einsatz z.B. in Sicherheits-, Energieversorgungs-, Medizin- und vielfältigen Umwelttechnologien. Unter den möglichen Detektionsmethoden gewinnen in letzter Zeit zunehmend optische Verfahren an Bedeutung, da diese gegenüber herkömmlichen Verfahren einen empfindlichen, selektiven, berührungsfreien und schnellen Nachweis spezifischer Moleküle erlauben. Der MIR-Spektralbereich mit Wellenlängen $\geq 2 \mu\text{m}$ ist von besonderem Interesse, da er die „Fingerabdrücke“ vieler chemischer Verbindungen von Gasen, Flüssigkeiten und Feststoffen umfasst. Dazu zählen insbesondere auch wichtige Luftschadstoffe und Treibhausgase. Ausgenutzt werden dabei molekülspezifische Absorptionsbanden im Infraroten, die mit darauf abgestimmten Lichtquellen abgefragt werden. Die Lichtquellen wurden innerhalb der letzten Jahre durch neuartige Laserkonzepte kontinuierlich optimiert und weiterentwickelt. Dem gegenüber stehen allerdings nur vergleichsweise geringe technologische Fortschritte geeigneter Detektoren.

Die Gründe hierfür liegen sowohl in den technologischen Limitierungen der verwendeten Materialsysteme als auch beim thermischen Rauschen und der daraus resultierenden Verschlechterung der Detektivität. II-VI-Halbleiter wie beispielsweise das HgCdTe-Materialsystem sind nicht RoHS-konform und weisen zudem wegen des hohen Dampfdrucks von Quecksilber Stabilitätsprobleme auf, die in einer geringen Uniformität und Reproduzierbarkeit resultieren. Zum Nachweis schwacher Signale ist zudem häufig eine Unterdrückung des thermischen Rauschens durch Kühlung der Detektoren (bis zu kryogenen Temperaturen) erforderlich. Diese Nachteile haben erste Entwicklungen von alternativen Detektionsverfahren im Infraroten vorangetrieben. Erwähnt seien hier die Quantenfilm-Infrarot-Fotodetektoren (QWIP), die vor allem im Bereich von $6 \mu\text{m} - 20 \mu\text{m}$ zur bildgebenden Detektion verwendet werden, und Interbandkaskaden-Fotodetektoren (ICD), einem Derivat der innovativen MIR-Laserquellen den Interbandkaskaden-Lasern (ICL). Der bei QWIPs ausgenutzte Mechanismus der Fotoanregung von energetisch angeregten elektrischen Zuständen in alternierenden Quantenträgen auf Basis von Halbleitern großer Bandlücke (z.B. AlGaAs/GaAs) bedingt jedoch eine sehr geringe Quantenausbeute (Effizienz), da hier der optische Übergang für senkrechten Lichteinfall verboten ist.

Ziel dieser Arbeit ist es, das RTD-Prinzip auszunutzen und dieses erstmals auf den für Molekül- und Gassensorik-Anwendungen wichtigen MIR-Wellenlängenbereich $\lambda > 2 \mu\text{m}$ zu übertragen. Dazu sollen RTD-Strukturen auf Basis von III-V-Halbleitern mit kleiner Bandlücke (Antimonide, InAs und deren Verbindungshalbleiter) entworfen, gewachsen, prozessiert und mittels elektrooptischer Transportspektroskopie untersucht werden. Diese Verbindungen decken eine weite Spanne an Bandlückenenergien ab und ermöglichen es daher, verschiedene Resonanztunnelstrukturen in Kombination mit Absorptionsschichten aus Materialien mit genügend kleiner Bandlücke zu realisieren.

2 Physikalische & technische Grundlagen, Vorarbeiten und Literaturübersicht

Das vorliegende Kapitel beschreibt die physikalischen und technischen Grundlagen sowie Vorarbeiten zu Resonanztunneldioden-Fotodetektoren. *Unterkapitel 2.1* gibt einen Überblick über Resonanztunneldioden inklusive eines kurzen historischen Exkurses in deren Entwicklung und führt in die Grundlagen elektrischen Transports innerhalb Resonanztunneldioden ein. Hierzu wird unter anderem basierend auf dem *Schulman-Model* die RTD-Stromdichte-Spannungskennlinie hergeleitet. *Unterkapitel 2.2* gibt eine kurze Einführung in die Grundlagen und charakteristischen Kenngrößen optischer Detektoren und Sensoren. *Unterkapitel 2.3* gibt eine kurze Einführung in lichtinduzierte Effekte in Resonanztunneldioden und zeigt eine Möglichkeit auf, diese mittels einer Modifizierung der Stromdichte-Spannungskennlinie nach zu modellieren.

2.1 Resonanztunneldioden (RTDs) - Überblick und elektrischer Transport

Resonanztunneldioden sind nanoelektronische Bauteile, welche zwei quantenmechanische Effekte ausnutzen: Die Quantisierung der Energieniveaus aufgrund eines Einschlusspotentials und den Tunneleffekt. Seit den Pionierarbeiten „*Tunneling in a finite superlattice*“ von *Raphael Tsu* und *Leo Esaki* sowie „*Resonant tunneling in semiconductor double barriers*“ von *Leroy L. Chang*, *Raphael Tsu* und *Leo Esaki* aus den Jahren 1973 und 1974 zählen Resonanztunneldioden (RTD) zu sehr aktiv erforschten elektronischen Bauteilen [2], [3]. Etwa 20 Jahren nach der ersten Demonstration resonanten Tunnelns erschienen die ersten Lehrbücher über RTDs (siehe Ref. [4] und [5]).

In den darauffolgenden Jahren verschob sich der Schwerpunkt von Forschung und Entwicklung von den physikalischen Grundlagen hin zur Anwendung. Der damaligen Erwartungshaltung, RTDs

würden als ultraschnelle und bistabile Bauelemente Einzug in elektronische Logikschaltungen finden [6], [7], machte der rasante Fortschritt in der Si-basierten CMOS-Technologie hinfällig. Stattdessen zeichnen sich aktuell zwei andere Felder für die Hauptforschungstätigen verantwortlich:

RTD in Hochfrequenz- und THz-Technologie: Durch Einsatzgebiete im Bereich der drahtlosen Ultra-Hochgeschwindigkeitskommunikation [8], Spektroskopie, Bildgebung [9] und zerstörungsfreien Materialprüfung erfährt Forschung zu THz-Technologien seit etwas mehr als zehn Jahren rege Aufmerksamkeit [10], [11]. Bereits frühzeitig wurde die generelle Eignung von RTDs für THz-Elektronik bei kryogenen Temperaturen demonstriert [12]. Im Jahre 1991 folgte die Demonstration eines InAs/AlSb-RTD-Oszillators mit fundamentaler Oszillationsfrequenz von $f = 712$ GHz bei Raumtemperatur [13]. Eine erhöhte Forschungstätigkeit auf das Feld der RTD-THz-Technologie ist erst wieder in etwa zeitgleich mit dem Erscheinen des Review-Artikels „*Resonant Tunneling Diodes for Sub-Terahertz and Terahertz-Oscillators*“ von Asada et al. zu beobachten [11]. Seitdem setzte eine Entwicklung ein, bei der der Rekord für die aktuell höchste Oszillationsfrequenz mehrmals im Jahr hochgestuft werden musste [14]–[20]. Aktuell liegt dieser mit $f = 1,98$ THz bei annähernd 2 THz [21].

RTD in der Sensorik: Für RTDs in Sensorikanwendungen wird ausgenutzt, dass der resonante Tunnelstrom sensitiv auf Änderungen des lokalen elektrostatischen Potentials reagiert. Durch entsprechendes Engineering ist es möglich RTDs so zu gestalten, dass äußere physikalische Einflüsse entsprechende Änderungen des lokalen elektrostatischen Potentials verursachen. Beispiele dafür sind Temperatur [22], Beschleunigung und Druck [23]–[27], oder elektromagnetische Strahlung in Form von Licht [28]–[36], wobei eine maximale Sensitivität bis ans Quantenlimit (d.h. Detektion einzelner Photonen) gezeigt wurde [1], [37]–[41]. Derzeit entsteht an der Schnittstelle zwischen (optoelektronischen) RTDs in Sensorik- und Hochfrequenzanwendung ein weiteres aktives Forschungsfeld. Dabei werden über die Kombination der RTD-Fotosensitivität und des Bereichs negativ-differentiellen Leitwerts Logiken mit neuartigen Funktionalitäten für neuronale und neuromorphe Anwendungen realisiert [42], [43].

RTDs zählen zu den vertikal orientierten elektronischen Bauteilen mit einem Stromfluss senkrecht zu den Halbleiterschichten und parallel zur Wachstumsrichtung. Die klassische RTD-Struktur ist die des Doppelbarrieren-Quantentrog (DBQW), basierend auf zwei Potentialbarrieren, die einen Quantentrog einschließen. Die Potentialbarrieren bestehen typischerweise aus einem Halbleitermaterial hoher Bandlückenenergie, zum Beispiel Al(Ga)As. Quantentrog sowie Emitter- und Kollektorkontakt werden typischerweise durch einen Halbleiter niedriger Bandlückenenergie, zum Beispiel GaAs oder InGaAs, realisiert. Die Strukturgrößen von Barrieren und Quantentrog in Wachstumsrichtung betragen typischerweise wenige nm. Klassisch betrachtet kann ein Teilchen mit Energie E eine Potentialbarriere der Höhe V_0 nur dann überwinden, wenn gilt $E > V_0$. Aufgrund der quantenmechanischen Wellennatur besitzen Teilchen eine endliche Eindringtiefe in die Potentialbarriere, sodass die Transmission T_T der Teilchen für $E < V_0$ einen endlichen Wert besitzt. Beim Ladungstransport in RTDs wird dieser nichtklassische Tunneleffekt durch resonantes Tunneln über ein quantisiertes Subbandniveau ausgenutzt.

Funktionsweise von RTDs. In Abbildung 2.1 ist die Funktionsweise einer Resonanztunnelodiode am Beispiel einer DBQW-Resonanztunnelstruktur (RTS) illustriert. Abbildung 2.1 (a)-(c) zeigt das Leitungsbandprofil in Wachstumsrichtung einer DBQW-RTS für verschieden hohe externe Spannungen V . Aufgrund des quantenmechanischen Einschlusspotentials bilden sich im Quantentrog diskrete, quantisierte Energiezustände (Subbandniveaus) aus. Der Grundzustand E_0 ist durch den schwarzen Strich gekennzeichnet. Die RTS ist in der Regel undotiert. Das jeweilige Fermi-Niveau der hochdotierten Emitter- und Kollektorkontaktregionen ist als blau-gestrichelte Linie dargestellt. Die energieabhängige Transmission der DBQW-RTS ist auf logarithmischer Skala in grün abgebildet. Zur Berechnung der Transmissionsamplituden der RTS gibt es verschiedene Ansätze. Zum Beispiel die Transfermatrix-Methode, die auch schon in der Pionierarbeit von *Tsu und Esaki* genutzt wurde [2]. Alternativ kann die DBQW-RTS als Fabri-Perot-Etalon für (Elektronen-)Wellenfunktionen genähert werden [44]. Die Transmission der RTS besitzt beim Subbandniveau von E_0 ein Maximum, im Idealfall ist $T_T = 1$. Im Bereich der Resonanzenergie ($E_{Res} = E_0$) kann die Transmission näherungsweise durch eine Lorentz-Funktion modelliert werden [45]:

$$T_T(E) = T_{Res} \cdot \frac{\frac{1}{4} \cdot \Gamma_e (\Gamma_e + \Gamma_i)}{(E - E_{Res})^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_e + \Gamma_i)^2}. \quad (2.1)$$

Die energetische Resonanzbreite ist über einen elastischen Anteil Γ_e sowie einen inelastischen Anteil Γ_i gegeben. Die elastische Resonanzbreite setzt sich wiederum aus einem homogenen und einem inhomogenen Beitrag zusammen. Die inhomogene Verbreiterung entspringt Grenzflächenrauigkeiten sowie lokalen Fluktuationen der Materialkompositionen, Barrieren- und Quantentrog-Breiten. Die homogene Verbreiterung ist über die Heisenberg'sche Energie-Zeit-Unschärferelation und damit über die Lebensdauer am quasi-gebundenen Zustand E_0 bestimmt. Der Maximalwert der Transmissionsamplitude T_{Res} im Resonanzfall bestimmt sich über die einzelnen Transmissionen T_1 und T_2 der ersten und zweiten Barriere [45]:

$$T_{Res} = \frac{4 \cdot T_1 T_2}{(T_1 + T_2)^2}. \quad (2.2)$$

Eine Transmission $T(E) = 1$, bei $E = E_0$, kann somit nur erreicht werden, wenn die Transmissionsamplituden beider Barrieren identisch sind ($T_1 = T_2$) und keine Verbreiterung aufgrund inelastischer Streuprozesse ($\Gamma_i = 0$) vorliegt. Mit Transmissionskoeffizienten kann nun die Stromdichte-Spannungs-Charakteristik über einen modifizierten *Schulman*-Ansatz berechnet werden [46]. Im Gegensatz zu der Vielzahl an empirischen Ansätzen, ermöglicht dieser das Berechnen einer auf physikalischen Grundlagen basierenden RTD-Strom-Spannungs-Kennlinie. Die Stromdichte $j_T(V)$ in der Standard *Tsu-Esaki*-Formel in Approximation effektiver Massen ist durch [2]:

$$j_T(V) = \frac{q_0 m^* E_F}{2\pi^2 \hbar^3} \cdot \int_0^\infty \left(T_T(E, V) \cdot \ln \left(\frac{1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{Res} - E - q_0 V}{k_B T}\right)} \right) \right) dE \quad (2.3)$$

gegeben.

Da im (hoch-)dotierten Halbleiter die effektive Ladungsträgerdichte maßgeblich über die Dotierkonzentration festgelegt wird, wird der temperaturabhängige Vorfaktor des Integrals nach Ref. [47] durch einen über die Fermi-Energie bestimmten Ausdruck ersetzt.

Durch das Anlegen einer elektrischen Spannung V zwischen Emitter und Kollektor kann das quantisierte Energieniveau E_{Res} relativ zum Emitter zu verschoben werden, sodass Gleichung (2.1) zu

$$T(V, E) = T_{Res} \cdot \frac{\frac{1}{4} \cdot \Gamma_e (\Gamma_e + \Gamma_i)}{(E - (E_0 - n_{RTD} q_0 V))^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_e + \Gamma_i)^2} \quad (2.4)$$

umgeschrieben werden kann. n_{RTD} ist der RTD-Hebelfaktor.

Der *Schulman*-Ansatz nimmt ferner an, dass der Transmissionskoeffizient $T(V, E)$ für geringe Verbreiterungen des Resonanzniveaus ($\Gamma = (\Gamma_e + \Gamma_i) \ll k_B T$), außer für Energien nahe der Resonanz ($E \cong (E_{Res} - n_{RTD} q_0 V)$) vernachlässigbar klein ist [48]. Da die Verbreiterung in der Regel in der Größenordnung $\Gamma \lesssim 1$ meV oder deutlich darunter ist, kann E im \ln -Term von Gleichung (2.3) durch $E = (E_{Res} - n q_0 V)$ substituiert werden und der \ln -Term lässt sich aus dem Integral ziehen [48]. Damit ist die Stromdichte:

$$j_T(V) = \frac{q_0 m^* E_F}{4\pi \hbar^3} \cdot T_{Res} \frac{\Gamma_e (\Gamma_e + \Gamma_i)}{\Gamma_e + \Gamma_i} \cdot \ln \left(\frac{1 + \exp\left(\frac{(E_F - E_0 + n_{RTD} q_0 V)}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{(E_F - E_{Res} - n_{RTD} q_0 V)}{k_B T}\right)} \right) \cdot \left(\frac{\pi}{2} + \text{ArcTan} \left(\frac{E_{Res} - n_{RTD} q_0 V}{\frac{(\Gamma_e + \Gamma_i)}{2}} \right) \right) \quad (2.5)$$

$j_T(V)$ gibt Linienform mit Resonanzstrom und negativ-differentiellem Leitwert korrekt wieder, jedoch wird der exponentielle Anstieg des Talstroms bei höheren Spannungswerten nicht berücksichtigt. Dieser wird durch Tunneln via höherliegender Resonanzniveaus und Störstellen, Leckströme und (insbesondere bei Raumtemperatur) thermionischer Emission gegeben. Diese Beiträge lassen sich über die bekannte Dioden-Gleichung der Form

$$j_{NR}(V) = j_{NR,0} \cdot \left(\exp\left(\frac{n_{RTD,2} q_0 V}{k_B T}\right) - 1 \right) \quad (2.6)$$

beschreiben. Dabei bezeichnet $j_{NR}(V)$ den nichtresonanten Anteil der Stromdichte. Die Gesamtstromdichte der RTD ergibt sich dann aus der Summe der Einzelbeiträge und kann auch ausdrücklich höherliegende Resonanzen einschließen:

$$j_{RTD}(V) = j_{NR}(V) + \sum_i j_{T,i}(V). \quad (2.7)$$

In Abbildung 2.1 (a) ist $V = 0$. Die Fermi-Energien von Emittor und Kollektor liegen unterhalb der Resonanzenergie E_0 . Emittor und Kollektor stehen zueinander im thermodynamischen Gleichgewicht. Es fließt kein Strom. In Abbildung 2.1 (b) wird die angelegte Spannung erhöht, sodass $E_F < E_0$. Kollektor und Emittor haben nun unterschiedlich hohe elektrochemische Potentiale. Ein Stromfluss setzt ein, bei dem Elektronen vom Emittor durch Durchtunneln des DBQW in den energetisch günstigeren Kollektorbereich gelangen. Dabei können nur Elektronen, die hochenergetische Ausläufer der Fermi-Verteilung besetzen und für die gilt $E \approx E_0$, resonant tunneln. Der resultierende Stromfluss ist daher verhältnismäßig klein.

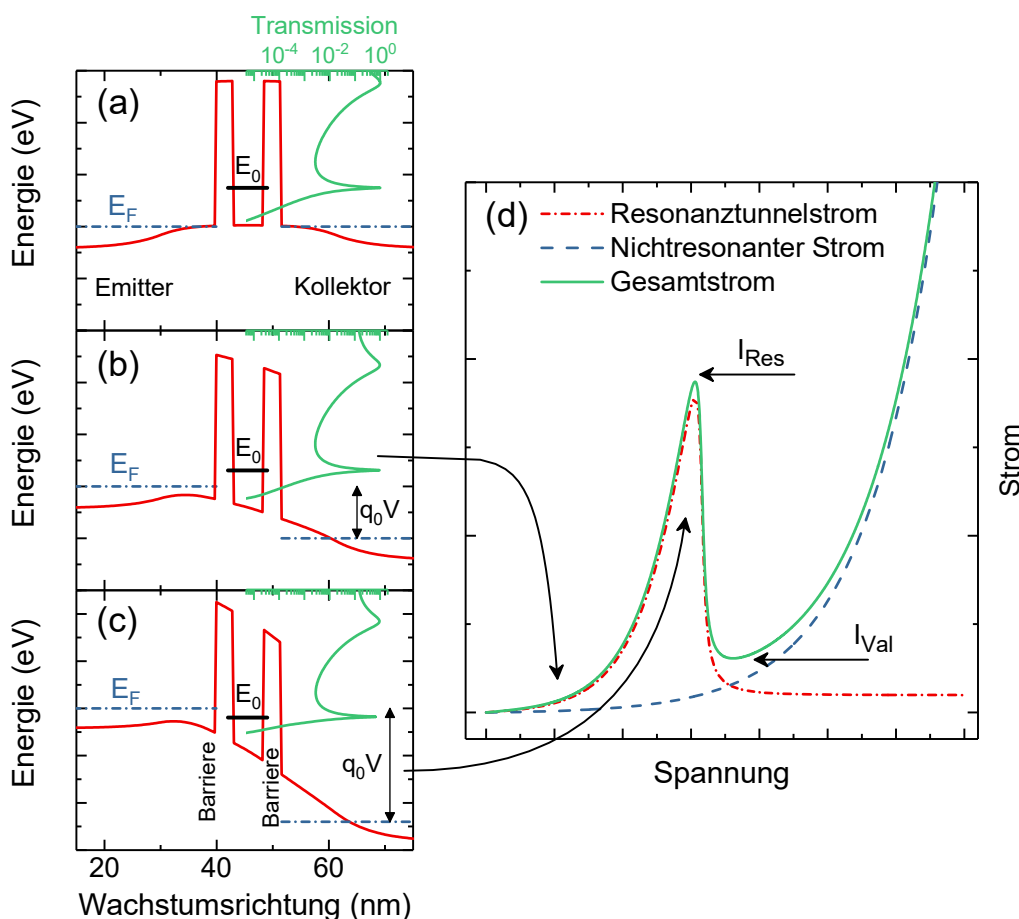


Abbildung 2.1 Funktionsweise einer DBQW-RTD. (a)-(c) Leitungsbandprofil einer RTD-Doppelbarrieren-Quantenfilm-Struktur für unterschiedlich hohe Spannungen V . Die Leitungsbandkante ist rot dargestellt und das Fermi-Niveau E_F als blaue gestrichelte Linie. E_0 ist die Grundzustandsenergie des DBQW. Die Transmission des DBQW ist in grün dargestellt. (d) Skizze der RTD-Strom-Spannungs-Kennlinie (grün) mit resonantem (rot) und nichtresonantem Anteil (blau).

In Abbildung 2.1 (c) wird die Spannung soweit erhöht, dass E_0 unterhalb des Emitter-Fermi-Niveaus, jedoch über der Emitter-Leitungsbandkante E_C liegt, das heißt $E_C < E_0 < E_F$. Die Elektronendichte im Emitter folgt dem Produkt von Zustandsdichte und Fermi-Verteilung und ist hier maximal. Eine maximale Anzahl an Elektronen kann resonant über E_0 den DBQW durchtunneln. Der Strom steigt und erreicht für den in Abbildung 2.1 (c) dargestellten Fall ein Maximum. Eine weitere Erhöhung der Spannung verschiebt das Resonanzniveau unterhalb der Emitter-Leitungsbandkante, $E_0 < E_C$, weshalb der Strom stark abfällt. Das Abfallen des Stroms unter Erhöhung der Spannung erzeugt einen Bereich negativ differentiellen Leitwerts (NDC) der charakteristisch für RTDs ist.

In Abbildung 2.1 (d) wird die resultierende I(V)-Charakteristik einer DBQW-RTD nach Gleichung (2.7) als grüne Kennlinie gezeigt. Die rote Kennlinie stellt den Resonanztunnelstrom nach Gleichung (2.5) dar. In einer idealen RTD sinkt der Strom nach Überschreiten der Resonanzspannung (Abbildung 2.1 (c)) auf einen Wert nahe Null. In der realen RTD steigt der Strom nach Durchschreiten eines lokalen Minimums, dem sogenannten Talstrom I_{val} wieder rapide an. Das liegt maßgeblich an nichtresonanten Transportkanälen, wie thermionischer Emission über die Tunnelbarrieren oder Tunneln via Kristalldefekten. Dieser nichtresonante Beitrag zur I(V)-Charakteristik ist als blau-gestrichelte Kennlinie dargestellt. Je geringer dieser ausfällt, desto weniger parasitäre Transportkanäle existieren. Ein möglichst hohes Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnis (PVCR) ist daher ein wichtiger Güte-Kennwert für RTDs und definiert als:

$$PVCR = \frac{I_{Res}}{I_{val}}. \quad (2.8)$$

2.2 Optische Detektion und Sensoren

Fotodetektoren lassen sich in Abhängigkeit der Wirkung des einfallenden Lichtstrahls grob in zwei unterschiedliche Klassen einteilen – Thermische Detektoren und Quantendetektoren [49], [50]:

- **Thermische Detektoren:** „Ideale thermische Detektoren sind schwarz, das heißt, sie absorbieren alles einfallende Licht. Der Energiestrom des einfallenden Lichtes führt zu einer Temperaturerhöhung gegenüber der Umgebung, die gemessen und in ein elektrisches Signal umgeformt wird. Zu den thermischen Detektoren gehören Thermosäulen, Bolometer und pyroelektrische Detektoren. Die Stärken der thermischen Detektoren sind ihre breite spektrale Empfindlichkeit und ihr robuster Aufbau, ihr wichtigster Nachteil die langsame Anstiegszeit.“ (aus Ref. [49])
- **Quantendetektoren:** „In einem Quanten-Detektor wird durch den inneren oder äußeren Photoeffekt ein Lichtstrahl in einen Elektronenstrom umgewandelt und direkt gemessen. Das suggestive, häufig verwendete Bild nach welchem in einer Photodiode Photonen einfach in Elektronen konvertiert und dann gezählt werden, ist mit Vorsicht zu genießen.“ (aus Ref. [49])
Wichtige Vertreter der Quantendetektoren sind beispielsweise Fotodioden, Fotoleiter, oder auch

Fotokathoden. Die Klasse der Quantendetektoren zeichnet sich in der Regel durch ein schnelles Ansprechverhalten aber auch einem limitierten spektralen Empfindlichkeitsbereich aus. Prinzipiell sind Quantendetektoren geeignet, einzelne Photonen aufzulösen.

Es sei darauf verwiesen, dass getrieben von zunehmenden Anforderungen auf dem Gebiet der Quantenoptik, innerhalb der letzten Jahre verstärkt Supraleitende-Einzelphotonensensoren erforscht und entwickelt wurden. Je nach Argumentation können diese beiden der oben genannten Kategorien zugeschrieben werden. Detektoren unterscheiden sich zudem in ihrer Robustheit gegenüber ungünstigen Umweltbedingungen. Fotodioden tendieren beispielsweise zu einer Anfälligkeit gegenüber UV-Strahlung, Fotomultiplier gegenüber mechanischem Schock und Lawinen-Fotodioden gegenüber Durchbrennen aufgrund zu hoher Betriebsspannungen [50]. Zur besseren Vergleichbarkeit verschiedener Detektoren und Detektortypen wurden eine Reihe typischer Kenngrößen eingeführt. Die wichtigsten werden im folgenden Abschnitt kurz vorgestellt.

Spektrale Empfindlichkeit R_λ . Proportionalitätsfaktor zur Umrechnung eines einfallenden monochromatischen Lichtstrahls der Vakuumwellenlänge λ und Leistung P in einen elektrischen Strom.

$$R_\lambda = q_0 \cdot \frac{1}{h\nu} = \frac{q_0}{hc} \cdot \lambda \quad (2.9)$$

Dieser ist notwendig, da elektrischer Strom in Ladung pro Zeit, die optische Leistung in Energie pro Zeit angegeben wird.

Quanteneffizienz η . Die Quanteneffizienz, bisweilen auch Quantenausbeute genannt, ist definiert als der Bruchteil einfallender Photonen, die unter Absorption ein Elektron-Loch-Paar generieren und zum elektrischen Signal beitragen. Ein einmal verloren gegangenes Photon kann nicht mehr zurückgeholt werden. Eine möglichst hohe Quanteneffizienz ist daher wünschenswert.

Sensitivität S . Die Sensitivität, bisweilen auch Empfindlichkeit oder Responsivität genannt, verknüpft das elektrische Ausgangssignal eines Fotodetektors mit dem optischen Eingangssignal. Je nach Art und Ausgangssignal des Detektors wird sie typischerweise in *Ampere pro Watt* oder *Volt pro Watt* angegeben. Das optische Eingangssignal ist in der Regel die einfallende Lichtleistung P . Der elektrische Ausgang ist in der Regel ein Fotostrom I_{ph} beziehungsweise eine Fotospannung V_{ph} . Zur eindeutigen Identifizierung unterscheidet diese Arbeit mittels Indizes zwischen

$$S_I = \frac{I_{ph}}{P}; [S_I] = \frac{\text{Ampere}}{\text{Watt}} \quad (2.10)$$
$$S_V = \frac{V_{ph}}{P}; [S_V] = \frac{\text{Volt}}{\text{Watt}}$$

Für Fotodioden ist S_I die gebräuchliche Kenngröße. Die Sensitivität S_I lässt sich über die Quantenausbeute η und die spektrale Empfindlichkeit R_λ bestimmen:

$$S_I = \eta \cdot R_\lambda . \quad (2.11)$$

In Bauteilen mit interner Verstärkung, wie beispielsweise Lawinen-Fotodioden (APD, engl.: *avalanche photodiode*) muss zudem der Multiplikationsfaktor M berücksichtigt werden:

$$S_I = M \cdot \eta \cdot R_\lambda . \quad (2.12)$$

Rauschäquivalente-Leistung NEP. Detektoren unterscheiden sich generell in vielerlei Hinsicht wie beispielsweise dem intrinsischen Multiplikationsmechanismus, der Art des Auslesens und auch dem intrinsischen Rauschen. Vergleichbarkeit schafft die Kenngröße der *Rauschäquivalenten-Leistung* (NEP, engl.: *noise-equivalent power*), welche als die optische Signalstärke (Leistung) definiert ist, die benötigt wird um innerhalb einer gewissen Bandbreite ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR, engl.: *signal-to-noise ratio*) von 1 zu erzielen [50]. Die NEP berechnet sich über den Quotienten aus Rauschstrom i_{noise} zu Sensitivität S_I :

$$NEP = \frac{i_{Noise}}{S_I}; [NEP] = \frac{Watt}{\sqrt{Hertz}} . \quad (2.13)$$

Weitere Kenngrößen sind die spezifische Detektivität D^* , welche die NEP zusätzlich mit der Detektorgröße (optisch aktive Fläche) verknüpft und die Grenzfrequenz f_{max} , die angibt, bis zu welcher Frequenz zeitlich modulierte Signale vom Detektor aufgelöst werden können.

2.3 Fotosensitivität von RTDs

Von ersten Untersuchungen zur Fotosensitivität berichteten bereits *England et al.* in ihrer Arbeit „*Optical switching in a resonant tunneling structure*“ [28]. *England et al.* zeigen, dass bistabil betriebene RTDs durch optische Pulse vom nieder- in den hochohmschen Zustand geschaltet werden können. Dieser Schaltvorgang wird photogenerierten Löchern, die in der Verarmungszone des Kollektors generiert werden und nahe der Resonanztunnelstruktur akkumulieren, zugeschrieben. Eine genauere Quantifizierung des Mechanismus fehlt. Die Fotosensitivität von RTDs und speziell die optische Kontrolle ihres Schaltverhaltens war im weiteren Verlauf Gegenstand einer Reihe anschließender Forschungsarbeiten [30], [31], [51]–[53] und konnte schließlich auf Ladungsträgerakkumulation photogenerierter Minoritätsladungsträger zurückgeführt werden [29]. Eine erste quantitative und ganzheitliche, jedoch statische, Beschreibung folgte durch *Coelho et al.*, die sowohl Ladungsträgerakkumulation als auch Fotoleitfähigkeit berücksichtigen [33]. Dort wird die Auswirkung einer Akkumulation photogenerierter Minoritätsladungsträger an der RTS als zusätzlicher Spannungsabfall dargestellt. Zudem wird gezeigt, dass die Auswirkung der Fotoleitfähigkeit nur im Falle ausgeprägter niederdotierter (intrinsischer) Halbleiterschichten und hoher Lichtleistungen eine Rolle spielen. Dies kann in Kapitel 5 bestätigt und um die Tatsache erweitert werden, dass auch die Symmetrie

der Heterostruktur und die Polarität der Betriebsspannung entscheidend sind. Im folgendem Abschnitt werden die Ergebnisse der Arbeit von *Coelho et al.* (siehe Ref. [33]) kurz skizziert erweitert:

Der (reale) Schaltkreis einer RTD beinhaltet neben der RTD selbst auch eine serielle Ohm'sche Komponente R_G . Diese setzt sich aus dem intrinsischen Widerstand R_{RTD} sowie parasitären Widerständen R_p zusammen, sodass $R_G = R_{RTD} + R_p$. Der intrinsische Widerstand R_{RTD} entstammt vorwiegend aus niederdotierten Halbleiterschichten der RTD, während R_p aus Kontaktwiderständen, Bonddrähten, etc. resultieren kann. R_G bewirkt, dass die angelegte Spannung V um den Betrag $I \cdot R_G$ reduziert wird. Zum Berechnen der $I(V)$ -Kennlinie wird V durch V_{RTD} substituiert, wobei

$$V_{RTD} = V - I \cdot R_G. \quad (2.14)$$

Unter Beleuchtung können einfallende Photonen, deren Energie größer oder gleich der Bandlückenenergie des Halbleitermaterials ist ($h\nu \geq E_{Gap}$) durch Absorption ein Elektron-Loch-Paar erzeugen. Durch die zusätzlich erzeugten Ladungsträger reduziert sich der intrinsische Widerstand R_{RTD} um ΔR_{ph} . Zugleich werden im Kollektor optisch erzeugte Elektron-Loch-Paare durch das externe elektrische Feld getrennt. Die Minoritätsladungsträger driften zur Resonanztunnelstruktur, wo sie im Falle eines DBQW akkumulieren. Die Akkumulation kann durch Integration von Quantenpunkten deutlich gesteigert werden [1], [39], [54]. Solange die Minoritätsladungsträger dort akkumuliert sind, erzeugen sie ein zusätzliches elektrisches Feld, welches einen zusätzlichen Spannungsabfall V_{ph} über die RTS bewirkt. Beide lichtinduzierten Effekte können in Gleichung (2.14) integriert werden, sodass

$$V_{RTD} = V - I \cdot (R_G - \Delta R_{ph}) - V_{ph}. \quad (2.15)$$

Der intrinsische Widerstand berechnet sich aus dem Integral über dem spezifischen Widerstand $\rho(x)$ an der Position x und der Diodenfläche A über

$$R_{RTD} = \frac{1}{A} \int \rho(x) dx. \quad (2.16)$$

Die Variation des spezifischen Widerstands unter Beleuchtung $\Delta\rho$ berechnet sich über die Gleichgewichtsladungsträgerdichten für Elektronen und Löcher n_0 und p_0 , die entsprechenden Elektron- und Lochbeweglichkeiten μ_e und μ_h sowie die photogenerierte Ladungsträgerdichte δn beziehungsweise δp zu

$$\Delta\rho = \frac{-(\mu_e + \mu_h) \cdot \delta p}{q_0(\mu_e n_0 + \mu_h p_0) \cdot ((\mu_e n_0 + \mu_h p_0) + (\mu_e + \mu_h) \cdot \delta p)}, \quad (2.17)$$

wobei gilt, dass $\delta n = \delta p$. Daraus ergibt sich, dass $\Delta\rho$ nur im Grenzfall großer einfallender Lichtleistungen oder geringer Dotierkonzentrationen, $(\mu_e n_0 + \mu_h p_0) < (\mu_e + \mu_h) \delta p$, relevant wird.

Unter der Annahme einer vernachlässigbar dünnen Akkumulationsschichtdicke und einer gleichmäßigen zweidimensionalen Ladungsträgerdichteverteilung ρ_S (Quotient aus Anzahl akkumulierter Minoritätsladungsträger und der Diodenfläche A) an der RTS berechnet sich der zusätzliche Spannungsabfall V_{Ph} zu

$$V_{Ph} = \frac{2 \cdot \varepsilon_{QW} l_{DB} + \varepsilon_{DB} l_{QW}}{\varepsilon_{QW} \cdot \varepsilon_{DB}} \cdot \rho_S, \quad (2.18)$$

wobei ε_{QW} und ε_{DB} die Permittivitäten des Quantentrog und der Barrieren sind. l_{QW} und l_{DB} sind die entsprechenden Breiten des Quantentrog und der Barrieren.

In Abbildung 2.2 ist die schematische Darstellung der RTD-I(V)-Charakteristik im Dunkeln (schwarz) und unter Beleuchtung (rot) für die zwei unterschiedlichen Mechanismen der RTD-Fotosensitivität gezeigt. Abbildung 2.2 (a) zeigt den Fall der lichtmodulierten Fotoleitfähigkeit. Abbildung 2.2 (b) zeigt den Fall der Ladungsträgerakkumulation photogenerierter Minoritätsladungsträger nahe der Resonanztunnelstruktur.

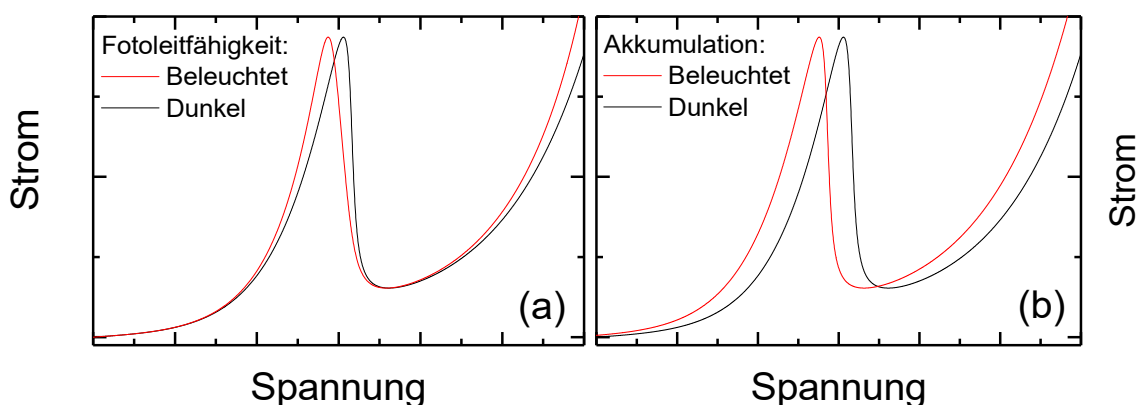


Abbildung 2.2 Schematische Darstellung der RTD-I(V)-Charakteristik im Dunkeln (schwarz) und unter Beleuchtung (rot) für die zwei unterschiedlichen Mechanismen zur der RTD-Fotosensitivität: (a) Fotoleitfähigkeit und (b) Ladungsträgerakkumulation photogenerierter Minoritätsladungsträger.

In beiden Fällen erfährt die I(V)-Kennlinie eine Verschiebung zu kleineren Spannungen. Während die Spannungsverschiebung durch eine erhöhte Fotoleitfähigkeit direkt proportional zum Strom $I_{RTD} \cdot \Delta R$ ist, ist die Spannungsverschiebung durch Akkumulation photogenerierter Minoritätsladungsträger proportional zu deren Ladungsträgerdichte an der RTS. Die in (b) gezeigte Verschiebung ist konstant über den gesamten Bereich der angelegten Spannung. Jedoch wird in Kapitel 3 gezeigt, dass V_{Ph} aufgrund der zugrundeliegenden Akkumulationsdynamiken selbst eine Funktion der angelegten Spannung ist.

3 RTD-Fotosensor zur Lichtdetektion bei 1,3 μm

Resonanztunnelnioden (RTDs) sind nichtlineare Halbleiter-Bauelemente. Ihr Anwendungsspektrum ist breit und reicht von Hochfrequenz-Oszillatoren und Detektoren von THz-Signalen [14], [16], [20], [55], logischen Schaltelementen [6], bis zu hoche sensitiven Fotodetektoren im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich (z.B. für Telekommunikationsanwendungen) [56]–[58]. Das breite Anwendungsspektrum beruht auf den spezifischen Eigenschaften der RTDs, wie zum Beispiel dem Bereich negativ-differentiellen Leitwerts (NDC) und einer inhärent schnellen Elektronendynamik in Verbindung mit einer relativen strukturellen Simplizität [59]. RTDs die als Fotodetektoren designt sind und betrieben werden zeigen ein bemerkenswertes Ansprechverhalten auf Beleuchtung. Hierbei fungiert die RTD als interner Verstärker schwacher elektrischer, von photogenerierten Ladungsträgern verursachten, Signalen [54]. Umfangreiche Forschungsarbeiten wurden durchgeführt, um beispielsweise Einzelphotonendetektion zu realisieren [1], [38], [40], [60] oder sogar die Anzahl an Photonen in einem Lichtpuls auflösen zu können [41]. Dennoch verblieben einige dynamische Effekte und Faktoren, die die Fotostrom-Spannungs-Charakteristik formen, unerforscht. Wie im Folgenden demonstriert werden wird, ist der RTD-Fotostrom das Resultat einer Verflechtung verschiedener Prozesse unterschiedlicher Natur, welche es genauer zu entschlüsseln gilt.

Im vorliegenden Kapitel werden Resonanztunnelnioden als Fotosensoren für den wichtigen Telekommunikationswellenlängenbereich um $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ auf ihre optoelektronischen Transportcharakteristika untersucht. *Hartmann et al.* haben in einer erstmaligen Demonstration die Integration von $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}/\text{GaAs}$ -DBQW-RTDs mit einer quaternären GaInNAs -Absorptionsschicht beschrieben [36], [57], [61]. Die Resonanztunnelstruktur dient dabei als Verstärker kleiner optisch erzeugter elektrischer Signale, während die GaInNAs -Absorptionsschicht Lichtsensitivität gegenüber einfallenden Photonen der Wellenlängen $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ garantiert. Zudem kann durch den Einsatz von GaInNAs auf die etablierten Wachstums- und Fabrikationsprozesse für GaAs zurückgegriffen werden.

Dieses Kapitel fokussiert sich auf die Analyse des Mechanismus der RTD-Fotodetektion und seiner zugrundeliegenden Parameter. Einzelne Parameter, die die Fotosensitivität bestimmen, wie beispielsweise die Quanteneffizienz, die Lebensdauer photogenerierter Minoritätsladungsträger und der Verstärkungsfaktor sind eng miteinander verflochten und können nicht separat gemessen werden.

3.1 Probendesign, Wachstum & Fabrikation

Dieses Unterkapitel gibt einen Überblick über das Probendesign der untersuchten RTD-Fotodetektoren, deren Fabrikationsprozess sowie eine Erläuterung der Funktionsweise des zum Einsatz kommenden Fotodetektionsmechanismus. Verschiedene material- und strukturabhängige Parameter wie zum Beispiel die energetische Lage der GaAs/GaInNAs-Heteroübergänge, oder die Quantisierungsenergie des Resonanzniveaus werden diskutiert beziehungsweise mittels optischer Spektroskopie analysiert. Anschließend wird der in der Arbeit verwendete Messaufbau skizziert.

In Abbildung 3.1 ist der Aufbau und die Funktionsweise des untersuchten RTD-Photodetektors dargestellt. Abbildung 3.1 (a) zeigt eine dreidimensionale farbkodierte Skizze der RTD. Die RTD-Schichtstruktur wurde mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) gewachsen und basiert auf einer AlGaAs/GaAs Doppelbarrieren-Quantentopf- (DBQW) Resonanztunnelstruktur (RTS) mit integrierter, gitterangepasster GaInNAs Absorptionsschicht. Die Doppelbarrierenstruktur besteht aus zwei 3 nm breiten $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ -Barrieren (grün), die einen 4 nm breiten GaAs-Quantentrog (grau) einschließen. Die Halbleiter AlGaAs und GaAs bilden einen Typ-I Heteroübergang aus. AlGaAs fungiert somit im Leitungsband (LB) als auch im Valenzband (VB) als Barriere. Bei Raumtemperatur beträgt die Höhe der $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ -Tunnelbarrieren im LB $\Delta E_C = 484$ meV. Die Höhe der AlGaAs-Tunnelbarrieren VB beträgt $\Delta E_V = 305$ meV. Zwischen der zweiten AlGaAs-Barriere und der GaInNAs-Absorptionsschicht (hellblau) wurde eine 1 nm breite GaAs-Pufferschicht gewachsen. Diese Pufferschicht ist notwendig, um Defekte an der Tunnelstruktur zu reduzieren [36]. Die $\text{Ga}_{0,89}\text{In}_{0,11}\text{N}_{0,04}\text{As}_{0,96}$ -Absorptionsschicht mit einer Bandlückenenergie von $E_{gap} \cong 0,95$ eV ist gitterangepasst zum GaAs-Substrat gewachsen und hat eine Breite von 158 nm. Die ersten 14 nm sind undotiert, während die nachfolgenden 144 nm eine Si-n-Dotierung eine Dotierkonzentration von $n = 1,0 \times 10^{17}$ cm^{-3} aufweisen. RTD-Mesa-Strukturen mit Durchmessern zwischen $d = 1$ μm und $d = 12$ μm wurden über Elektronenstrahlolithographie und trockenchemische Ätztechniken hergestellt. Der Rückkontakt auf der Unterseite des Substrates wurde über einen einlegierten Ni/AuGe/Ni/Au-Kontakt gebildet. Auf die Oberseite der RTD-Mesa wurde ein Ti/Pt/Au-Ringkontakt aufgedampft, welcher sowohl optischen Zugang als auch eine gute elektrische Kontaktierung ermöglicht. Alternative Kontaktschemata beinhalten freistehende Kreuze [40], [62], [63], transparente plasmonische Metall-Übergitter [64] oder die sogenannte Nanoinjektor-Geometrie [65]–[68]. Die einzelnen Mesa-Strukturen wurden mit dem Polymer *Benzocyclobutene* (BCB) isoliert.

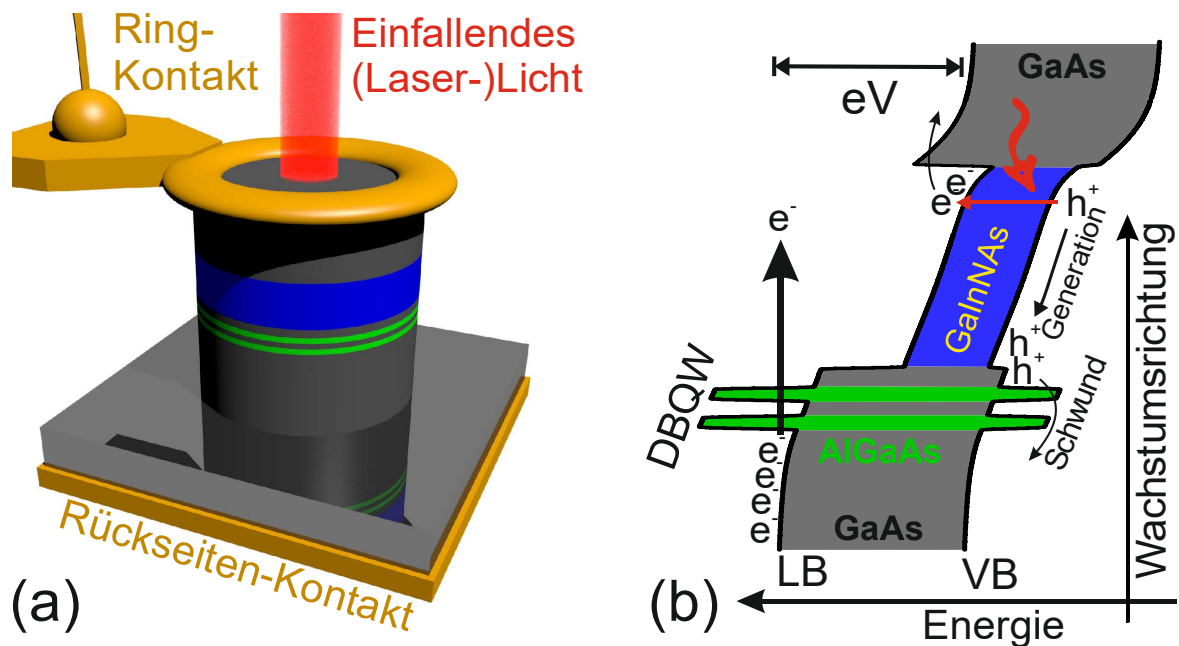


Abbildung 3.1: Probedesign und Funktionsprinzip des untersuchten RTD-Fotodetektors. (a) Dreidimensionales Schaubild des RTD-Fotodetektors. Die gezeigte Abbildung ist farbcodiert. Grau entspricht Regionen aus GaAs, während die Absorptionsschicht, bestehend aus dem quaternären Verbindungshalbleiter GaInNAs, blau gefärbt ist und die beiden AlGaAs-Tunnelbarrieren grün dargestellt sind. (b) Schematische Darstellung des Leitungsband- (LB) und Valenzband- (VB) Profils unter einer angelegten Betriebsspannung V . Die Höhe der AlGaAs-Tunnelbarrieren in Bezug auf das LB-Minimum beträgt $\Delta E_C = 484 \text{ meV}$. Die Höhe der AlGaAs-Tunnelbarrieren in Bezug auf das VB-Maximum beträgt $\Delta E_V = 305 \text{ meV}$. Der VB-Offset an der GaAs/GaInNAs-Oberfläche wird zu $\Delta E_{V, \text{GaInNAs}} \cong 0,2 \text{ eV}$ abgeschätzt. Unter Beleuchtung werden innerhalb der GaInNAs-Absorptionsschicht Elektron-Loch-Paare generiert. Photogenerierte Löcher (h^+) driften im externen elektrischen Feld in Richtung Resonanztunnelstruktur, wo sie für eine mittlere Lebensdauer akkumulieren, bevor sie beispielsweise über einen Tunnelprozess oder thermionische Emission wieder entschwinden. Durch die lokalisierte positive Ladung wird das lokale elektrostatische Potential abgeändert (es wird ein zusätzlicher Spannungsabfall über die RTS induziert), was die Transmissionswahrscheinlichkeit von Elektronen (e^-) durch die RTS modifiziert.

Der Schichtstrukturaufbau ist in Tabelle 3.1 gegeben. Die Funktionsweise des RTD-Fotodetektors ist in Abbildung 3.1 (b) dargestellt. Dort ist das schematische Leitungsband- (LB) und Valenzbandprofil (VB) unter einer positiven Betriebsspannung V gegenüber der Wachstumsrichtung schematisch skizziert. Einfallende Photonen erzeugen Elektron-Loch-Paare innerhalb der GaInNAs-Absorptionsschicht. Im externen elektrischen Feld driften die Elektronen (e^-) in Richtung GaAs-Kollektorkontakt, während die photogenerierten Löcher (h^+) in Richtung DBQW-RTS driften, wo sie akkumulieren. Diese akkumulierte, lokalisierte und positive Ladung erzeugt eine Variation des lokalen elektrostatischen Potentials, welches wiederum den Elektron-Resonanztunnelstrom moduliert. In den hier untersuchten RTDs und für Licht der Wellenlänge $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ findet Fotoabsorption lediglich innerhalb der GaInNAs-Schicht statt. Um Lochakkumulation an der DBQW-RTS sicherzustellen, ist es daher notwendig, am Ringkontakt eine positive Betriebsspannung anzulegen.

Material	n-Dotierung [cm^{-3}]	Schichtdicke [nm]	Funktion
n-GaAs	$1,0 \times 10^{18}$	556	Kontaktschicht (Kollektor), optisches Fenster
$\text{Ga}_{0,89}\text{In}_{0,11}\text{N}_{0,04}\text{As}_{0,96}$	$1,0 \times 10^{17}$	144	Absorptionsschicht
$\text{Ga}_{0,89}\text{In}_{0,11}\text{N}_{0,04}\text{As}_{0,96}$	---	14	
GaAs	---	1	Pufferschicht
$\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$	---	3	Resonanztunnel- struktur (RTS)
GaAs	---	4	
$\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$	---	3	
GaAs	---	15	Pufferschicht
GaAs	$1,0 \times 10^{17}$ bis	300	Kontaktschicht (Emitter)
	$1,0 \times 10^{18}$		
Si n-dotiertes GaAs-Substrat			

Tabelle 3.1: Schichtstruktur des untersuchten RTD-Fotodetektors.

Um die effektiven Strukturgrößen der RTS zu bestimmen und auch die Quantisierungsenergien der resonanten Subbänder zu identifizieren, wurde das Tieftemperatur-Elektrolumineszenz- (EL) Spektrum der RTD bei $T = 4,2$ K gemessen (vgl. Ref. [22], [69]).

Das normierte EL-Spektrum ist in Abbildung 3.2 (a) als Funktion der Photonenenergie dargestellt. Zwei ausgeprägte Emissionsmaxima bei $E_{p1} = 1,52$ eV und $E_{p2} = 1,69$ eV sind zu erkennen. Die Emission bei E_{p1} ist auf strahlende Rekombination von Elektron-Loch-Paaren im GaAs-Volumenhalbleiter zurückzuführen. Das Emissionsmaximum bei E_{p2} resultiert aus einer Rekombination von Elektronen und Löchern innerhalb des DBQW. Die beiden 3 nm dicken AlGaAs-Barrieren schließen einen nominell 4 nm breiten GaAs-Quantentopf ein. Dort kommt es aufgrund der Einschränkung der Bewegungsfreiheit in Wachstumsrichtung zur Ausbildung diskreter, quantisierter Elektron- und Lochzustände (Sub-Bänder).

Weder EL- noch PL-Spektren sind ideal, um die Bandlückenenergie von GaAs E_{GaAs} zu bestimmen. Temperatur, Dotierung und andere Kristallstörungen haben auf der niederenergetischen Seite des PL-Spektrums die Ausbildung eines Bandfortsatzes und somit die Ausschmierung des Emissionsspektrums zur Folge. Zudem führt eine hohe Dotierkonzentration zu einer weiteren effektiven Reduktion der Bandlückenenergie. Da die RTD aus Schichten unterschiedlich hoher Dotierung aufgebaut ist, wird ein weiteres Ausschmieren des niederenergetischen Abfalls erwartet. Daher wird die Bandlückenenergie des GaAs-Volumenhalbleiters über den exponentiellen Abfall der GaAs-Emissionslinie auf der hochenergetischen Seite bestimmt. Die Linienform $I(h\nu)$ wird auf der niederenergetischen Seite über eine 3D-Zustandsdichte und auf der hochenergetischen Seite über die Fermi-Verteilungsfunktion bestimmt:

$$I(h\nu) = I_0 \cdot \sqrt{h\nu - E_{GaAs}(T)} \cdot \frac{1}{1 + \exp((h\nu - E_F)/k_B T)} \quad (3.1)$$

Dabei ist I_0 ein beliebiger Skalierungsfaktor der Intensität, die Photon-Energie $E_{Ph} = h\nu$ (mit der Planck-Konstanten h und der Photonfrequenz ν), E_F die Fermi-Energie, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur. Der exponentielle Abfall der Linienform auf der hochenergetischen Seite entspricht einer Temperatur von $T = (80 \pm 1)$ K. Im elektrischen Betrieb erhitzt sich die RTD lokal aufgrund der dissipierten elektrischen Leistung $P = U \cdot I$, die nicht mehr genügend über die Verbindung zum Kaltfinger abgeführt werden kann. Die temperaturabhängige GaAs-Bandlückenenergie $E_{GaAs}(T) = 1,507$ eV wird für den intrinsischen Halbleiter (ohne Berücksichtigung dotierungsbedingter Bandlückenverengung) über die *Varshni*-Formel nach den Parametern aus Ref. [70] berechnet.

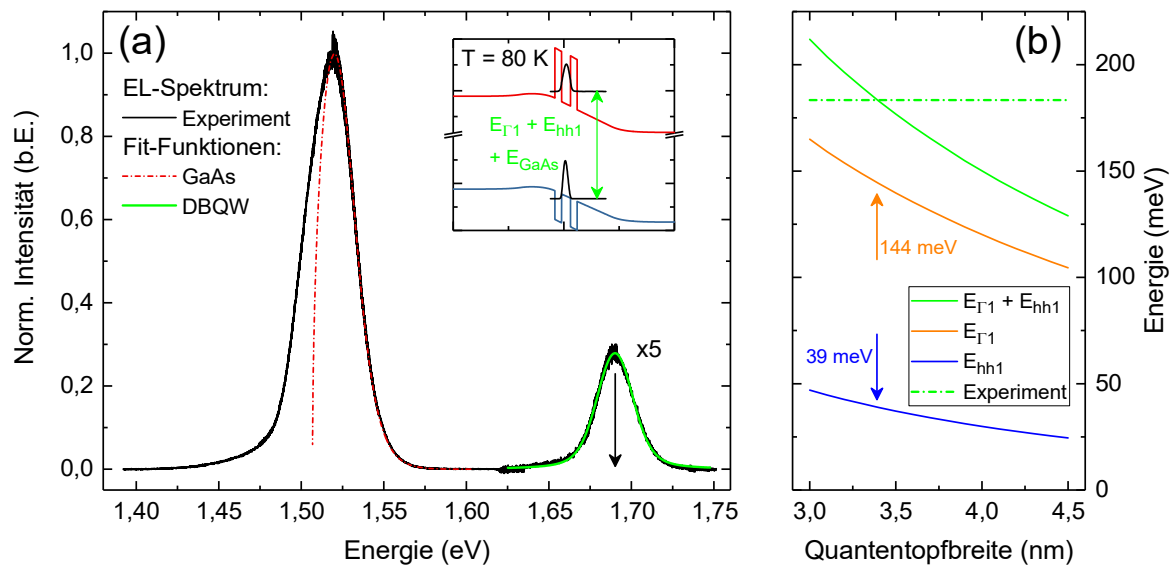


Abbildung 3.2: (a) Elektrolumineszenz- (EL) Emissionsspektrum des AlGaAs/GaAs-RTD-Fotodetektors bei $T = 4,2$ K. Die Probe zeigt Emission aus dem GaAs-Volumenhalbleiter bei $E_{P1} \approx 1,52$ eV und aus dem Doppelbarrieren-Quantentopf bei $E_{P2} = 1,69$ eV. Durch den elektrischen Betrieb erwärmt sich die RTD auf $T_{RTD} = (80 \pm 1)$ K. (b) Numerisch berechnete Quantisierungsenergie des ersten quantisierten Elektron- und Schwerlochzustand E_{Γ_1} und E_{hh} des AlGaAs/GaAs-DBQW bei einer Temperatur von $T = 80$ K (siehe Inset Teilbild (a)) als Funktion der Quantentopfbreite d_{QW} (grüne Linie). Die zugehörigen Elektron- und Schwerloch-Quantisierungsenergie sind als orangene beziehungsweise dunkelblaue Linien gezeigt. Die grüne gestrichelte Linie markiert das Niveau der DBQW-EL-Emission. Über den Schnittpunkt kann die effektive Quantentopfbreite zu $d_{QW} = 3,4$ nm abgeschätzt werden.

Die Position des DBQW-EL-Signals ergibt sich aus der Summe der Bandlückenenergie von GaAs sowie erstem quantisierten Elektron- und Schwerlochniveau $E_{DBQW} = E_{GaAs} + E_{\Gamma_1} + E_{hh1}$ und kann aus dem EL-Spektrum über eine *Voigt*-Fitfunktion zu $E_{DBQW} = 1,690$ eV bestimmt werden. Die Halbwertsbreite der DBQW-Emissionslinie beträgt $FHWM_{DBQW} = 26,3$ meV, was $3,8 \cdot k_B T$ entspricht und auf nicht unerhebliche AlGaAs/GaAs-Grenzflächenrauigkeiten oder Schichtdickenvariationen schließen lässt. Mit E_{GaAs} und E_{DBQW} können E_{Γ_1} und E_{hh1} bestimmt und die effektive Quantentopfbreite d_{DBQW} abgeschätzt werden. Die Summe von Elektron- und Schwerloch-Quantisierungsenergie beträgt

$E_{DBQW} - E_{GaAs} = E_{\Gamma_1} + E_{hh_1} = 183 \text{ meV}$. Über eine numerische Berechnung der Schrödinger-Poisson-Gleichung mittels des Halbleiter-Simulators *nextnano* wurden die Lagen der quantisierten DBQW-Elektron- und Schwerloch-Zustände berechnet (siehe Inset Abbildung 3.2 (a)). In Abbildung 3.2 (b) ist $E_{\Gamma_1} + E_{hh_1}$ gegenüber der DBQW-Quantentopfbreite als grüne Linie aufgetragen. Der experimentell bestimmte Wert ist als gestrichelte grüne Linie dargestellt. Die effektive Quantentopfbreite des DBQW wird über den Schnittpunkt ausgelesen und kann somit zu $d_{DBQW} \approx 3,4 \text{ nm}$ abgeschätzt werden. Die Quantisierungsenergien (orange und blaue Linie in Abbildung 3.2 (b)) ergeben sich dann zu $E_{\Gamma_1} \approx 144 \text{ meV}$ und $E_{hh_1} \approx 39 \text{ meV}$.

Als optisch aktives Material bei $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ ($h\nu = 0,95 \text{ eV}$) dient der quaternäre Halbleiter GaInNAs [71]. GaInNAs kann pseudomorph zu GaAs gewachsen werden, hat eine direkte Bandlücke und ist für Anwendungen im nahen infraroten (NIR) Spektralbereich geeignet [72]. Abhängig von den In- und N- Stoffmengen-Konzentrationen kann gitterangepasstes Wachstum bei einer einstellbaren Bandlückenenergie erreicht werden [73]. Basierend auf dem GaAs/GaInNAs-Materialsystem wurden beispielsweise Lasing aber auch Lichtdetektion für den NIR-Spektralbereich demonstriert [74]–[77]. In den Vorarbeiten von *Hartmann et al.* wurde die nötige Komposition der Absorptionsschicht, um eine Grenzwellenlänge knapp oberhalb von $1,3 \mu\text{m}$ zu erzielen, nach Ref. [73] berechnet und um eine empirische, wachstumsbedingte Blauverschiebung korrigiert [36], [57], [61]. Die verwendete Komposition ergibt sich sodann zu $\text{Ga}_{0,89}\text{In}_{0,11}\text{N}_{0,04}\text{As}_{0,96}$, was in guter Übereinstimmung mit der Komposition von zu GaAs gitterangepassten $1,3 \mu\text{m}$ GaInNAs p-i-n Fotodioden ist [78]. Die Bandlückenenergie der Absorptionsschicht liegt knapp unterhalb $E_{\text{GaInNAs}} \lesssim 0,95 \text{ eV}$.

Die Reduktion der Bandlückenenergie in GaInNAs ist größtenteils der Inkorporation der N-Atome geschuldet. Die energetische Position des VB-Maximum ist näherungsweise unabhängig von der Stickstoff-Konzentration [79]. Trotz Fortschritte in der Erforschung und Materialentwicklung verbleiben einige GaInNAs-Materialparameter wie zum Beispiel Leitungs- (Q_C) und Valenzband-Offset (Q_V) unbekannt oder unzureichend verstanden [80]. Q_C und Q_V berechnen sich über die LB- und VB-Diskontinuitäten ΔE_C und ΔE_V zu $Q_C = \Delta E_C / (\Delta E_C + \Delta E_V)$ und $Q_V = (1 - Q_C)$ [80], wobei $(E_{\text{GaAs}} - E_{\text{GaInNAs}}) = (\Delta E_C + \Delta E_V)$ gilt. Zum LB-Offset in GaInNAs-Quantenfilmen mit hohem In-Gehalt existiert eine aussagekräftige Datenlage und eine generelle Übereinstimmung, dass Q_C für Quantenfilme mit einer In-Konzentration $x_{\text{In}} > 0,2$ nahe $Q_C \cong 0,8$ liegt und relativ unabhängig von der im Quantenfilm vorliegenden N-Konzentration ist [80]–[85]. Demgegenüber existieren nur wenige wissenschaftliche Untersuchungen zum LB-Offset für den GaInNAs/GaAs-Heteroübergang mit geringen In-Konzentrationen von $x_{\text{In}} < 0,2$, die typischerweise für GaInNAs-Solarzellenanwendungen zu finden sind [86]–[88]. In diesen wurde der Trend beobachtet, dass Q_C mit sinkendem x_{In} auf Werte im Bereich $Q_C \approx 0,4$ bis $Q_C = 0,55$ abnimmt [80], [82], [89], [90]. Demnach ergibt sich für die VB-Diskontinuität des GaInNAs/GaAs-Heteroübergangs eine breite Spanne möglicher Werte von $\Delta E_V \cong 98 \text{ meV}$ ($Q_C \cong 0,8$) bis zu $\Delta E_V = 294 \text{ meV}$ ($Q_C \cong 0,4$). Ein intermediärer VB-Offset mit einer Diskontinuität von $\Delta E_V \cong 221 \text{ meV}$ ($Q_C \cong 0,55$) scheint realistisch [90]. Inklusive der AlGaAs-Tunnelbarrieren kann eine zusammengesetzte Einschlusspotentialhöhe für Lochakkumulation von in etwa $\Delta E_0 \approx 524 \text{ meV}$ abgeschätzt werden.

Abbildung 3.3 zeigt den vereinfachten, schematischen Messaufbau inklusive Schaltskizze, der für die elektro-optischen Transportmessungen innerhalb dieser Arbeit verwendet wurde. Über eine Hewlett-Packard 3251 Hochpräzisionsspannungsquelle wurde eine Gleichspannung V_{in} an den Au-Ringkontakt angelegt, während der Rückseitenkontakt auf der Unterseite des Substrats über einen Ohm'schen Widerstand R in Serie mit dem Massepotential verbunden war. Der Stromfluss kann indirekt über den Spannungsabfall V_{out} über R bestimmt werden. Hierzu wurde V_{out} mittels digitalem Multimeter (Keithley 2000 Multimeter) oder digitalem Oszilloskop (im Falle zeitaufgelöster Messungen) gemessen. Der Spannungsabfall über der RTD berechnet sich über $V_{RTD} = V_{in} - V_{out}$. Der Stromfluss berechnet sich zu $I = V_{out}/R$. Die optische Anregung erfolgte über einen Laser der Wellenlänge $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, der durch ein 50-X Nahinfrarot-Mikroskopobjektiv auf die RTD fokussiert wurde. Die genaue Positionierung erfolgte durch xyz -Mikrometerschrauben (Grob-Justage) sowie einer dreidimensionalen xyz -Piezostage (Fein-Justage mit 100 nm Ortsauflösung). Falls nicht anders angegeben, bezieht sich die Angabe der einfallenden Lichtleistung immer auf die Leistung des Lasers hinter der letzten Linse (Mikroskopobjektiv).

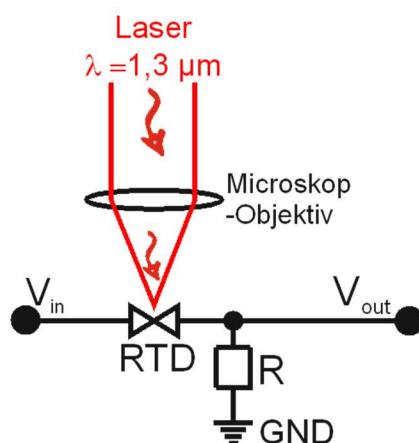


Abbildung 3.3 Vereinfachter, schematischer Messaufbau inklusive Schaltskizze. Die RTD wird über ein Zwei-Kontaktverfahren betrieben. Die Betriebsspannung (V_{in}) wird am Au-Ringkontakt angelegt. Der Rückseitenkontakt am Substrat ist über einen Ohm'schen Widerstand (R) mit der Masse (GND) verbunden. Der Strom durch die RTD wird indirekt über den Spannungsabfall am Widerstand (V_{out}) gemessen. Die Spannungsmessung kann je nach Messmodus beispielsweise mittels digitalem Multimeter oder Oszilloskop erfolgen. Die optische Anregung erfolgt durch einen Laser der Wellenlänge 1,3 μm , der über ein Nah-Infrarot-Mikroskopobjektiv auf die RTD fokussiert wird.

3.2 Fotostrom-Spannungs-Kennlinie des RTD-Fotodetektors

Als Ursache für die Fotosensitivität von RTDs wurde Ladungsträgerakkumulation photogenerierter Löcher an der Resonanztunnelstruktur (RTS) identifiziert [28], [29]. Die Wirkung auf den seriellen Widerstand ist in der Regel vernachlässigbar klein [33]. *Coelho et al.* haben ein Modell der RTD I(V)-Kennlinie unter Beleuchtung erstellt, indem sie die lichtinduzierte Spannungsverschiebung der I(V)-Kennlinie berechnen und in die *Schulman*-Gleichung integrieren [33], [46]. Die Spannungsverschiebung wird als Funktion akkumulierter Löcher gegeben und über den kompletten Betriebsspannungsbereich als konstant angenommen. Tatsächlich aber ist die lichtinduzierte Spannungsverschiebung und somit auch die RTD Fotosensitivität stark von der Betriebsspannung abhängig. Um das volle Potential von RTD-Fotodetektoren auszuschöpfen, müssen daher zunächst die besten Arbeitspunkte identifiziert werden. Das erfordert detaillierte Kenntnis der RTD Fotostrom-Spannungs-Kennlinie und der verschiedenen Parameter, die diese limitieren.

Im diesem Unterkapitel wird eine allgemeine Studie der Fotosensitivität und der Ladungsträgerakkumulationsdynamiken von RTD-Fotodetektoren unter schwacher optischer Anregung präsentiert. Die RTDs wurden mittels elektrooptischer Transportspektroskopie untersucht. Dabei wurde eine nichtlineare Fotostrom-Spannungs-Kennlinie $I_{ph}(V)$ ermittelt und auf verschiedene spannungsabhängige Parameter zurückgeführt: bei niedrigen Spannungen ist der Fotostrom wegen einer geringen Quanteneffizienz $\eta(V)$ vernachlässigbar klein; bei hohen Spannungen wird die RTD-Lichtsensitivität durch die mittlere Lebensdauer $\tau(V)$ photogenerierter Löcher limitiert, die in direkter Nachbarschaft zur RTS gefangen sind.

Abbildung 3.4 zeigt die in Dunkelheit und unter Beleuchtung gemessenen I(V)-Charakteristiken als schwarze beziehungsweise rote Kennlinie. Aufgrund der asymmetrischen Heterostruktur ist auch die I(V)-Charakteristik asymmetrisch. Für positive Betriebsspannungen steigt der Strom exponentiell an. Es kann eine ausgeprägte Bistabilität mit den Schwellspannungen $V_{t1} = 7,43 \text{ V}$ (Hochfahren der Spannung) und $V_{t2} = 6,72 \text{ V}$ (Herunterfahren der Spannung) beobachtet werden. Bei negativen Betriebsspannungen ist der Strom im Vergleich zu positiven Spannungswerten stark verringert. Ein Bereich negativ-differentiellen Leitwerts (NDC) ist nicht zu sehen. Unter Beleuchtung verschiebt der positive Ast der I(V)-Charakteristik zu kleineren Spannungen. Diese lichtinduzierte Spannungsverschiebung ΔV wird durch photogenerierte Minoritätsladungsträger (Löcher) verursacht, die an der DBQW-RTS akkumulieren. Bei negativen Betriebsspannungen sind die I(V)-Charakteristiken deckungsgleich, was verdeutlicht, dass keine Akkumulation photogenerierter Löcher stattfindet. Fotosensitivität gegenüber Beleuchtung kann in diesem Spannungsbereich nicht festgestellt werden.

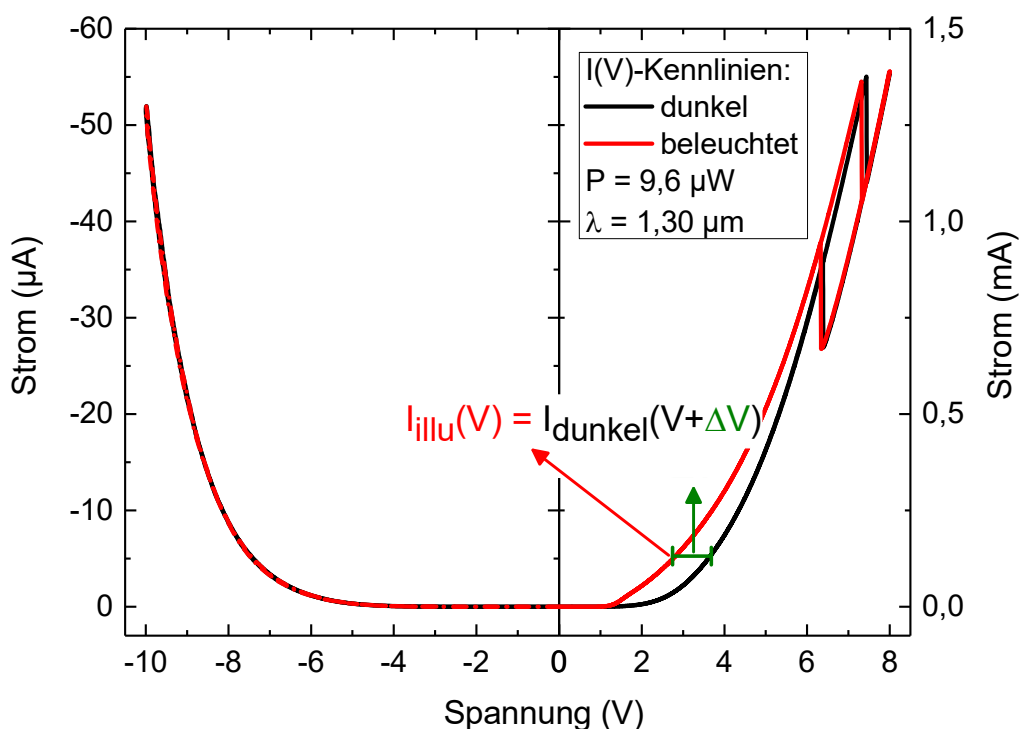


Abbildung 3.4: $I(V)$ -Kennlinie im Dunkeln (schwarz) und unter Beleuchtung (rot). Die Asymmetrie der $I(V)$ -Kennlinie resultiert aus dem asymmetrischen Halbleiter-Heterostrukturaufbau und für negative Spannungen ist der Stromfluss stark reduziert. Für positive Betriebsspannungen und unter Beleuchtung verschiebt die $I(V)$ -Kennlinie auf Grund von Akkumulation photogenerierter Löcher an der Resonanztunnelstruktur zu kleineren Spannungen.

Der unter Beleuchtung erzeugte Fotostrom $I_{ph} = I_{\text{illu}} - I_{\text{dunkel}}$ wird berechnet, indem der Dunkelstrom I_{dunkel} vom Strom unter Beleuchtung I_{illu} subtrahiert wird. Die entsprechende Fotostrom-Spannungs-Charakteristik $I_{ph}(V)$ ist in Abbildung 3.5 als rote Kennlinie dargestellt. $I_{ph}(V)$ ist eine asymmetrische und nichtlineare Funktion von V , mit einem Maximum von 120 μA bei einer Spannung von $V = 4,2 \text{ V}$. Die beiden negativen Stromspitzen treten aufgrund von Spannungsverschiebungen der Schwellspannungen V_{t1} und V_{t2} auf. Für Spannungen $V \leq 0,35 \text{ V}$ kann kein Fotostrom beobachtet werden. Die $I(V)$ -Charakteristik unter Beleuchtung wird über $I_{\text{illu}}(V) = I_{\text{dunkel}}(V + \Delta V)$ beschrieben [33]. Die Fotostrom-Spannungs-Charakteristik ist über

$$I_{ph}(V) = I_{\text{dunkel}}(V + \Delta V) - I_{\text{dunkel}}(V) \quad (3.2)$$

definiert. Die asymmetrische und nichtlineare Fotostrom-Spannungs-Charakteristik wird somit einer spannungsabhängigen lichtinduzierten Spannungsverschiebung $\Delta V(V)$ zugeschrieben. Die grüne Kennlinie in Abbildung 3.5 zeigt ΔV als Funktion der Betriebsspannung V . Auch $\Delta V(V)$ ist eine asymmetrische und nichtlineare Funktion von V , mit einem Maximum von $\Delta V = 0,99 \text{ V}$ bei einer Betriebsspannung von $V = 1,8 \text{ V}$. Abseits des Maximums sinkt ΔV und nähert sich einem Wert von null an.

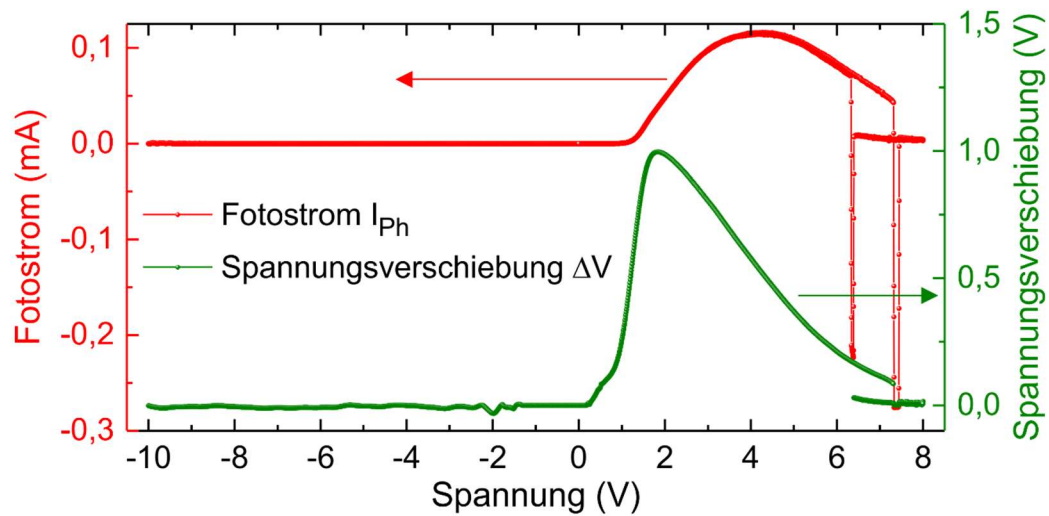


Abbildung 3.5: Fotostrom-Spannungs-Kennlinie $I_{ph}(V)$ (rot) und lichtinduzierte Spannungsverschiebung $\Delta V(V)$ (grün). Bei negativen Betriebsspannungen ist der Fotostrom vernachlässigbar klein. Bei positiven Spannungen zeigt der Fotostrom ein Maximum von $120 \mu\text{A}$ bei $V = 4,2 \text{ V}$ und zwei negative Stromspitzen, die auf eine Schwellspannungsverschiebung von V_{t1} und V_{t2} zurückzuführen sind.

Die lichtinduzierte Spannungsverschiebung ΔV berechnet sich über das Produkt der Anzahl an der RTS akkumulierter photogenerierter Minoritätsladungsträger (Löcher) N_h und dem zusätzlichen Spannungsabfall V_h über die RTS, den ein einzelnes akkumuliertes Loch induziert, dividiert durch den RTD-Hebelfaktor n_{RTD} [33], [46]:

$$\Delta V = N_h \times \frac{V_h}{n_{RTD}}. \quad (3.3)$$

n_{RTD} und V_h sind Konstanten, die durch Materialparameter und Heterostrukturdesign der RTD bestimmt werden. Während n_{RTD} aus der $I(V)$ -Dunkelkennlinie mit $n_{RTD} = (2,6 \pm 0,3) \%$ extrahiert werden kann, lässt sich $V_h = (0,89 \pm 0,05) \mu\text{V}$ über eine einfache elektrostatische Betrachtung nach Ref. [33] abschätzen. Die Anzahl akkumulierter Löcher N_h und deren Dynamik wird über deren Generations- und Schwundrate definiert (siehe Abbildung 3.1 (a)):

$$\frac{d}{dt} N_h = -\frac{N_h}{\tau(V)} + \eta(V) \times \frac{P}{h\nu} \quad (3.4)$$

Die Schwundrate ist über den Quotienten von N_h und der mittleren Lebensdauer $\tau(V)$ der an der RTS akkumulierten Löcher gegeben. Die Generationsrate bestimmt sich aus dem Produkt des einfallenden Photonenstroms $\frac{P}{h\nu}$ und der RTD-Quanteneffizienz $\eta(V)$ mit der Lichtleistung P und der Photonenenergie $h\nu$. Unter konstanter (Dauerstrich-) Beleuchtung wird eine Gleichgewichtsbedingung

($dN_h/dt = 0$) erreicht und die Lösung der Ratengleichung (Gleichung (3.4)) ergibt eingesetzt in Gleichung (3.5) die lichtinduzierte Spannungsverschiebung:

$$\Delta V(V) = \eta(V) \times \tau(V) \times \frac{P}{h\nu} \times \frac{V_h}{n_{RTD}}. \quad (3.5)$$

3.2.1 RTD-Quanteneffizienz

Die RTD-Quanteneffizienz $\eta(V)$ ist eine externe Quanteneffizienz, welche als die Wahrscheinlichkeit eines einfallenden Photons definiert ist, über Absorption einen Minoritätsladungsträger zu erzeugen, der schließlich zur Akkumulation an der RTS eingefangen wird. Das Einfangen photogenerierter Minoritätsladungsträger zur Akkumulation an der RTS hängt stark von der Betriebsspannung und dem internen elektrischen Feld ab.

In Abbildung 3.6 (a)-(c) sind Simulationen des VB-Profiles für zunehmende Spannungen V dargestellt. Für negative Spannungen treibt das angelegte elektrische Feld photogenerierte Ladungsträger von der RTS fort in Richtung Ringkontakt, als Resultat folgt $\eta \rightarrow 0$. Aufgrund des intrinsischen elektrischen Feldes muss zunächst eine kritische äußere Spannung V_{th} überschritten werden, um ein wirksames Einfangen und Akkulieren photogenerierter Löcher (gekennzeichnet als „+“) an der Resonanztunnelstruktur sicherzustellen.

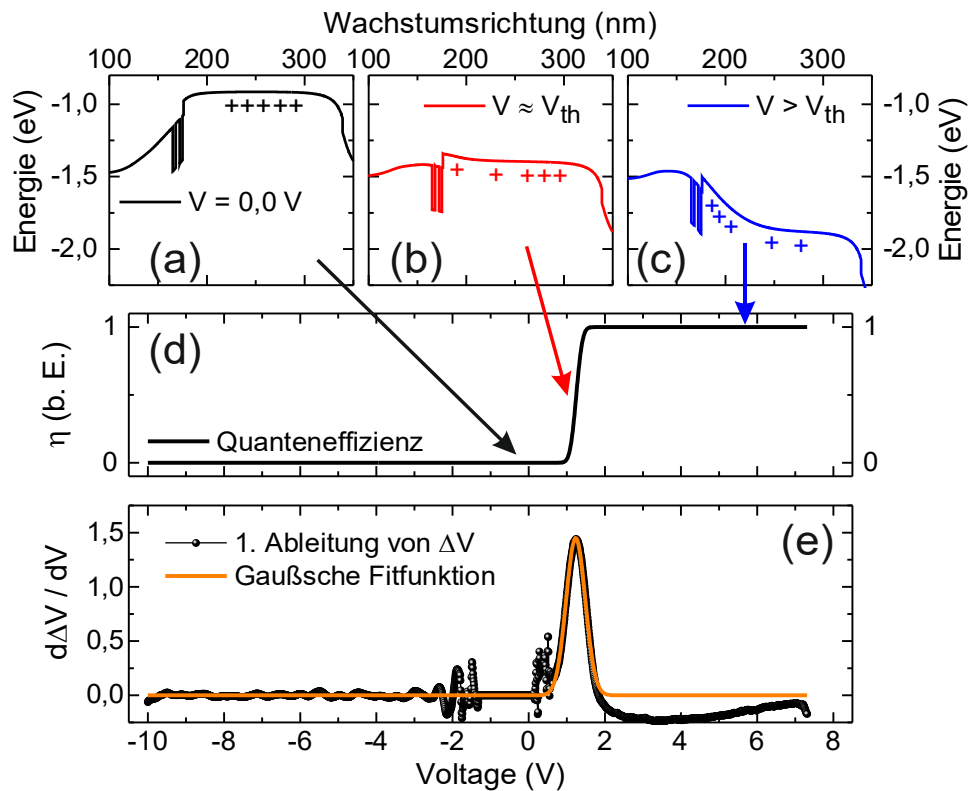


Abbildung 3.6: (a)-(c) Simulationen des Valenzbandprofils für zunehmende Betriebsspannungen. Eine kritische Schwellspannung V_{th} muss überschritten werden, um ein wirksames Einfangen und Ansammeln photogenerierter Löcher (+) an der Resonanztunnelstruktur sicherzustellen. (d) Schematische Darstellung der RTD-Quanteneffizienz als Funktion der Spannung. (e) Erste Ableitung der lichtinduzierten Spannungsverschiebung $\Delta V(V)$ nach V . Die Gaußsche Komponente verdeutlicht, dass die Quanteneffizienz mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfunktion modelliert werden kann.

Die Quanteneffizienz $\eta(V)$ kann über einen Drift-Diffusions-Ansatz numerisch gelöst werden. Das Resultat ist typischerweise eine Stufenfunktion [91], wobei die kritische Spannung V_{th} die Spannung ist, bei der $\eta(V)$ die Hälfte ihres Maximums erreicht. Stufenförmige Ladungsträgerakkumulationen wurden bereits von anderen Gruppen experimentell beobachtet, jedoch nicht genauer untersucht [92]–[94]. Der berechnete Verlauf von $\eta(V)$ ist in Abbildung 3.6 (d) dargestellt. Zur exakten Bestimmung von $\eta(V)$ wird die erste Ableitung $\frac{d}{dV}(\Delta V)$ gebildet, was in Abbildung 3.6 (e) gezeigt ist. Der gaußförmige Peak (siehe orange Fitfunktion) deutet auf eine Gauß'sche Fehlerfunktion hin:

$$\eta(V) = \frac{1}{2} \times \eta_0 (1 + \text{erf}(\gamma(V - V_{th}))), \quad (3.6)$$

γ gibt die Steilheit des Stufenübergangs wieder. Für $V \gg V_{th}$, nähert sich $\eta(V)$ dem konstanten Wert η_0 an. η_0 ist durch Absorption innerhalb der GaInNAs-Schicht sowie Verlustmechanismen (Reflexion am Halbleiter-Luft-Übergang, nichtstrahlende Rekombination, etc.) bestimmt. Im Fall von senkrechtem Lichteinfall, Reflexion am Halbleiter-Luft-Übergang (der Brechungsindex von GaAs bei

$\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ ist $n_{\text{GaAs}} = 3,41$; Ref. [95]) und einem Absorptionskoeffizient der GaInNAs-Schicht von $\alpha_{\text{abs}} = 0,5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ [88], kann für den untersuchten RTD-Fotodetektor ein Wert von $\eta_0 \cong 5,2 \%$ berechnet werden. Es ist jedoch davon auszugehen, dass speziell durch nichtstrahlende Rekombinationskanäle im quaternären GaInNAs die tatsächliche maximale Quanteneffizienz η_0 geringer ausfällt.

3.2.2 Lebensdauer photogenerierter Minoritätsladungsträger

Neben der nichtlinearen Quanteneffizienz $\eta(V)$, die bei kleinen Spannungen als limitierender Faktor der RTD-Lichtsensitivität auftritt, muss auch die Spannungsabhängigkeit der mittleren Lebensdauer $\tau(V)$ eingefangener, akkumulierter Löcher untersucht werden (vgl. Gleichung (3.5)). Um die relevanten Lebensdauern zu bestimmen wurde die RTD mit rechteckigen Laserpulsen mit einer Pulsweite von $t_{\text{on}} = 100 \mu\text{s}$ bei einer Repetitionsrate von $f = 500 \text{ Hz}$ angeregt. Die Lichtleistung betrug $P_{\text{on}} = 110 \text{ pW}$. Der resultierende Fotostrom wurde als Funktion der Zeit gemessen. Die Betriebsspannung der RTD wurde schrittweise von $V = 0,0 \text{ V}$ bis auf $V = 3,20 \text{ V}$ erhöht. Die zeitaufgelösten Fotostrommessungen wurden mittels digitalem Oszilloskop durchgeführt. Zu Beginn der Messung wurde zunächst die RC-Zeitkonstante des Schaltkreises (einschließlich RTD) über den gesamten Spannungsbereich zu $\tau_{\text{RC}} \cong 250 \text{ ns}$ experimentell ermittelt. Im Vergleich zu den gemessenen Lebensdauern der photogenerierten Minoritätsladungsträger ist τ_{RC} um einen Faktor von bis zu mehreren Größenordnungen kleiner und kann daher vernachlässigt werden.

Abbildung 3.7 (a) zeigt den Fotostrom in einem Falschfarbendiagramm als Funktion der angelegten Betriebsspannung V und Zeit. Dunkelblaue gefärbte Regionen entsprechen keinem Fotostrom. Rot gefärbte Regionen entsprechen dem maximal gemessenen Fotostrom von $I_{\text{ph}} = 160 \text{ nA}$. Abbildung 3.7 (b) zeigt den zeitlichen Verlauf von I_{ph} , der für drei verschiedene Betriebsspannungen gemessen wird: $V = 1,50 \text{ V}$ (schwarze Kennlinie), $V = 2,00 \text{ V}$ (rote Kennlinie) und $V = 2,50 \text{ V}$ (grüne Kennlinie). Wenn der Lichtpuls angeschaltet wird ($t = 0,00 \mu\text{s}$), steigt der Fotostrom exponentiell an. Wenn der Lichtpuls zum Zeitpunkt $t = 100 \mu\text{s}$ ausgeschaltet wird, kann ein exponentieller Abfall des Fotostroms (ähnlich dem Entladevorgang eines Kondensators) beobachtet werden. Der Anstiegs- und der Abfallzeiten des Fotostroms sind am geringsten für die höchste Spannung ($V = 2,50 \text{ V}$) und am längsten für $V = 1,50 \text{ V}$. Zudem sind weder Anstieg, noch Abfall des Fotostroms $I_{\text{ph}}(t)$ rein monoexponentiell. Hierfür gibt es mehrere mögliche Erklärungen, wie zum Beispiel separate Lochpopulationen mit unterschiedlichen Schwundkanälen, oder eine mittlere Lebensdauer $\tau(V, N_h)$, die nicht nur eine Funktion der Betriebsspannung, sondern auch eine Funktion der Anzahl akkumulierter Ladungsträger ist.

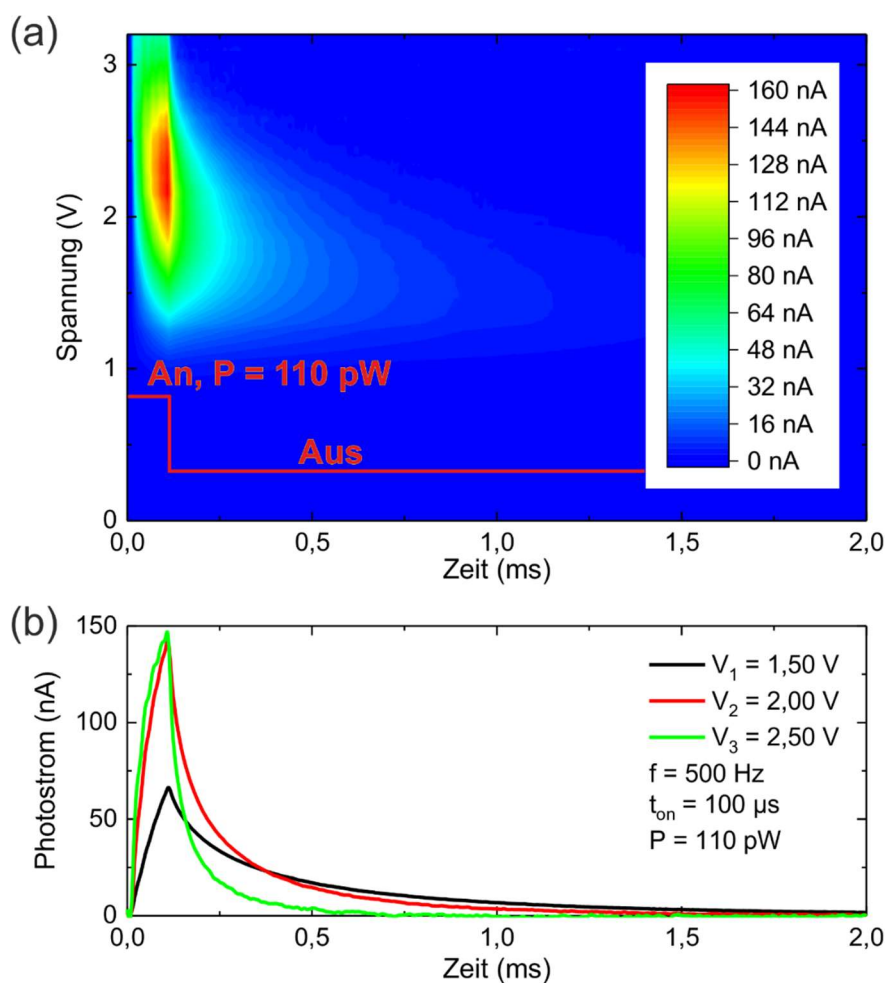


Abbildung 3.7: (a) Falschfarbendiagramm des RTD-Fotostroms als Funktion der Betriebsspannung V und der Zeit. Der höchste gemessene Fotostrom ist in rot dargestellt, dunkelblau steht für keinen Stromfluss. (b) Fotostrom als Funktion der Zeit für drei unterschiedliche Betriebsspannungen: $V_1 = 1,50$ V (schwarz), $V_2 = 2,00$ V (rot) und $V_3 = 2,50$ V (grün).

Um die mittlere Lebensdauer als Funktion der Betriebsspannung V zu ermitteln, wurde τ als die Zeit bestimmt, bis $I_{\text{ph}}(t)$ auf $1/e$ des Fotostrommaximums absinkt. Für $V \leq 1,00$ V konnte kein Fotostrom gemessen und somit auch keine Lebensdauer bestimmt werden. Abbildung 3.8 zeigt die mittlere Lebensdauer akkumulierter Löcher auf logarithmischer Skala als Funktion der Betriebsspannung. τ nimmt über den gesamten Spannungsbereich exponentiell von $\tau = 597$ μs bei $V = 1,05$ V bis zu $\tau = 5$ μs bei $V = 3,20$ V ab. Die aus dem exponentiellen Abfall des Fotostroms extrahierten Lebensdauern sind gut mit Werten für ähnliche RTS (AlGaAs/GaAs-DBQW mit In(Ga)As-Quantenpunkten) bei kryogenen Temperaturen vergleichbar [1]. Wegen der Raumtemperaturumgebung im hier durchgeführten Experiment erscheinen die Lochlebensdauern zunächst erstaunlich hoch, da durch die erhöhten Temperaturen weitere Schwundkanäle wie thermionische Emission aktiviert werden. Speziell Laserstrukturen mit GaInNAs-Quantenfilmen als aktivem Material leiden oftmals unter vergleichsweise geringen Lochlebensdauern und einer damit einhergehenden schwachen Raumtemperaturbetriebsleistung [71]. In diesem Zusammenhang sei nochmals auf die Diskussion in

Unterkapitel 3.1 zur tatsächlichen Lage des VB-Maximum in gitterangepasstem GaInNAs mit in etwa zehnprozentigem In-Anteil verwiesen.

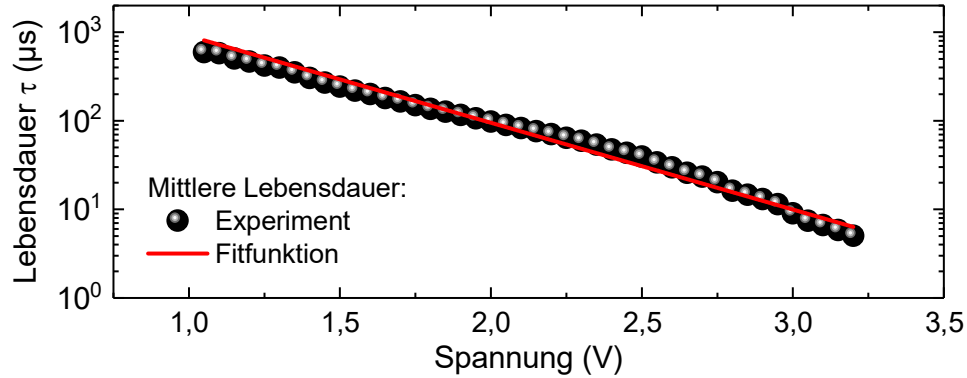


Abbildung 3.8: Mittlere Lebensdauer photogenerierter Löcher als Funktion der Betriebsspannung. Die mittlere Lebensdauer lässt sich mittels einer monoexponentiellen Fit-Funktion $\tau(V) = \tau_0 \times \exp(-\alpha \cdot V)$ mit $\tau_0 = 8,65 \text{ ms}$ und $\alpha = 2,69 \text{ V}^{-1}$ angleichen.

Die Lebensdauer für akkumulierte Löcher wird im weiteren Verlauf im vereinfachten Model der Ladungsträgerlebensdauer τ in einem Quantenfilm unter Einfluss eines elektrischen Feldes betrachtet [96]. τ ist über die mittlere Rekombinationszeit τ_R , die Tunnelzeit τ_T sowie die thermionische Emissionszeit τ_{TE} bestimmt, wobei die drei Mechanismen als voneinander unabhängig betrachtet werden:

$$\tau = \left(\frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{TE}} + \frac{1}{\tau_T} \right)^{-1}. \quad (3.7)$$

Unter einer positiven Betriebsspannung sind die Elektronenzustände nahe der DBQW-RTS auf Seite der Absorptionsschicht verarmt und die Elektronenpopulation ist verschwindend gering. Eine Rekombination von Elektronen und Löchern setzt aber in der Regel die Anwesenheit beider Ladungsträgerarten voraus. Aufgrund der vergleichsweise hohen effektiven Masse der Löcher sowie der vergleichsweise hohen effektiven Tunnelbarriere (für kleine Betriebsspannungen liegen zudem gebundene Zustände vor) sollte die Tunnelwahrscheinlichkeit verschwindend gering sein. Im Fall der untersuchten RTD werden daher sowohl τ_R als auch τ_T als groß angenommen, sodass $1/\tau_R \rightarrow 0$ und $1/\tau_T \rightarrow 0$. Die mittlere Lebensdauer wird durch thermionische Emission dominiert und es gilt $\tau = \tau_{TE}$. Die thermionische Emissionslebensdauer kann semiklassisch (siehe Ref. [97]) über

$$\tau_{TE} = L_{QW} \cdot \sqrt{2\pi} \frac{m^*}{k_B T} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E(V)}{k_B T}\right) \quad (3.8)$$

bestimmt werden. Dabei ist L_{QW} die effektive Quantenfilmbreite, m^* die effektive Lochmasse, k_B die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und $\Delta E(V)$ die effektive (feld-) spannungsabhängige

Barrierenhöhe. Dem externen Feld entgegengesetzte thermionische Emission wird vernachlässigt. Unter der Annahme, dass die effektive Barrieren-Höhe in erster Näherung über eine lineare Funktion des elektrischen Feldes und somit der Betriebsspannung V dargestellt werden kann, gilt $\Delta E(V) = \Delta E_0 - n_{QW} \cdot V$, wobei ΔE_0 die effektive Barrierenhöhe im Flachbandfall ist:

$$\tau_{TE}(V) = L_{QW} \cdot \sqrt{2\pi \frac{m^*}{k_B T}} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_0 - n_{QW} q_0 \cdot V}{k_B T}\right) \quad (3.9)$$

$$\tau_{TE}(V) = L_{QW} \cdot \sqrt{2\pi \frac{m^*}{k_B T}} \exp\left(\frac{\Delta E_0}{k_B T}\right) \times \exp\left(-\frac{n_{QW} q_0 \cdot V}{k_B T}\right). \quad (3.10)$$

Die durch thermionische Emission definierte Lebensdauer kann in eine spannungsabhängige und in eine spannungsunabhängige Komponente separiert werden. Die thermionische Lebensdauer lässt sich so durch einen exponentiellen Abfall über

$$\tau(V) = \tau_0 \times \exp(-\alpha V) \quad (3.11)$$

nähern, wobei τ_0 die projizierte Lebensdauer für keine angelegte Betriebsspannung ($V = 0 \text{ V}$) und α der Abklingparameter ist. Für die Annahme, dass $n_{QW} \approx n_{RTD}$ und $\alpha = n_{QW} q_0 / k_B T$, gilt bei konstanter Temperatur $\alpha = 1,02 \text{ V}^{-1}$. Mit Gleichung (3.11) als Fitfunktion ergibt sich $\tau_0 = 8,65 \text{ ms}$ und $\alpha = 2,69 \text{ V}^{-1}$.

Da die gemessenen Lebensdauern zunächst verhältnismäßig hoch erscheinen, wurde die Lebensdauerermessung bei einer Referenzprobe unter identischen Messparametern durchgeführt. Die Referenzprobe unterscheidet sich durch die Dicke der GaAs-Pufferschicht zwischen DBQW-RTS und GaInNAs-Absorptionsschicht von $d_s = 5 \text{ nm}$. Aufgrund der erhöhten Pufferschichtdicke zeichnet sich die Referenzprobe durch verbesserte elektrische Transporteigenschaften aus. Im Fall der Vergleichsprobe bedeutet das beispielsweise ein erhöhtes Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnis von $PVCR = 3,2$. Jedoch reduziert sich gleichzeitig das Ansprechverhalten gegenüber Beleuchtung aufgrund der erhöhten Pufferschichtdicke [57]. Durch die erhöhte Pufferschichtdicke werden Störstellen und Defekte aufgrund der Wachstumspause oder Stickstoffmigration reduziert, gleichzeitig akkumulieren photogenerierte Löcher aber durchschnittlich weiter von der RTS entfernt [57]. Abbildung 3.9 zeigt die mittleren Lebensdauern photogenerierter Löcher für die Vergleichsprobe als Funktion der Betriebsspannung. Analog zur vorherigen Messung werden die experimentellen Fitparameter mittels Gleichung (3.11) zu $\tau_0 = 8,49 \text{ ms}$ und $\alpha = 2,41 \text{ V}^{-1}$ bestimmt. Diese sind vergleichbar mit den für die Standardprobe ermittelten Werten.

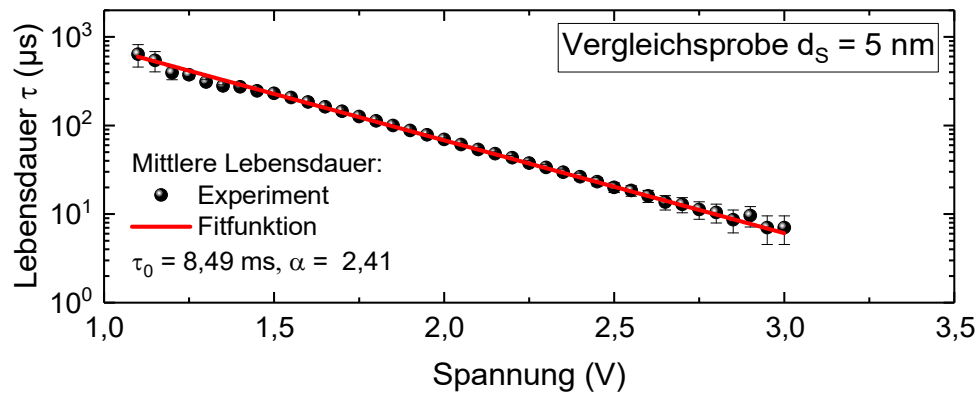


Abbildung 3.9: Mittleren Lebensdauer photogenerierter Löcher als Funktion der Betriebsspannung für eine Vergleichsprobe mit einer um 4 nm erhöhten Pufferschichtdicke von $d_s = 5 \text{ nm}$.

Die Lebensdauern von bis zu mehreren Hundert Mikrosekunden, deuten auf verhältnismäßig große effektive Barrierenhöhen hin, was auf einen ausgeprägten Valenzbandoffset des GaInNAs-GaAs-Heteroübergangs schließen lässt. Um die tatsächliche Verteilung der Bandlückenreduktion in GaInNAs in Bezug auf GaAs auf ihren LB- und VB-Anteil, Q_C und Q_V , abzuschätzen, wird τ_{TE} in der Quantenfilmnäherung nach Gleichung (3.8) berechnet, wobei $\Delta E(V) = \Delta E_0$. Die effektive Barrierenhöhe ergibt sich aus der Summe der VB-Diskontinuitäten der AlGaAs/GaAs-Barriere sowie des GaAs/GaInNAs-Heteroübergangs und kann als Funktion des üblicherweise in der Literatur verwendeten LB-Offsets Q_C geschrieben werden. Zur Berechnung werden des Weiteren eine Temperatur von $T = 295 \text{ K}$ sowie die effektive Masse von GaAs-Schwerlöchern von $m^* = 0,51 m_e$ verwendet. Quantisierungseffekte werden nicht berücksichtigt. Abbildung 3.10 zeigt die thermionische Emissionszeit τ_{TE} nach Gleichung (3.8) als Funktion des LB-Offsets Q_C für unterschiedliche Quantenfilmbreiten $L_{QW} = 1 \text{ nm}$ (schwarze Linie), $L_{QW} = 10 \text{ nm}$ (rote Linie) und $L_{QW} = 150 \text{ nm}$. Die beiden Abschätzungen von 1 nm und 150 nm entsprechen der minimal beziehungsweise maximal (Dicke der Absorptionsschicht) möglichen Breite.

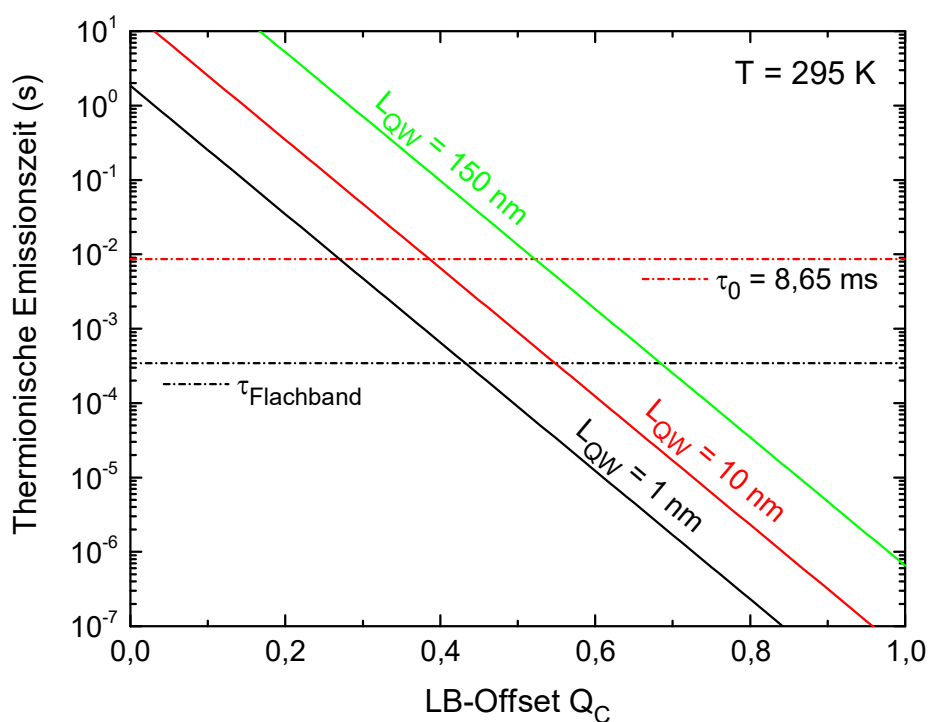


Abbildung 3.10: Thermionische Emissionszeit τ_{TE} bei einer Temperatur von $T = 295 \text{ K}$ als Funktion des Leitungsband-Offsets nach Gleichung (3.8) für unterschiedliche Quantentopfbreiten $L_{QW} = 1 \text{ nm}$ (schwarze Linie), $L_{QW} = 10 \text{ nm}$ (rote Linie) und $L_{QW} = 150 \text{ nm}$ (grüne Linie). Die experimentell bestimmten Werte τ_0 und $\tau_{\text{Flachband}}$ (Flachbandfall) sind als gestrichelte rote beziehungsweise gestrichelte schwarze Linie eingezeichnet.

Für steigende Werte von Q_C sinkt die effektive Barrierenhöhe im Valenzband und τ_{TE} fällt exponentiell ab. Unter anderem aufgrund des internen elektrischen Feldes entspricht die projizierte Lebensdauer von τ_0 nach Gleichung (3.11) nicht τ_{TE} im Flachbandfall ($\Delta E(V) = \Delta E_0$). Erst nach Überschreiten einer Betriebsspannung $V \gtrsim V_{th}$ (siehe Abschnitt 3.2.1 zur RTD-Quanteneffizienz) ist nicht nur das interne elektrische Feld überwunden, es kommt auch zur Ausbildung eines näherungsweise dreiecksförmigen Loch-Einschlusspotentials. Unter der Annahme, dass $\Delta E(V_{th}) = \Delta E_0$ wird die Lebensdauer ohne Feldeinfluss aus den experimentellen Daten zu $\tau_{\text{Flachband}} = 325 \mu\text{s}$ bestimmt (schwarz gestrichelte Linie Abbildung 3.10). Unter der Annahme einer effektiven Breite von 10 nm ergibt sich ein LB-Offset von $Q_C = 0,55$. Somit können durch die hier durchgeführten Lebensdauermessungen die in jüngerer Vergangenheit publizierten Werte für den LB- und VB-Offset in GaInNAs-Legierungen mit niedrigem In-Anteil bestätigt werden [80], [82], [89], [90].

3.2.3 Model für geringe Intensitäten

Die lichtinduzierte Spannungsverschiebung $\Delta V(V)$ kann berechnet werden, indem die Gleichungen (3.6) und (3.11) in Gleichung (3.5) eingesetzt werden:

$$\Delta V(V) = \frac{1}{2} \eta_0 (1 + \operatorname{erf}(\gamma (V - V_{th}))) \times \tau_0 \exp(-\alpha V) \times \frac{P}{h\nu} \frac{V_h}{n_{RTD}} \quad (3.12)$$

Die Fotostrom-Spannungs-Kennlinie $I_{ph}(V)$ ergibt sich durch Einsetzen von Gleichung (3.12) in Gleichung (3.2). Im Grenzfall kleiner Lichtleistungen kann Gleichung (3.12) stattdessen alternativ mit der differentiellen Leitfähigkeit der Dunkelkennlinie multipliziert werden, um die $I_{ph}(V)$ zu berechnen:

$$I_{ph}(V) = \Delta V(V) \cdot \frac{\partial}{\partial V} (I_{dark}(V)) \quad (3.13)$$

Der in *Unterkapitel 3.2* bereitgestellte Formelsatz aus den Gleichungen (3.2) - (3.13) bietet Einblicke zur Optimierung von RTD-Fotodetektoren.

In Abbildung 3.11 (a) ist die lichtinduzierte Spannungsverschiebung $\Delta V(V)$ als Funktion der Betriebsspannung V nach Gleichung (3.12) als schwarze Linie skizziert. Bei niedrigen Spannungen wird $\Delta V(V)$ von der RTD-Quanteneffizienz bestimmt (siehe Gleichung (3.6), orange Linie). Bei höheren Spannungen wird $\Delta V(V)$ von der Lebensdauer $\tau(V)$ photogenerierter und an der RTS akkumulierter Minoritätsladungsträger (Löcher) bestimmt (siehe Gleichung (3.11), blaue Linie). Experimentell bestimmte Werte der Spannungsverschiebung unter Beleuchtung $\Delta V(V)$ (schwarze Kugeln) und die Fitfunktion (schwarze Linie) nach Gleichung (3.12) für eine einfallende Lichtleistung von $P = 5,5 \text{ pW}$ sind in Abbildung 3.11 (b) gezeigt. Der dazugehörige Fotostrom $I_{ph}(V)$ ist entsprechend als rote Kugeln (experimentelle Daten) beziehungsweise als rote Linie (Simulation) dargestellt. Aus der Fitfunktion nach Gleichung (3.12) lassen sich die folgenden Parameter extrahieren: $1/2 \cdot ((\eta_0 \tau_0 V_h)/(n_{RTD} h\nu)) = 1,60 \times 10^{10} \text{ V W}^{-1}$, $\gamma = 2,87$, $V_{th} = 1,22 \text{ V}$ und $\alpha = 3,23 \text{ V}^{-1}$. Während γ und V_{th} in guter Übereinstimmung mit den erwarteten Werten sind (vergleiche Gaußschen Fit aus Abbildung 3.6 (e)), ist α gegenüber dem erwarteten Wert von $2,69 \text{ V}^{-1}$ (siehe exponentieller Fit aus Abbildung 3.8) leicht erhöht. Demgegenüber ist der experimentelle Wert für das Produkt der Parameter $1/2 \cdot ((\eta_0 \tau_0 V_h)/(n_{RTD} h\nu))$ um einen Faktor von 3,07 reduziert. Weil der Fitparameter über das Produkt mehrerer verschiedener Parameter gebildet wird, ist es nicht möglich, abschließend zu klären, worauf die Abweichung um den Faktor drei zurückzuführen ist. Eine Erklärung ist eine reduzierte RTD-Quanteneffizienz von $\eta_0 = 1,7 \%$, da der geschätzte Wert von 5,2 % keine Verlustmechanismen berücksichtigt. Das Vorhandensein von Verlustmechanismen wie nichtstrahlender Rekombination erscheint wahrscheinlich, da die quaternäre GaInNAs-Absorptionsschicht keinem Ausheilprozess unterzogen war.

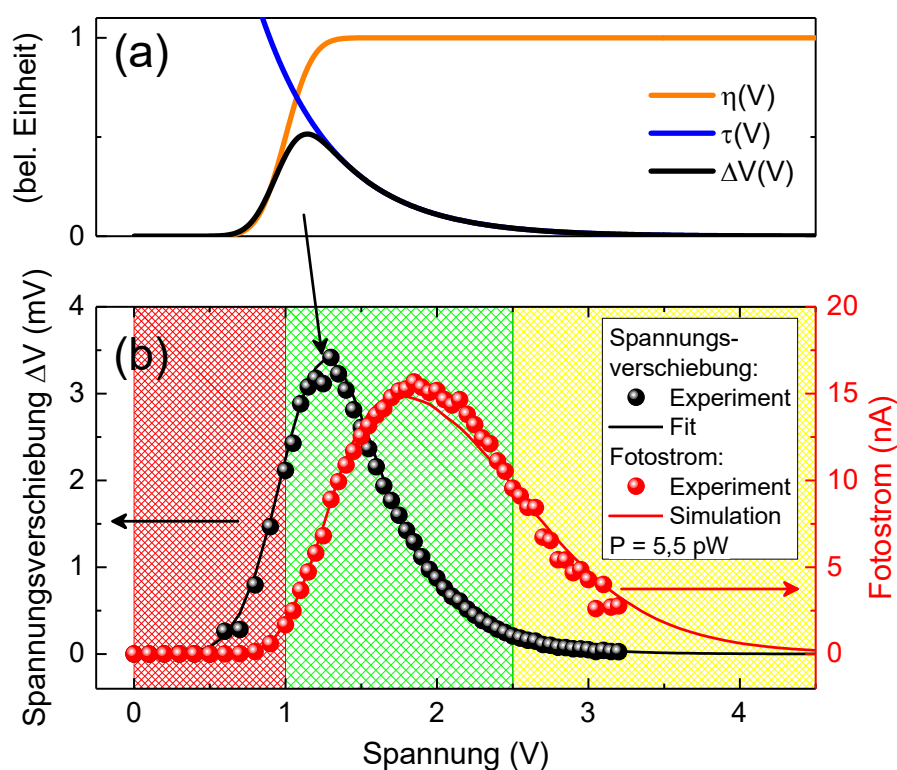


Abbildung 3.11: (a) Schematische Darstellung der RTD-Quanteneffizienz $\eta(V)$ (orange Linie) und der mittleren Lebensdauer $\tau(V)$ (blaue Linie) als Funktion der Betriebsspannung V . Das Produkt $\eta(V) \cdot \tau(V)$ bestimmt die lichtinduzierte Spannungsverschiebung $\Delta V(V)$ (schwarze Linie). (b) Experimentell bestimmte Werte (schwarze Kugeln) und Fit-Funktion (schwarze Linie) der lichtinduzierten Spannungsverschiebung bei einer einfallenden Lichtleistung von $P = 5,5 \text{ pW}$. Zusätzlich werden die entsprechenden experimentellen Werte (rote Kugeln) und die Simulation (rote Linie) des Fotostroms gezeigt. Der Spannungsbereich mit der größten Lichtsensitivität ist grün schattiert. Der Spannungsbereich mit der geringsten Lichtsensitivität ist rot schattiert. Der gelb schattierte Spannungsbereich bietet eine niedrige Sensitivität bei jedoch vergleichsweise hohen Grenzfrequenzen.

Es lassen sich drei verschiedene Spannungsbereiche der RTD-Lichtdetektion unterscheiden. Der rot schattierte Bereich bis zu einer Spannung von ca. 1 V markiert die ungünstigste Option zur Einstellung des Arbeitspunktes. Die Quanteneffizienz in diesem Bereich geht gegen Null, was jegliche Lichtempfindlichkeit des RTD-Fotodetektors unterdrückt. Der grün schattierte Bereich von ca. 1 V bis 2,5 V stellt den Bereich der höchsten Lichtempfindlichkeit dar. Sowohl die lichtinduzierte Spannungsverschiebung ΔV als auch der Fotostrom I_{ph} haben dort ihr Maximum. Der gelb schattierte Bereich für Spannungen $> 2,5 \text{ V}$ wird durch eine abnehmende mittlere Verweildauer akkumulierter Löcher an der RTS und einer damit einhergehenden abnehmenden Fotosensitivität gekennzeichnet. Jedoch führen reduzierte mittlere Lebensdauern zu schnelleren Ansprechzeiten und somit höheren Betriebsfrequenzen.

3.2.4 Fazit/Zusammenfassung

Unterkapitel 3.2 stellt eine allgemeine Studie zur RTD-Lichtsensitivität und im speziellen zur Fotostrom-Spannungs-Kennlinie $I_{ph}(V)$ von RTD-Fotodetektoren dar. Die Diskussion ist auf beliebige Arten von RTD-Fotodetektoren anwendbar, gibt aber gleichzeitig Raum für weiterführende oder notwendige Anpassungen durch eine Modifikation der Gleichungen (3.6) und (3.11). Die RTD-Lichtsensitivität wird von drei grundlegenden und spannungsabhängigen Parametern bestimmt:

- Der RTD-Quanteneffizienz $\eta(V)$, welche eine Kenngröße dafür ist, wie effektiv einfallende Photonen Ladungsträger generieren können, die infolge zur Akkumulation an der RTS eingefangen werden.
- Der mittleren Lebensdauer (Verweildauer) $\tau(V)$ der photogenerierten, an der RTS akkumulierten Minoritätsladungsträger
- Den elektrischen Transporteigenschaften der RTS und im speziellen der Strom-Spannungs-Kennlinie im Dunkeln $I_{dark}(V)$.

Die mittlere Lebensdauer photogenerierter Minoritätsladungsträger (Löcher) bestimmt nicht nur das obere Limit der Sensitivität sondern auch die maximale Betriebsfrequenz. In den untersuchten RTD-Fotodetektoren stellt thermionische Emission den bedeutendsten Schwundkanal photogenerierter Minoritätsladungsträger dar. Gemessene Lebensdauern in der Größenordnung mehrerer 100 μs bedingen sehr große effektive Barrieren-Höhen. Ein Vergleich mit dem Modell thermionischer Emission aus einem Quantenfilm erlaubt Rückschlüsse auf die den GaAs/GaInNAs-Leitungsband- und Valenzband-Offset Q_c und Q_v . Werte am oberen Ende der Skala von $Q_c \gtrsim 0,55$ bis $Q_v \lesssim 0,45$ scheinen realistisch, was jüngere Studien zum LB-Offset bei GaInNAs mit geringer In-Konzentration bestätigt [80], [82], [89], [90].

Die maximale RTD-Quanteneffizienz ist mit $\eta_0 = 1,6\%$ vergleichsweise gering. Dies ist zum einen der nur ca. 150 nm dicken Absorptionsschicht geschuldet, zum andern einer minderwertigen Kristallqualität des quaternären GaInNAs, das keinem Ausheilprozess unterzogen wurde. Bei einem Ausheilprozess werden durch (kurzzeitiges) Erhitzen des Halbleiters Störstellen und somit nichtstrahlende Rekombinationszentren reduziert. Infolgedessen wird die Minoritätsladungsträgerlebensdauer erhöht, was in einer erhöhten Photolumineszenz-Intensität [98], sowie Diffusionslänge und Quanteneffizienz resultiert [99]. Für GaInNAs-Solarzellen, welche ähnlich den hier untersuchten Proben auch auf ein gitterangepasstes Volumenhalbleitermaterial setzen, wurde sogar eine direkte Korrelation zwischen Intensität des Photolumineszenz-Signals und der Quanteneffizienz gefunden [100]. Auch für die hier untersuchten Proben kann die Zunahme der PL-Intensität durch Ausheilen der Proben bei einer Temperatur von 700 $^{\circ}\text{C}$ beobachtet werden. Während der Ausheilprozess Störstellen und Verspannungszentren reduziert, verursacht er auch eine Diffusion von N-Atomen, welche durch die Pufferschicht hindurch die Kristallqualität der RTS negativ beeinflusst. Während *Hartmann et al.* eine Reduktion des Resonanz-zu-Talstromverhältnisses von 3,83 (Pufferschichtdicke 10 nm) auf 1,47 (Pufferschichtdicke 1 nm) beobachten konnten [36], führt der Ausheilprozess dazu, dass kein resonantes Tunneln mehr beobachtet werden kann.

Es gibt mehrere Möglichkeiten die RTD-Quanteneffizienz zu steigern. Der Einsatz einer dickeren Absorptionsschicht scheint zunächst logisch. Allerdings ist bei geringen Minoritätsladungsträgerlebensdauern nicht die absolute Breite der Absorptionsschicht limitierend. Zudem geht eine längere Absorptionsschicht mit weiteren negativen Charakteristika, wie einem verringerten RTD-Hebelfaktor n_{RTD} , (über $P = V \cdot I$) mit einer erhöhten Energiedissipation/Hitzeentwicklung und einem erhöhten Dunkelgenerationsstrom einher. Zu weiteren alternativen Möglichkeiten der Steigerung von η_0 gehören beispielsweise die Integration der RTD in eine optische Kavität [76], [101]–[103], oder der oben beschriebene thermische Ausheilprozess. Denkbar wäre ein Invertieren der Schichtstruktur (Absorptionsschicht auf Substratseite, DBQW-RTS nach Absorptionsschicht) mit *in-situ* Ausheilschritt unter Stützdruck. Die RTS wird auf diese Weise erst nach dem Ausheilprozess gewachsen und bleibt von damit verbundenen negativen Einflüssen wie Stickstoffdiffusion verschont.

3.3 Fotosensitivität von RTD-Fotodetektoren

In *Unterkapitel 3.2* wurde der Fotostrom von AlGaAs/GaAs-DBQW-RTD-Fotodetektoren mit GaInNAs-Absorptionsschicht in Abhängigkeit der Betriebsspannung für den Grenzfall kleiner einfallender Lichtleistungen untersucht. Im folgenden Unterkapitel wird eine Untersuchung der Lichtempfindlichkeit für eine weitläufige Spanne einfallender Lichtleistungen von wenigen Pikowatt bis hin in den Mikrowatt-Bereich präsentiert. Die Erhöhung der einfallenden Lichtleistung um sieben Größenordnungen führt zu einer Reduktion der Fotosensitivität von $S_l = 5,82 \times 10^3 \text{ A W}^{-1}$ auf lediglich $3,2 \text{ A W}^{-1}$. Die Leistungsabhängigkeit der Sensitivität wird einem Rückkopplungsmechanismus zugeschrieben, der dafür sorgt, dass Lochakkumulation ein selbstlimitierender Prozess ist. Die durch Lochakkumulation erzeugte Variation des lokalen elektrostatischen Potentials moduliert nicht nur den Tunnelstrom, sondern auch die Parameter, welche die Lochakkumulationsdynamiken bestimmen. Insbesondere nimmt die mittlere Lebensdauer akkumulierter Löcher mit zunehmender Lochpopulation exponentiell ab. Die Reduzierung der Lebensdauer resultiert aus einem verstärkten elektrischen Feld sowie der damit verbunden Verringerung der effektiven Höhe des Einschlusspotentials. Die nichtkonstante Sensitivität ist eine direkte Folge dieser nichtkonstanten Lebensdauer. Basierend auf diesen Erkenntnissen wird ein Ausdruck gegeben, der es erstmalig erlaubt die optoelektronische Transportcharakteristik von RTD-Fotodetektoren vollständig zu modellieren und beispielsweise die Fotosensitivität des RTD-Fotodetektors als Funktion der Betriebsspannung und der einfallenden Lichtleistung zu berechnen; kritische Leistungen zu bestimmen, bis zu der die Sensitivität als konstant genähert werden können; oder den zeitaufgelösten Fotostrom für größere Leistungen darzustellen.

3.3.1 Fotostrom-Leistungsserie

Die RTD wurde unter einer konstanten Betriebsspannung von $V = 1,90 \text{ V}$ betrieben. Diese wurde in Kapitel 3.2.3 als optimaler Arbeitspunkt in Hinblick auf maximalen Fotostrom identifiziert. Der Fotostrom I_{ph} wurde als Funktion der einfallenden Lichtleistung P über einen Leistungsbereich von sieben Größenordnungen von $P = 2,7 \text{ pW}$ bis zu $P = 18,7 \text{ }\mu\text{W}$ gemessen und ist in Abbildung

3.12 dargestellt. Es wird ein monotoner, jedoch nichtlinearer Anstieg von I_{ph} mit P beobachtet. Nur im Fall geringer Lichtleistungen von $P \lesssim 50 \text{ pW}$ (siehe Abbildung 3.12 (b)) gilt eine lineare Approximation und aus der linearen Fitfunktion kann eine konstante Kleinsignalsensitivität von $S = (5,82 \pm 0,20) \times 10^3 \text{ A W}^{-1}$ extrahiert werden.

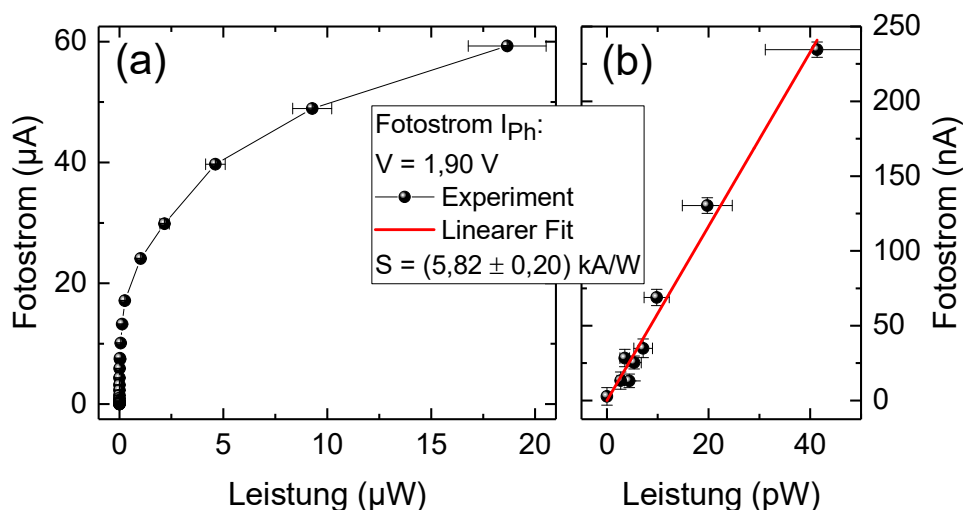


Abbildung 3.12: Fotostrom $I_{ph}(P)$ als Funktion der einfallenden Lichtleistung P gemessen bei einer Betriebsspannung von $V = 1,90 \text{ V}$. (a) Kompletter Datensatz. (b) Fotostrom bei kleinen Leistungen von $P \leq 50 \text{ pW}$. Aus der linearen Fitfunktion kann eine Kleinsignalsensitivität von $S = (5,82 \pm 0,20) \times 10^3 \text{ A W}^{-1}$ extrahiert werden.

Abbildung 3.13 zeigt die Sensitivität $S_I = I_{ph}/P$ als Funktion der einfallenden Lichtleistung P . Die aus der experimentell gemessenen Fotostrom-Leistungsserie bestimmten Werte sind als schwarze Kugeln dargestellt. Die rot gestrichelte Linie ist die konstante, über die lineare Fit-Funktion bestimmte, Kleinsignalsensitivität. Mit S_I , der spektralen Empfindlichkeit bei $\lambda = 1,30 \mu\text{m}$ $R_\lambda = 1,05 \text{ A W}^{-1}$ und $\eta_0 = 1,68 \%$ kann der Multiplikationsfaktor $M = S/(\eta_0 R_\lambda) = (3,30 \pm 0,11) \times 10^5$ abgeschätzt werden. Jedes absorbierte Photon erzeugt im Durchschnitt 330 000 zusätzliche Elektronen. Aufgrund der abflachenden Steigung von $I_{ph}(P)$ bei höheren P fällt der Multiplikationsfaktor auf $M \approx 181$ bei $P = 18,7 \mu\text{W}$ ab. Neben S_I ist die sogenannte rauschäquivalente Leistung eine wichtige Kenngröße des Leistungsspektrums von Fotodetektoren. Aus dem experimentell bestimmten Kleinsignalwert von S_I und dem theoretischen Schrotrauschen $i_{shot} = \sqrt{2 q_0 I_{dark}^2} = 1,23 \times 10^{-12} \text{ A Hz}^{1/2}$ lässt sich die rauschäquivalente Leistung der RTD zu $NEP = i_{shot}/S_I = (2,10 \pm 0,07) \times 10^{-16} \text{ W Hz}^{-1/2}$ berechnen. Es sei angemerkt, dass dieser NEP-Wert den idealen und niedrigstmöglichen Wert darstellt. Tatsächlich zeigen Rauschmessungen an vergleichbaren RTDs einen Wert der im Vergleich zum theoretischen Schrotrauschen um einen Faktor 30 erhöht ist [57].

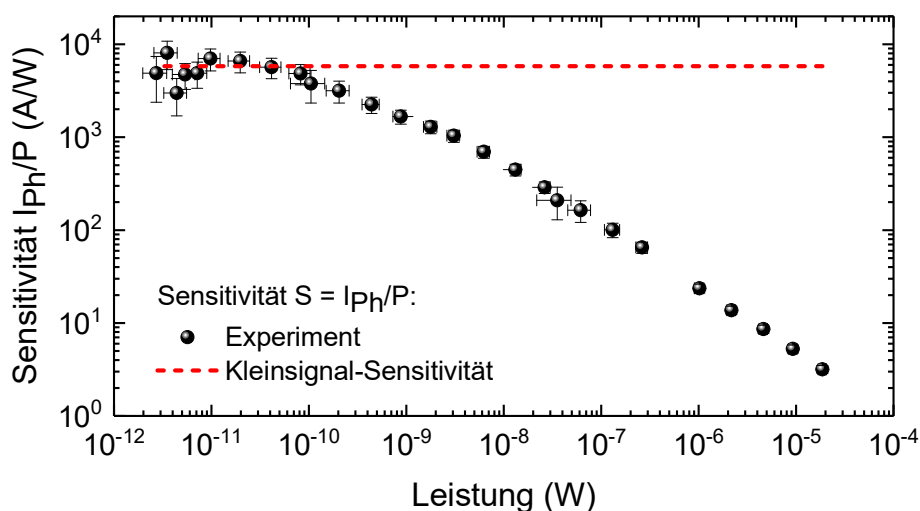


Abbildung 3.13: Sensitivität $S_i(P)$ als Funktion der einfallenden Lichtleistung über einen Leistungsbereich von sieben Größenordnungen von $P = 2,7 \text{ pW}$ bis $P = 18,7 \mu\text{W}$. Die schwarzen Kugeln zeigen die experimentell bestimmten Werte, die rot-gestrichelte Linie die konstante Kleinsignalsensitivität von $S = (5,82 \pm 0,20) \times 10^3 \text{ A W}^{-1}$.

3.3.2 Lebensdauerreduktion durch Lochakkumulation

Um den RTD-Fotodetektor im Detail zu analysieren, muss die lichtinduzierte Spannungsverschiebung ΔV der $I(V)$ -Kennlinie unter Beleuchtung berücksichtigt werden. ΔV wirft Licht auf die Population und Dynamik akkumulierter Löcher an der RTS und generiert den Fotostrom. Wie aus Abbildung 3.4 ersichtlich, sind ΔV und I_{ph} über Gleichung (3.2) verknüpft, wobei $I_{illu}(V) = I_{dark}(V + \Delta V)$ gilt. Abbildung 3.14 (a) zeigt die lichtinduzierte Spannungsverschiebung $\Delta V(P)$ als Funktion der einfallenden Lichtleistung. Analog zum Fotostrom steigt auch ΔV monoton, jedoch nichtlinear mit zunehmender Leistung an und flacht ab. Für kleine einfallende Lichtleistungen ($P \lesssim 50 \text{ pW}$, siehe Abbildung 3.14 (b)), steigt ΔV linear mit P und kann durch eine lineare Fitfunktion genähert werden. Aus dem linearen Fit wird eine konstante Spannungsverschiebungs-Sensitivität $S_V = (4,32 \pm 0,18) \times 10^8 \text{ V W}^{-1}$ extrahiert.

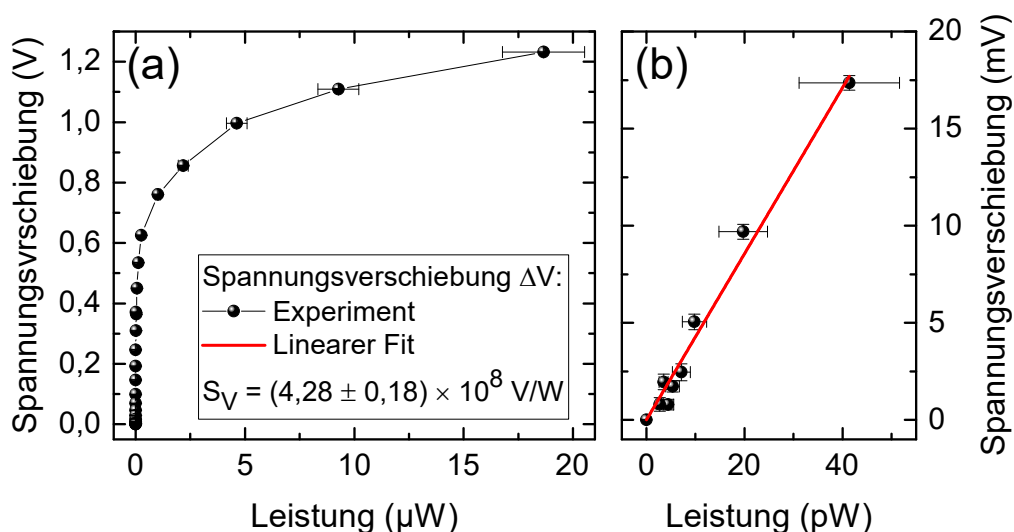


Abbildung 3.14: Lichtinduzierte Spannungsverschiebung $\Delta V(P)$ als Funktion der einfallenden Lichtleistung P . (a) kompletter Datensatz. (b) $\Delta V(P)$ bei kleinen Leistungen von $P \leq 50 \text{ pW}$. Aus der linearen Fitfunktion kann eine Kleinsignalsensitivität $S_V = (4,28 \pm 0,18) \times 10^8 \text{ V/W}$ extrahiert werden.

In Abbildung 3.15 ist die Sensitivität $S_V = \Delta V(P)/P$ als Funktion von P dargestellt. Der Index V gibt dabei den Bezug zur Spannungsverschiebung an und dient zur eindeutigen Identifikation von S_V gegenüber S_I . Experimentelle Werte sind als schwarze Kugeln dargestellt, die konstante Kleinsignalsensitivität aus Abbildung 3.14 (b) als rote durchgezogene Linie. Mit steigendem P nimmt die Sensitivität S_V monoton um vier Größenordnungen ab. Bei einer Leistung von $P = 18,7 \mu\text{W}$ beträgt S_V lediglich $6,6 \times 10^4 \text{ V W}^{-1}$. Die Abnahme von S_V begründet sich durch das zunehmende Abflachen von ΔV mit steigendem P (siehe Abbildung 3.14 (a)).

Die nicht-konstante und abfallende Sensitivität S_V kann auf eine Lochakkumulation an der RTS als selbstlimitierenden Prozess zurückgeführt werden [28]. In diesem Zusammenhang wird nochmals auf Gleichung (3.3) und (3.4) verwiesen. Diese besagen, dass ΔV als lineare Funktion von der Anzahl akkumulierter Löcher beschrieben werden kann, und dass die Anzahl akkumulierter Löcher über eine Ratengleichung über eine Generationsrate und eine Schwundrate bestimmt wird. Im Gleichgewichtsfall ist ΔV über Gleichung (3.5) gegeben. Über den Zusammenhang $S_V = \Delta V/P$ ergibt sich unter der Voraussetzung konstanter Lebensdauern τ und Quanteneffizienz η eine konstante, von P unabhängige Sensitivität

$$S_V = \tau \eta \frac{1}{h\nu} \frac{V_h}{n_{RTD}}. \quad (3.14)$$

Mit den experimentell bestimmten Parametern aus *Unterkapitel 3.2* bei der Betriebsspannung von $V = 1,90 \text{ V}$ (mittleren Lebensdauer $\tau = 116 \mu\text{s}$ und RTD-Quanteneffizienz $\eta = 1,68 \%$) kann die Kleinsignal-Spannungsverschiebungs-Sensitivität zu $S_V = (4,48 \pm 0,60) \times 10^8 \text{ V W}^{-1}$ berechnet werden.

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert von $S_V = (4,32 \pm 0,18) \times 10^8 \text{ V W}^{-1}$, der aus der linearen Fitfunktion in Abbildung 3.14 (b) extrahiert wurde.

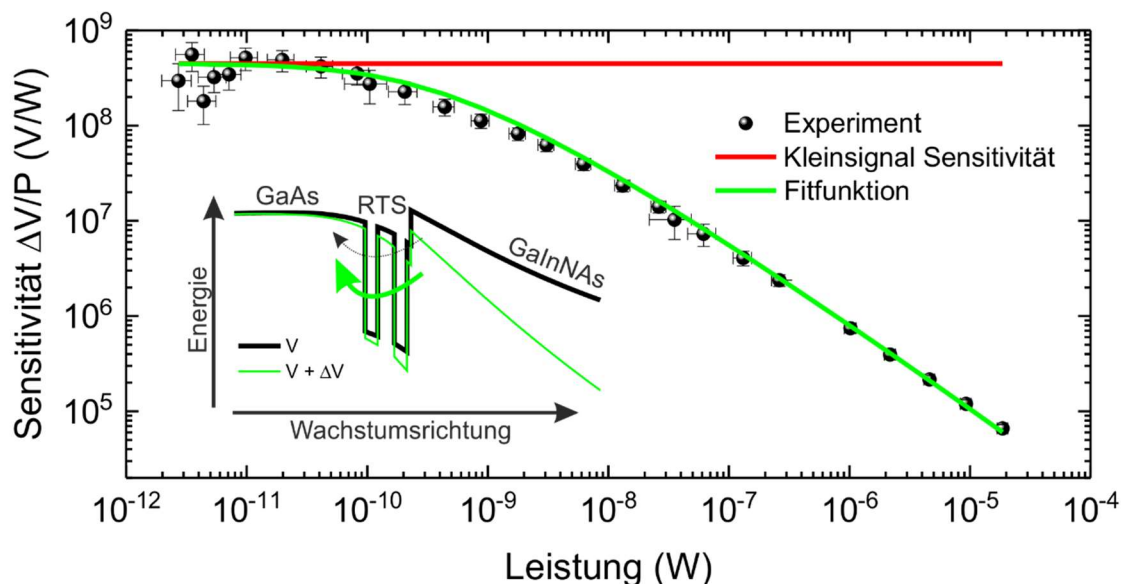


Abbildung 3.15: Sensitivität der lichtinduzierten Spannungsverschiebung $S_V(P) = \Delta V(P)/P$ gegen die einfallende Lichtleistung P doppellogarithmisch aufgetragen. Experimentelle Daten sind als schwarze Kugeln dargestellt. Die konstante Kleinsignalsensitivität wird durch die rote durchgezogene Linie gekennzeichnet. Die grüne durchgezogene Linie zeigt die Fitfunktion nach Gleichung (3.21). Die eingefügte Skizze zeigt das VB unter einer angelegten Spannung von $V = V_0$ und unter Beleuchtung, wenn der Spannungszustand an der RTS einer angelegten Spannung von $V = V_0 + \Delta V$ entspricht.

Für Leistungen $P \gtrsim 50 \text{ pW}$ (siehe Abbildung 3.15, experimentelle Daten) fällt S_V mit steigendem P . Die Lochakkumulation ist genügend ausgeprägt um auch die spannungsabhängigen Parameter $\tau(V)$ und $\eta(V)$, welche wiederum die Lochakkumulationsdynamiken bestimmen, zu beeinflussen. In *Unterkapitel 3.2* wurde demonstriert, dass beide Parameter, die RTD-Quanteneffizienz und die mittlere Lebensdauer akkumulierter Löcher, sich als Funktion der angelegten Betriebsspannung schreiben lassen. Diese Abhängigkeiten müssen beim Lösen der Ratengleichung (3.4) berücksichtigt werden. Da bei einer Betriebsspannung von $V = 1,90 \text{ V}$ $\eta(V)$ einen konstanten Wert von $\eta_0 = 1,68 \%$ erreicht hat, bleibt $\tau(V)$ als einziger freier Parameter übrig. $\tau(V)$ fällt exponentiell mit V ab (siehe Abbildung 3.8) und ist mit $\tau(V) = \tau_0 \exp(-\alpha V)$ über Gleichung (3.11) gegeben.

Abbildung 3.16 (a) zeigt die in *Unterkapitel 3.2* für kleine Leistungen bestimmten Werte von $\tau(V)$ als Funktion von V . Experimentelle Werte sind als schwarze Kugeln dargestellt, die durchgezogene rote Linie gibt die Fitfunktion an. Bei $V = 1,90 \text{ V}$ ist $\tau = 116 \mu\text{s}$ und der Abfallparameter $\alpha = -2,69 \text{ V}^{-1}$. Eine Akkumulation photogenerierter Minoritätsladungsträger an der RTS ändert das lokale elektrostatische Potential und führt letztendlich zu einer Verschiebung der Spannungsbedingung an der RTS um ΔV . Das wiederum ändert die Transmissionseigenschaft der Majoritätsladungsträger (Elektronen) durch die RTS und somit den resonanten Tunnelstrom. Jedoch führt der zusätzliche

Spannungsabfall an der RTS auch zu einer Reduktion der Lebensdauer akkumulierter Löcher (siehe eingefügte Skizze in Abbildung 3.15). Um diese Reduktion der Lebensdauer zu beschreiben wird ΔV in Gleichung (3.11) eingefügt:

$$\tau(V, N) = \tau_0 \exp(-\alpha(V + \Delta V)). \quad (3.15)$$

Zur Lösung der Ratengleichung (3.4), die die Lochakkumulationsdynamiken beschreibt, wird Gleichung (3.3) benutzt, um Gleichung (3.15) als Funktion der Anzahl akkumulierter Löcher N_h umzuschreiben:

$$\tau(V, N_h) = \tau_0 \exp\left(-\alpha\left(V + N_h \frac{V_h}{n_{RTD}}\right)\right). \quad (3.16)$$

Gleichung (3.16) lässt sich weiter vereinfachen und der spannungsabhängige Term kann vom Term, der von der Anzahl akkumulierter Löcher bestimmt wird, getrennt werden:

$$\tau(V, N_h) = \tau_0 \exp(-\alpha V) \exp\left(-\alpha \frac{V_h}{n_{RTD}} N_h\right), \quad (3.17)$$

$$\tau(V, N) = \tau(V) \times \exp(-\zeta N_h). \quad (3.18)$$

Dabei ist $\tau(V)$ die Kleinsignal-Lebensdauer bei der Betriebsspannung V und $\exp(-\zeta N_h)$ ist die Reduktion der Lebensdauer aufgrund lichtinduzierter Lochakkumulation. Der Abklingparameter ζ ist gegeben über:

$$\zeta = -\alpha \beta \frac{V_h}{n_{RTD}}. \quad (3.19)$$

Für den Fall, dass ΔV der einzige lebensdauerreduzierende Faktor ist, ist $\beta = 1$ und somit ist $\zeta = (93 \pm 11) \times 10^{-6}$. Jedoch wiesen schon *England et al.* darauf hin, dass weitere lebensdauerreduzierende Faktoren, wie zum Beispiel ein steigendes Quasi-Fermi-Level und eine zunehmende Energieaufspaltung der quantisierten Lochzustände im Dreieckspotential aufgrund des lokal verstärkten elektrostatischen Feldes, berücksichtigt werden müssen [28]. Um diesen und weiteren Faktoren Rechnung zu tragen, wird β als ein zusätzlicher empirischer Parameter eingeführt, für den ein Wert von $\beta \geq 1$ zu erwarten ist.

Um einen analytischen Ausdruck für $\Delta V(P)$ zu erhalten, werden Gleichung (3.18) und (3.3) in Gleichung (3.4) eingesetzt und für Gleichgewichtsbedingung ($dN_h/dt = 0$) nach $N_h(P)$ gelöst. Das Gleichungssystem lässt sich analytisch lösen und es ergibt sich, dass $\Delta V(P)$ der sogenannten Lambert-W-Funktion (auch als Omega-Funktion oder Produktlogarithmus bekannt) folgt:

$$\Delta V(V, P) = \frac{V_h}{\zeta n_{RTD}} \times \text{LambertW} \left(\tau(V) \eta(V) \zeta \frac{P}{h\nu} \right). \quad (3.20)$$

Für die Sensitivität ergibt sich damit:

$$S_V(V, P) = \frac{1}{P} \frac{V_h}{\zeta n_{RTD}} \times \text{LambertW} \left(\tau(V) \eta(V) \zeta \frac{P}{h\nu} \right). \quad (3.21)$$

Mit der Fitfunktion aus Gleichung (3.21) lässt sich $S_V(P)$ anpassen, wobei ζ als einziger freier Parameter übrigbleibt. Die resultierende Anpassungsfunktion (durchgezogene grüne Linie) ist in Abbildung 3.15 gezeigt und bietet eine exzellente Übereinstimmung mit experimentellen Daten über den gesamten Leistungsbereich von $P = 2,7 \text{ pW}$ bis $P = 18,7 \text{ }\mu\text{W}$. Aus der Fitfunktion ergibt sich ein Wert von $\zeta = (273 \pm 5) \times 10^{-6}$, sodass $\beta = (2,92 \pm 0,12)$. Das verifiziert, dass bei der Erhöhung der Lochanzahl mehrere verschiedene Faktoren zur Reduktion der Lebensdauer beitragen. Abbildung 3.16 (b) zeigt den Lebensdauer-Reduktionsfaktor ($\exp(-\zeta N_h)$) auf der doppellogarithmischen Skala: für den Fall, dass $\beta = 1$ (nur ΔV berücksichtigt, grün) und für den Fall, dass $\beta = (2,94 \pm 0,12)$ (aus der Fitfunktion der experimentellen Daten bestimmt, schwarz). Solange die Anzahl akkumulierter Löcher N_h relativ gering ist, kann τ als annähernd konstant angenommen werden. Jedoch verringert sich bereits bei $N_h \approx 10\,000$ ist die Lebensdauer auf $1/500$ ihres Kleinsignalwertes.

Die Reduktion der mittleren Lebensdauer mit steigendem P kann auch direkt in zeitaufgelösten Fotostrommessungen beobachtet werden. Hierzu wird die RTD mit intensitätsmodulierten, rechteckigen Lichtpulsen beleuchtet und der Fotostrom als Funktion der Zeit gemessen. Die Leistung der Pulse wird variiert. Abbildung 3.16 (c) zeigt zwei normalisierte Zeitverläufe des Fotostroms bei $P = 24 \text{ nW}$ (schwarz) und bei $P = 120 \text{ pW}$ (rot). Der Fotostrom steigt, sobald der Laser angeschaltet wird (bei $t = 100 \text{ }\mu\text{s}$). Sobald der Laser ausgeschaltet wird, fällt der Fotostrom ab und nähert sich null. Auffällig ist, dass die Aus/An- und An/Aus-Übergang bei hohen Beleuchtungsintensitäten von 24 nW viel schneller geschieht, als bei niedrigen Lichtleistungen von 120 pW . Die Gleichungen (3.2), (3.3), (3.4) und (3.19) sowie die entsprechenden experimentell bestimmten Parametern können zudem genutzt werden, um den zeitaufgelösten Fotostromverlauf numerisch zu berechnen. Abbildung 3.16 (d) zeigt die normalisierten, numerisch bestimmten zeitaufgelösten Fotostromverläufe für die beiden Lichtleistungen $P = 24 \text{ nW}$ und $P = 120 \text{ pW}$ als schwarze, beziehungsweise rote durchgezogene Linie. Die numerisch simulierten Fotostromverläufe sind in guter Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Kurven. Das demonstriert zum einen, dass die nicht-konstante Sensitivität der RTD-Fotodetektoren auf eine Reduktion der Lebensdauer mit steigender Lochakkumulation zurückzuführen ist. Zum anderen zeigt es, dass die beobachtete Lebensdauerreduktion nicht ausschließlich auf die unter Beleuchtung eintretende, jedoch messbare Spannungsverschiebung zurückzuführen ist. Weitere Faktoren, die jedoch nur schwer getrennt betrachtet werden können, sind zum Beispiel ein erhöhtes Quasi-Fermi-Level. Zudem sind die $I_{ph}(t)$ -Kennlinien, die zur Lebensdauerbestimmung gemessen werden, trotz der geringen Intensität der Lichtpulse von lediglich $P = 110 \text{ pW}$ nicht komplett monoexponentiell (siehe Abbildung 3.7 (b)). Das führt dazu, dass die bei kleinen Spannungen

bestimmten Lebensdauern eine systematische Tendenz aufweisen zu gering bestimmt worden zu sein. All dies macht es nötig, den empirischen Korrekturterm β einzuführen.

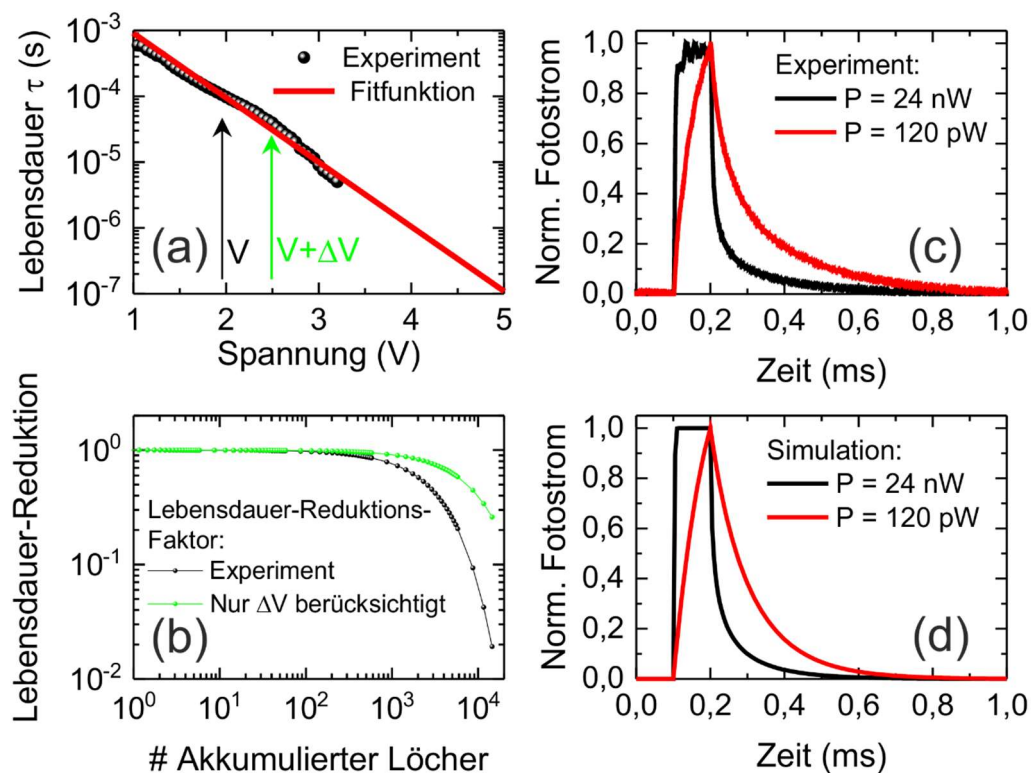


Abbildung 3.16 (a) Mittlere Lebensdauer photogenerierter Löcher, die an der Resonanztunnelstruktur akkumuliert sind, gegenüber der Betriebsspannung V aufgetragen. Im Fall von kleinen Lichtleistungen kann die Lebensdauer als konstant genähert werden und ist über $\tau(V)$ gegeben. Bei hohen Leistungen ist die Spannungsbedingung an der RTS geändert und die mittlere Lebensdauer wird über $\tau(V + \Delta V)$ beschrieben. (b) Reduktion der Lebensdauer als Funktion einer zunehmenden Lochakkumulation. (c) Normalisierte zeitaufgelöste Verläufe des Fotostroms unter intensitätsmodulierter Anregung mit Rechteckpulsen der Weite von 100 μs und einer Lichtleistung von $P = 24 \text{ pW}$ (schwarze Linie) beziehungsweise $P = 120 \text{ nW}$ (rote Linie). (d) Numerische Simulation der normalisierten zeitaufgelösten Fotostromverläufe aus (c).

3.3.3 Schwellspannungsverschiebung der Quanteneffizienz

In den vorhergehenden Abschnitten wurde die Auswirkung einer zunehmenden Lochakkumulation auf die mittlere Lebensdauer der akkumulierten Löcher untersucht. Indem die RTD bei genügend großen Spannungen betrieben wurde, wurde eine konstante RTD-Quanteneffizienz, unabhängig von N_h sichergestellt. Um die Auswirkung einer zunehmenden Lochakkumulation auf die RTD-Quanteneffizienz und insbesondere die Position der Schwellspannung zu bestimmen, wurde die lichtinduzierte Spannungsverschiebung $\Delta V(V)$ im Spannungsbereich von $V = 0 \text{ V}$ bis $V = 5 \text{ V}$ bei unterschiedlichen Lichtintensitäten von $P = 8,6 \text{ nW}$ bis hin zu $P = 2,8 \mu\text{W}$ gemessen.

Abbildung 3.17 zeigt $\Delta V(V)$ für $P = 2,8 \mu\text{W}$ als schwarze Kugeln. Für Spannungen $V \leq 0,5 \text{ V}$ ist der Stromfluss durch die RTD gering und liegt unterhalb des Auflösungslimits des verwendeten Setups, sodass für diesen Spannungsbereich keine experimentellen Daten für ΔV vorliegen. Bei in etwa $V = 1,6 \text{ V}$ zeigt $\Delta V(V)$ ein Maximum von $0,9 \text{ V}$. Für höhere Spannungen ist ΔV durch eine abfallende Lebensdauer τ limitiert. Für niedrigere Spannungen ist ΔV durch die RTD-Quanteneffizienz η limitiert. Neben den experimentell bestimmten Daten zeigt Abbildung 3.17 die theoretische Kennlinie nach Gleichung (3.20), mit $\tau(V)$ nach Gleichung (3.11) und $\eta(V)$ nach Gleichung (3.6) sowie einer Kleinsignal-Schwellspannung von $V_{th} = 1,22 \text{ V}$ (siehe Kapitel 3.2.3). Theoretische und experimentelle Kennlinie zeigen eine exzellente Übereinstimmung für den Spannungsbereich $V > 1,75 \text{ V}$, weichen aber für kleinere Spannungen signifikant voneinander ab. Die experimentellen Daten wurden nach Gleichung (3.20) mit V_{th} als einzigem Fitparameter (siehe grün-gestrichelte Linie) gefittet, woraus sich eine Verschiebung der Schwellspannung nach $V_{th} = 1,70 \text{ V}$ ergibt.

Für die übrigen Intensitäten von $P = 0,32 \mu\text{W}$, $P = 49 \text{ nW}$ und $P = 8,4 \text{ nW}$ wird V_{th} analog bestimmt. Die so erhaltenen Funktionen der RTD-Quanteneffizienz $\eta(V)$ sind in Abbildung 3.17 (b) dargestellt. η_0 bleibt auch unter hohen Beleuchtungsintensitäten unverändert. Für hohe einfallende Lichtleistungen induziert eine große Lochakkumulation ein der externen Spannung entgegengesetztes elektrisches Feld innerhalb der GaInNAs-Absorptionsschicht und verschiebt daher die Schwellspannung V_{th} zu höheren Spannungen. V_{th} ist im Einsatz in Abbildung 3.17 (b) als Funktion von P auf logarithmischer Skala abgebildet. Eine deutlich ausgeprägte und lineare Verschiebung von V_{th} hin zu höheren Spannungen mit zunehmender Lichtleistung wird beobachtet.

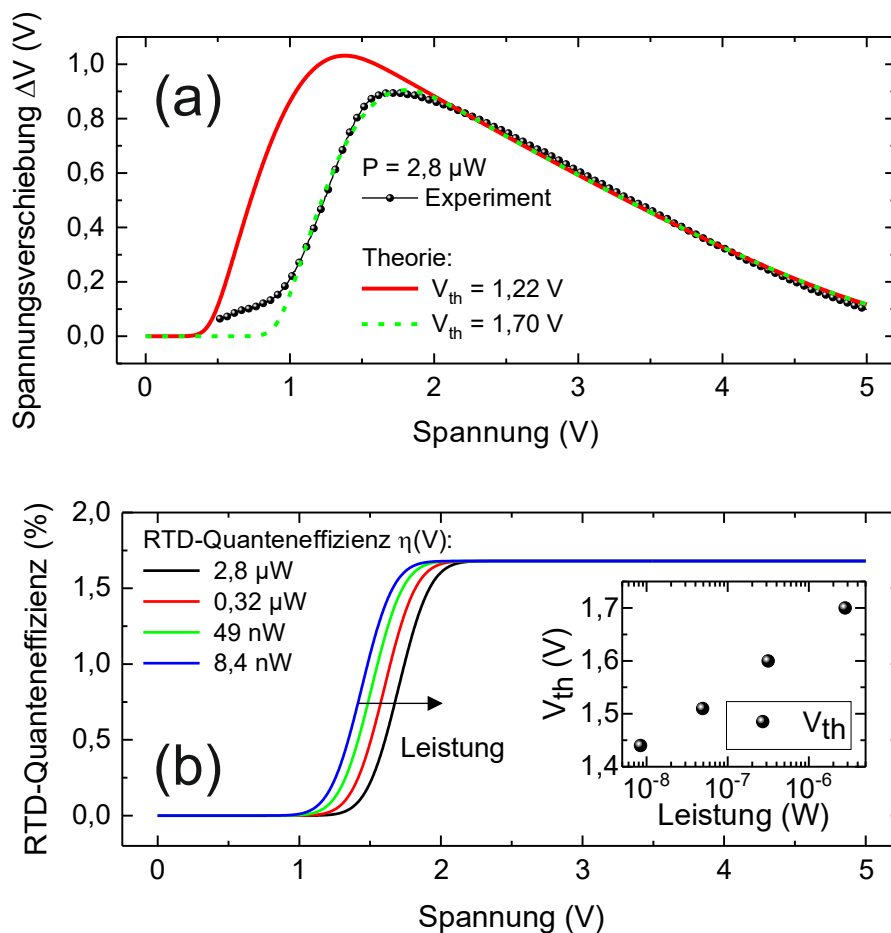


Abbildung 3.17: (a) Lichtinduzierte Spannungsverschiebung ΔV als Funktion der Betriebsspannung für eine einfallende Lichtleistung von $P = 2,8 \mu\text{W}$. Die experimentelle Messkurve ist durch schwarze Kugeln dargestellt. Der berechnete Verlauf von $\Delta V(V)$ mit der Kleinsignal-RTD-Quanteneffizienz-Schwellspannung $V_{th} = 1,22 \text{ V}$ ist als rote durchgezogene Linie gezeigt. Die Fitfunktion nach Gleichung (3.20) mit V_{th} als einzigem freien Parameter ergibt eine Verschiebung der Schwellspannung nach $V_{th} = 1,70 \text{ V}$ und ist als grün gestrichelte Linie dargestellt. (b) RTD-Quanteneffizienz $\eta(V)$ für verschiedene Lichtleistungen von $P = 8,4 \text{ nW}$ bis $P = 2,8 \mu\text{W}$. Für steigende Lichtleistungen verschiebt die Schwellspannung V_{th} der Quanteneffizienz zu höheren Betriebsspannungen. Das Inset zeigt die Schwellspannung der RTD-Quanteneffizienz gegenüber der einfallenden Lichtleistung auf der logarithmischen Skala.

Nachdem die Wirkung einer steigenden Lichtleistung und damit einer erhöhten Minoritätsladungsträgerakkumulation auf die RTD-Quanteneffizienz $\eta(V)$ und die mittlere Verweildauer $\tau(V)$ bestimmt wurde, kann die lichtinduzierte Spannungsverschiebung der $I(V)$ -Kennlinie nun sowohl als Funktion von P als auch von V modelliert werden. Ein entsprechender Vergleich zwischen Experiment (links) und theoretischem Modell (rechts) ist in Abbildung 3.18 gegeben. Dort sind zwei Falschfarbendiagramme von ΔV als Funktion von V und P gezeigt. Orange steht für die maximal gemessene Spannungsverschiebung $\Delta V_{max} = 0,9 \text{ V}$ und blau steht für $\Delta V = 0 \text{ V}$. Theoretisches Modell und Experiment zeigen eine gute Übereinstimmung.

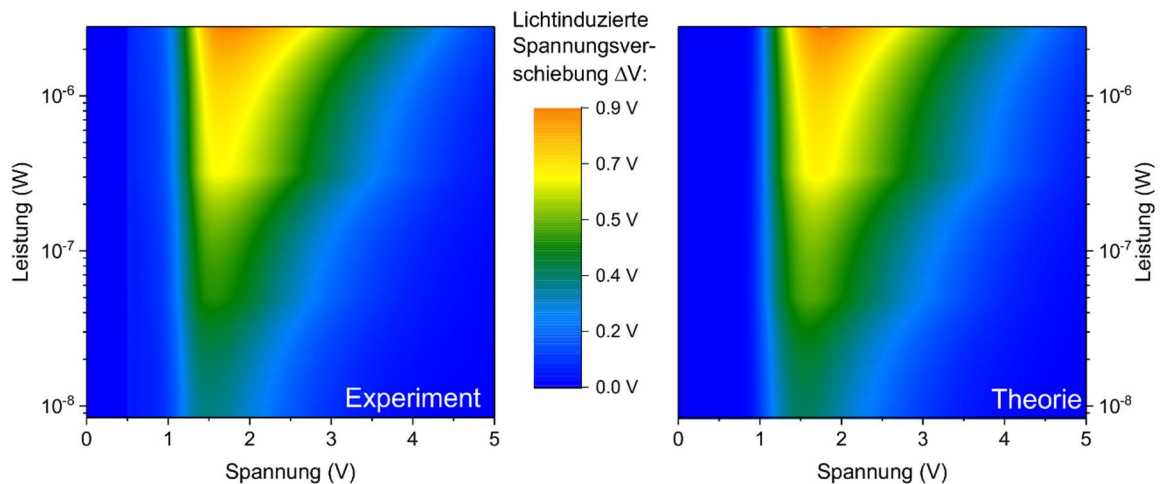


Abbildung 3.18: Vergleich von Experiment (links) und Theorie (rechts). Falschfarbendiagramm der lichtinduzierten Spannungsverschiebung ΔV als Funktion der Betriebsspannung und der einfallenden Lichtleistung. Die Farbe Orange steht für die höchste gemessene Spannungsverschiebung von $\Delta V_{\max} = 0,9 \text{ V}$. Dunkelblaue Farbe steht für keine Spannungsverschiebung.

3.3.4 Bestimmung des idealen Arbeitspunktes

Lineares Regime: Für den Betrieb von Sensoren und Detektoren ist es wünschenswert, wenn deren Sensitivität gegenüber der zu messenden Größe über einen möglichst weiten Bereich konstant ist. In diesem Fall ist der Output eine lineare Funktion der Messgröße. Für RTD-Fotodetektoren gilt das ausschließlich für kleine einfallende Lichtleistungen. Daher ist es entscheidend zu wissen, bis zu welcher kritischen Leistung P_{crit} die RTD-Fotosensitivität als flach und konstant genähert werden kann. P_{crit} lässt sich über Gleichung (3.14) und (3.21) berechnen:

$$P_{\text{crit}}(V) = \frac{h\nu}{\eta(V)\tau(V)\zeta} \times \frac{1}{1-c} \ln\left(\frac{1}{1-c}\right). \quad (3.22)$$

Der Parameter c gibt dabei an, wie stark die Sensitivität von ihrem Kleinsignalwert abweicht. Sinkt $S_V(P)$ beispielsweise auf 99 % des Kleinsignalwerts ab, gilt $c = 0,01$. Aus praktischen Gründen sei angenommen, dass $S_V(P)$ für $c \leq 0,1$ als konstant genähert werden kann. Daraus folgt

$$P_{\text{crit}}(V) = \frac{h\nu}{\eta(V)\tau(V)\zeta} \times 0,117. \quad (3.23)$$

Die kritische Leistung, bis zu der eine lineare Approximation (konstante Sensitivität) gültig ist, ist somit umgekehrt proportional zu S_V .

Signal-zu-Rausch-Verhältnis: Ein allgemeiner Ausdruck zur Beschreibung des Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) ist gegeben durch

$$SNR^2 = \frac{I_{ph}^2}{i_{noise}^2}. \quad (3.24)$$

Im Fall des untersuchten RTD-Fotodetektors ist das Signal der generierte Fotostrom I_{ph} . Das Rauschen ergibt sich aus der Summe der einzelnen Rauschstromquadrate i_n^2 :

$$i_{noise}^2 = \sum_n i_n^2 = i_{DC}^2 + i_{min}^2 + i_{th}^2 \quad (3.25)$$

Diese setzen sich aus dem Rauschstromquadrat des Dunkelstroms i_{DC}^2 , der Minoritätsladungsträger i_{min}^2 und thermisches Rauschen i_{th}^2 zusammen. Das Rauschstromquadrat des Majoritätsladungsträger-RTD-Dunkelstroms ist durch Schrotrauschen bestimmt und berechnet sich zu:

$$i_{DC}^2 = 2q_0 \gamma_F I_{dark} \Delta f. \quad (3.26)$$

Dabei ist q_0 die Elementarladung, Δf die Bandbreite und γ_F der sogenannte Fano-Faktor, der die Erhöhung oder Unterdrückung des Schrotrauschens quantifiziert [104], [105]. γ_F entspringt zeitlichen Korrelationsmechanismen, die den Ladungsträgerfluss beeinflussen. Dazu gehören beispielsweise das Pauli-Ausschlussprinzip. Abhängig vom Arbeitspunkt in RTDs ist es möglich das Schrotrauschen deutlich zu reduzieren [106]–[111].

Der Stromverstärkungsmechanismus unterscheidet nicht zwischen der Herkunft der Minoritätsladungsträger und multipliziert den Strom photogenerierter I_{PG} , thermisch generierter I_{DG} (Generation-Rekombinations-Dunkelstrom) und über Hintergrundstrahlung erzeugte Komponente I_{BG} gleichermaßen:

$$i_{min}^2 = 2q_0 M^2 F (I_{PG} + I_{DG} + I_{BG}) \Delta f. \quad (3.27)$$

Mit dem Multiplikationsfaktor M und dem Zusatzrauschfaktor F (*engl.: excess noise factor*). In APDs wird F maßgeblich durch das Verhältnis von Elektron- zu Loch-Ionisationskoeffizienten bestimmt. In Bauteilen aus Materialien mit möglichst unterschiedlich großen Ionisationskoeffizienten ist praktisch nur eine Ladungsträgerart in der Lage Stoßionisationen durchzuführen und zur Ladungsträgermultiplikation beizutragen, sodass $F \rightarrow 1$ [112]. In unipolaren Bauteilen ist dies automatisch gegeben, sodass sich der RTD-Fotodetektor gegenüber herkömmlichen APDs durch einen Zusatzrauschfaktor von $F = 1$ auszeichnet.

Das thermische Rauschen (auch Johnson-, oder Johnson-Nyquist-Rauschen genannt) entsteht durch temperaturbedingte Ladungsträgerfluktuationen in elektrischen Leitern/Widerständen. Es ist gegeben durch:

$$i_{th}^2 = \frac{4k_B T \Delta f}{R}. \quad (3.28)$$

Das SNR lässt sich mittels Gleichung (2.18) darstellen

$$SNR^2 = \frac{(\eta R_\lambda \cdot P)^2}{2q_0 \Delta f \frac{\gamma_F}{M^2} I_{dark} + 2q_0 F (I_{PG} + I_{DG} + I_{BG}) \Delta f + 4k_B T \Delta f \frac{1}{R M^2}} \quad (3.29)$$

Aus Gleichung (3.29) ist ersichtlich, dass der RTD-Verstärkungsfaktor das Signal-zu-Rausch-Verhältnis reduzieren kann, indem die Gewichtung des ersten und dritten Terms im Nenner verringert wird. Über das SNR lässt sich nach Gleichung (3.29) zudem die rauschäquivalente Leistung (NEP) bestimmen.

Rauschäquivalente Leistung NEP: die rauschäquivalente Leistung ist allgemein als die Leistung definiert, die nötig ist, um innerhalb der gegebenen Bandbreite ein $SNR = 1$ zu erhalten. Im Fall der Kleinsignalnäherung und unter der Annahme, dass I_{DG} und I_{BG} verglichen mit dem Majoritätsladungsträger-Tunnelstrom I_{dark} vernachlässigbar klein ist, kann das NEP als Funktion der Betriebsspannung berechnet werden:

$$NEP(V) = 1/S_I \cdot \sqrt{2q_0 \gamma_F I_{dark}(V) + \frac{4k_B T}{R}}. \quad (3.30)$$

Abbildung 3.19 zeigt die nach Gleichung (2.18) berechnete rauschäquivalente Leistung unter Verwendung experimentell bestimmten $I_{dark}(V)$ und $S_I(V)$ -Charakteristiken sowie $\gamma_F = 1$ und $T = 295 \text{ K}$ für den RTD-Fotodetektor ohne Berücksichtigung thermischen Rauschens (schwarze Kugeln) und unter Berücksichtigung thermischen Rauschens am Beispiel eines typischen Lastwiderstands von $R = 1,0 \text{ k}\Omega$. Durch die ausgeprägten nichtlinearen $I_{dark}(V)$ und $S_I(V)$ -Charakteristiken ist auch $NEP(V)$ eine nichtlineare Funktion, die ein Minimum nahe des S_I -Maximums aufweist.

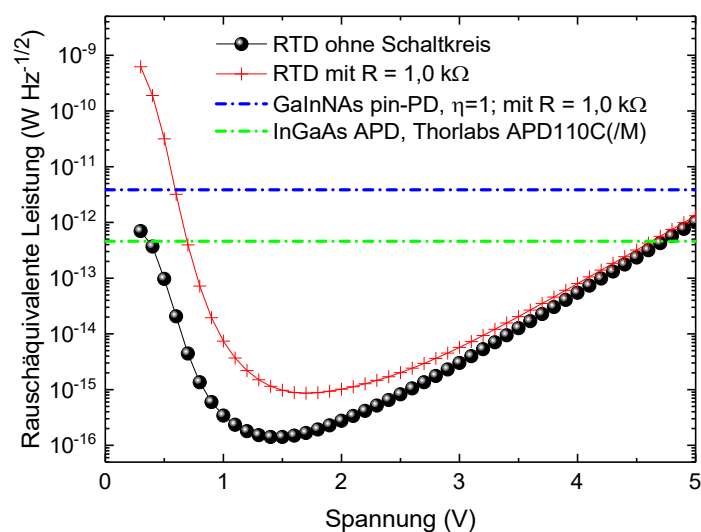


Abbildung 3.19: Rauschäquivalente Leistung als Funktion der Betriebsspannung des RTD-Fotodetektors nach Gleichung (2.18) ohne Berücksichtigung thermischen Rauschens (schwarze Kugeln) und unter Berücksichtigung thermischen Rauschens am Beispiel eines Lastwiderstands $R = 1,0 \text{ k}\Omega$ (rote Kreuze). Durch die nichtlinearen $I_{\text{dark}}(V)$ - und $S_i(V)$ -Charakteristiken ist auch die NEP eine nichtlineare Funktion von V . Die blau und grün gestrichelten Linien markieren die NEP-Werte einer GaInNAs-pin-Fotodiode mit $R = 1,0 \text{ k}\Omega$, $M = 1$ und $\eta = 1$ beziehungsweise einer kommerziell erhältlichen InGaAs-APD (Thorlabs APD110C(/M))

3.3.5 Fazit/Zusammenfassung

Die Sensitivität von RTD-Fotodetektoren ist nicht konstant und von einfallender Lichtleistung und Betriebsspannung abhängig. Während Ladungsträgerakkumulation photogenerierter Löcher nahe der Resonanztunnelstruktur die Grundlage für die Lichtsensitivität der RTD und deren hohe Ladungsträgermultiplikation ist, beeinflusst sie jedoch gleichermaßen interne Parameter, die den Akkumulationsprozess steuern. Es konnte gezeigt werden, dass die Lebensdauer für steigende Lochpopulationen exponentiell abfällt. Steigt die Lochpopulation, so steigen unter anderem der Spannungsabfall über die RTS oder das Quasi-Fermi-Level, was zur Lebensdauerreduktion beiträgt. Die RTD-Quanteneffizienz kann über weite Spannungs- und Leistungsbereiche als konstant betrachtet werden. Eine Ausnahme bildet der Fall, wenn die RTD nahe der Quanteneffizienzschwellschwelle betrieben wird, welche mit zunehmender Beleuchtungsintensität zu höheren Spannungswerten verschiebt. Unter Berücksichtigung dieser Abhängigkeiten, kann die RTD-Lichtsensitivität mittels einer simplen Ratengleichung beschrieben werden. Unter Dauerstrichbeleuchtung lässt sich diese analytisch lösen. Die resultierende Lambert-W Funktion beschreibt die lichtinduzierte Spannungsverschiebung als Funktion der einfallenden Lichtleistung und Betriebsspannung und gilt über den gesamten untersuchten Spannungs- und Leistungsbereich. Zusammen mit der $I(V)$ -Charakteristik im Dunkeln lässt sich der Fotostrom bestimmen. Die Ratengleichung kann numerisch gelöst werden, um die Antwortfunktion des RTD-Fotodetektors auf zeitlich modulierte Lichtsignale zu berechnen.

4 GaSb-basierte Doppelbarrieren-RTDs

Die drei Halbleiter GaSb, InAs und AlSb der sogenannten 6,1-Å-Familie decken eine weite Spanne an Bandlückenenergien und einzigartigen Materialeigenschaften ab, was sie für Anwendungen in der Hochfrequenz-Elektronik und als optoelektronische Halbleiter-Bauelemente für den mittleren infraroten (MIR) Spektralbereich besonders geeignet macht [113], [114]. Über die letzten Jahre hinweg lag der Fokus der anwendungsbezogenen Forschung auf Lichtquellen und -detektoren für den MIR-Spektralbereich [115], [116]. Insbesondere der Fortschritt im Bereich von Interbandkaskaden-Lasern (ICL) und Interbandkaskaden-Detektoren (ICD) mit Typ-II Übergitterabsorptionsschichten hat das Forschungsfeld vorangetrieben [117]–[120].

In einer kürzlich erschienenen Publikation, die zu Teilen im Rahmen der Arbeiten zu dieser Dissertation entstanden ist, wurde ein Alternativkonzept für MIR-Photodetektoren vorgestellt, welches auf Resonanztunneldioden bestehend aus Halbleitern der 6,1-Å Familie basiert [121]. Resonanztunneldioden können als schnelle, rauscharme Verstärker schwacher, optisch erzeugter elektrischer Signale ausgenutzt werden. Im Gegensatz zu Lawinen-Photodioden (APDs, *engl.: avalanche photo diodes*), bei denen der Verstärkungsfaktor seinen Ursprung in der Ladungsträgermultiplikation durch Stoßionisationsprozesse hat, beruht das RTD-Fotodetektionsprinzip auf der Modulation eines sensitiven resonanten Tunnelstroms durch eine Coulomb-Wechselwirkung in Gegenwart photogenerierter Minoritätsladungsträger. Dieser Mechanismus liefert sehr hohe Verstärkungsfaktoren von über mehreren Hunderttausend bei ausgesprochen niedrigen Betriebsspannungen. In *Unterkapitel 4.1* werden der Wachstums- und der Fabrikationsprozess der untersuchten AlAsSb/GaSb-DBQW-RTDs beschrieben.

In *Unterkapitel 4.2* wird Elektrontransport durch eine AlSb/GaSb-DBQW-Resonanztunnelstruktur untersucht. Bei Tieftemperatur kann stark ausgeprägtes resonantes Tunneln

von Elektronen beobachtet werden. Bisher unerreicht hohe Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnisse von $PVCR = 20,4$ deuten auf exzellente Qualität des Halbleiterkristallwachstums und des Fabrikationsprozesses hin. Trotzdem kann resonantes Tunneln bei Raumtemperatur nicht mehr beobachtet werden. Dies wird einer Besonderheit des Halbleiters GaSb zugeschrieben, welche dafür sorgt, dass bei Raumtemperatur die Mehrheit der Elektronen Zustände am L-Punkt, anstelle des Γ -Punktes besetzt.

In *Unterkapitel 4.3* wird erstmalig demonstriert, dass durch die Integration eines GaInSb- oder GaAsSb- Emitter-Vorquantentopfes in die AlAsSb/GaSb-DBQW-RTS resonantes Tunneln von Elektronen bei Raumtemperatur realisiert werden kann. Die Raumtemperatur-PVCR sind $PVCR = 1,45$ beziehungsweise $PVCR = 1,36$.

In *Unterkapitel 4.4* wird der Einfluss des As-Stoffmengenanteils des GaAsSb-Emitter-Vorquantentopfes und der AlAsSb-Tunnelbarriere untersucht. Eine Erhöhung der As-Stoffmengenkonzentration führt zu einem erhöhten Raumtemperatur-PVCR mit Werten von bis zu $PVCR = 2,36$ bei gleichzeitig reduziertem Tieftemperatur-PVCR. Die reduzierte Tieftemperatur-Leistungsfähigkeit wird auf eine zunehmend degradierende Kristallqualität durch steigenden As-Stoffmengenanteil zurückgeführt.

4.1 Wachstum und Fabrikation der Proben

Die untersuchten Proben Ref-1, RTD-1, RTD-2, RTD-3, RTD-4, RTD-5 und RTD-6 wurden mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) auf Te-dotierte GaSb (100) Substraten mit einer Dotierkonzentration von $n = 1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ gewachsen. Die MBE-Wachstumschamber war mit Feststoff-Effusionszellen zur Evaporation der Gruppe-III Elemente (Al, Ga, In) sowie den Dotierstoffen (Be, Si, Te) ausgestattet. Die Gruppe-V Elemente (As, Sb) wurden über Feststoffcracker mit Nadelventil bereitgestellt. Die Substrattemperatur wurde mittels Pyrometer kontrolliert. Zum Entfernen von Oxiden und anderen Verunreinigungen der Substratoberfläche wurde vor dem Probenwachstum eine Oxid-Desorption unter Sb-Stabilisationsfluss bei einer Substrattemperatur von $T_{sub} = 580 \text{ °C}$ durchgeführt. Die Wachstumsraten und Schichtdicken der einzelnen Halbleiterschichtstrukturen wurden mittels Querschnitts-Rasterelektronenmikroskopie (REM) überprüft und bestätigt. Die Dotierprofile wurden mittels Flugzeit-Sekundärionen-Massenspektroskopie (TOF-SIMS, engl.: *Time-of-Flight Secondary Ion Mass Spectroscopy*) überprüft und bestätigt. Hochauflösende Röntgenbeugung (HR-XRD, engl.: *High-Resolution X-Ray Diffraction*) wurde verwendet, um die molaren Zusammensetzungen der einzelnen ternären und quaternären Halbleiterschichten zu überprüfen.

Kreisförmige RTD-Mesa-Strukturen mit Durchmessern von $d = 2 \text{ }\mu\text{m}$ bis $d = 14 \text{ }\mu\text{m}$ wurden mittels optischer Lithographie und trockenchemischem Ätzen definiert. In Abbildung 4.1 (a) ist die Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme einer solchen RTD-Mesa dargestellt. Die Aufnahme zeigt eine RTD-Mesa direkt nach dem trockenchemischen Ätzprozess. Die Ätzmaske (dunkler Kontrast) befindet sich noch auf der RTD-Mesa. Der trockenchemische Ätzprozess zeichnet sich im Gegensatz zu

nasschemischem Ätzen durch eine hohe Anisotropie aus. Dadurch ist es möglich, besonders steile Ätzflanken zu realisieren (siehe Abbildung 4.1 (b)). Die untersuchten Proben werden jeweils bei in etwa 50 nm unterhalb der Doppelbarrieren-Struktur geätzt. Schichten mit hohem Aluminiumgehalt weisen in der Regel eine erhöhte Ätzrate auf, wodurch sich mittels REM-Aufnahme gut überprüfen lässt, ob die gewünschte Äztiefe erzielt werden konnte.

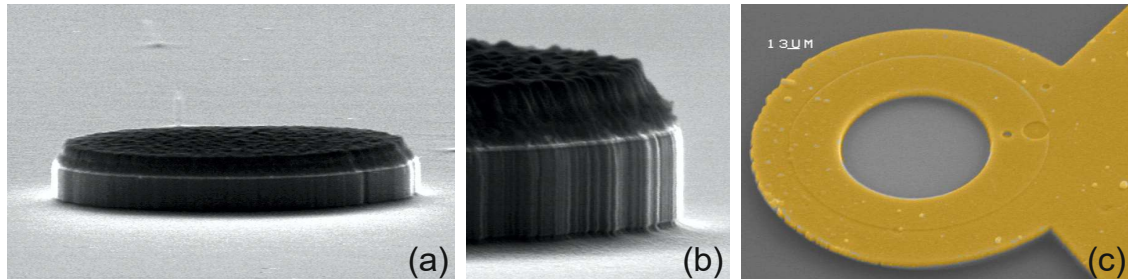


Abbildung 4.1: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen der RTD. (a) RTD-Mesa nach dem Ätzprozess. Die Ätzmaske (dunkler Kontrast) befindet sich noch auf der Mesa. (b) Detaillierte Aufnahme der Ätzflanke der RTD-Mesa. (c) Au-Ringkontakt auf einer RTD-Mesa mit Durchmesser von $d = 13 \mu\text{m}$.

Zur Seitenwandpassivierung und elektrischen Isolation der Probe wurde das Polymer BCB (Benzocyclobuten) eingesetzt. Es wurden keine weiteren Oberflächenpassivierungsschritte vorgenommen. Auf der Substratseite wurden die RTDs mit einem AuGe/Ni/Au Kontakt kontaktiert. Auf der Oberseite wurden ringförmige Ti/Au Kontakte auf die RTD-Mesa-Strukturen aufgetragen. In Abbildung 4.1 (c) ist eine fertig prozessierte RTD mit Au-Ringkontakt am Beispiel einer RTD-Mesa mit Durchmesser von $13 \mu\text{m}$ gezeigt. Die Ringkontakt-Geometrie ermöglicht sowohl eine gute elektrische Kontaktierung der einzelnen Dioden als auch den optischen Zugang und ist bereits für RTD-Fotodetektoren auf GaAs-Basis etabliert. Alternative Kontakt-Geometrien sind freistehende Kreuze [40], [62], [63], transparente plasmonische Metall-Übergitter [64], oder die sogenannte Nanoinjektor-Geometrie [65]–[68].

4.2 AlSb/GaSb-Doppelbarrieren-Quantentopf RTD

Das GaSb/InAs/AlSb-Halbleitermaterialsystem hat bereits verschiedene Resonanztunnelstrukturen mit einzigartigen Eigenschaften hervorgebracht [114], [122], [123]. Beispielsweise nutzen Resonanz-Interbandtunneldioden die gebrochene Bandlücke des GaSb/InAs-Heteroübergangs aus, was zu niedrigen Resonanzspannungen von bis zu lediglich $V_{res} = 90 \text{ mV}$ führt [124]. Bei Betriebsspannungen, die die Resonanzspannung überschreiten, sorgt „Bandgap-Blocking“ für Raumtemperatur-Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnissen von deutlich über 20 [125], [126]. RTDs mit AlSb-Doppelbarriere und InAs-Quantentopf und -Kontaktregionen hingegen wurden hauptsächlich als Hochfrequenzbauelemente mit Oszillationsfrequenzen bis zu $f = 712 \text{ GHz}$ untersucht [13], [127].

Trotz der vorteilhaften Eigenschaften (Betrieb bei niedriger Spannung, hohes PVCR, Hochfrequenzbetrieb) sind die meisten Resonanz- und Resonanz-Interbandtunneldioden der $6,1\text{-\AA}$

Familie nur schlecht als Fotodetektor geeignet. Der versetzte (InAs/AlSb) beziehungsweise gebrochene (InAs/GaSb) Typ-II-Heteroübergang ist nicht geeignet, eine ausreichende Akkumulation von Minoritätsladungsträgern an der Resonanztunnelstruktur sicherzustellen. Die AlSb/GaSb DBQW RTS ähnelt der herkömmlicher AlGaAs/GaAs-RTDs und bietet einen stark ausgeprägten Typ-I Bandübergang mit großen Energiebarrieren in Valenz- und Leitungsband [128]. Überraschenderweise sind AlSb/GaSb-DBQW-RTDs bisher kaum untersucht. Obwohl resonantes Tunneln von Elektronen und auch Löchern bei Tieftemperatur beobachtet werden konnte [128]–[132], gibt es bislang keine Demonstration resonanten Tunnelns bei Raumtemperatur. Die veröffentlichten Studien sind zum aktuellen Zeitpunkt in etwa 20 Jahre alt und stammen von einer einzigen Arbeitsgruppe.

Um zu überprüfen, ob das bei Raumtemperatur nicht vorhandene resonante Tunneln an Materialeigenschaften liegt oder am damals weniger fortgeschrittenen Wachstums- und Fabrikationsprozess von Antimoniden Halbleitern, wurde der elektrische Transport in AlSb/GaSb-DBQW-RTDs über einen weiten Temperaturbereich untersucht. Die RTD besteht aus zwei 4,5 nm dicken, binären AlSb-Tunnelbarrieren, die einen 5 nm breiten GaSb-Quantentopf einschließen. Die RTS selbst sowie die vorangehenden und nachfolgenden 20 nm GaSb sind undotiert, während die Dotierkonzentration des Kollektor- und Emitterkontakts beträgt $n = 1,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Die Probe wurde im He-Flusskryostaten auf eine Temperatur von $T = 4,2 \text{ K}$ gekühlt. Die $I(V)$ -Kennlinie wurde für positive und negative Betriebsspannungen gemessen. Danach wurde die Temperatur schrittweise bis auf Raumtemperatur erhöht und eine Temperaturserie der $I(V)$ -Kennlinien gemessen.

Abbildung 4.2 (a) zeigt die $I(V)$ -Kennlinie einer RTD mit Durchmesser von $d = 8 \mu\text{m}$ für positive sowie negative Betriebsspannungen für eine Temperatur von $T = 4,2 \text{ K}$. Die $I(V)$ -Kennlinie zeigt im positiven eine Resonanz bei $V_{res} = 2,16 \text{ V}$ und im negativen bei $V_{res} = -3,10 \text{ V}$. Die Resonanzströme für positive beziehungsweise negative Spannungen sind mit $I_{res} = 48,1 \mu\text{A}$ und $I_{res} = -48,4 \mu\text{A}$ betragsmäßig nahezu identisch. Aus den Talströmen von $I_{val} = 2,36 \mu\text{A}$ und $I_{val} = -4,80 \mu\text{A}$ berechnen sich die Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnisse zu $PVCR = 20,4$ und $PVCR = 10,1$. Aufgrund des symmetrischen Designs der Heterostruktur und des Dotierprofils ist eine symmetrische $I(V)$ -Kennlinie zu erwarten. Diese Symmetrie findet sich in den nahezu identischen Beträgen der Resonanzströme, was von einer guten Prozesskontrolle des Wachstums mit hoher Symmetrie der DBQW-RTS zeugt. Die unterschiedlichen Beträge der Resonanzspannung lassen sich auf eine asymmetrische Kontaktierung zurückführen sowie nicht-Ohm'sche Kontakte mit Vorzugsrichtung zurückführen, was sich in den unterschiedlich großen Hysterese-Breiten von $\Delta V_{Hys} = 0,13 \text{ V}$ (Vorwärtsspannung) und $\Delta V_{Hys} = 0,57 \text{ V}$ (Rückwärtsspannung) äußert.

Abbildung 4.2 (b) zeigt die $I(V)$ -Kennlinien unter Vorwärtsspannung gemessen bei $T = 4,2 \text{ K}$ (blau), $T \approx 150 \text{ K}$ (grün) und bei Raumtemperatur ($T = 295 \text{ K}$, rot). Unter Erhöhung der Temperatur kommt es zu einer Reduktion des Resonanzstroms, während der Talstrom stark steigt. Bei $T = 150 \text{ K}$ ist das PVCR bereits auf einen Wert von $PVCR = 5,6$ gesunken. Bei Raumtemperatur kann resonantes Tunneln der Elektronen nur noch in Form einer kleinen Schulter bei $V \approx 1,6 \text{ V}$ beobachtet werden.

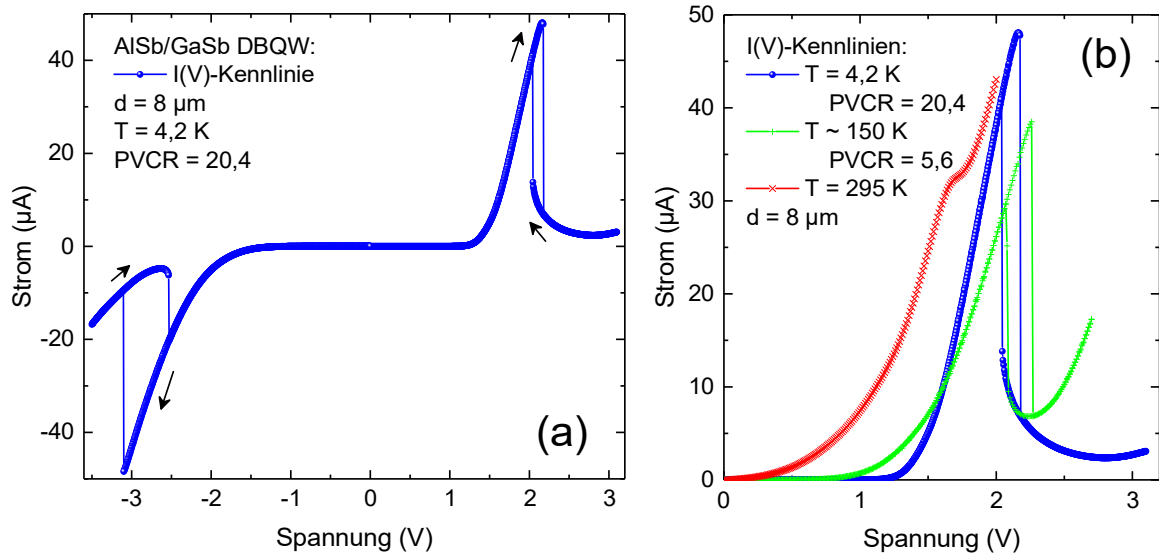


Abbildung 4.2: $I(V)$ -Kennlinien einer RTD mit Durchmesser von $d = 8 \mu\text{m}$. (a) Vorwärts- und Rückwärtskennlinie bei einer Temperatur von $T = 4,2 \text{ K}$. (b) Vorwärtskennlinien bei drei unterschiedlichen Temperaturen: $T = 4,2 \text{ K}$ (blau), $T \approx 150 \text{ K}$ (grün) und $T = 295 \text{ K}$ (rot). Bei $T = 295 \text{ K}$ ist kein resonantes Tunneln mehr beobachtbar.

Die RTD-Kennlinie wird zum einen über die Ladungsträger-Versorgungsfunktion und zum anderen über die Transmissionsfunktion der RTS bestimmt. Die Versorgungsfunktion entspricht dabei prinzipiell der Ladungsträgerdichtefunktion und verknüpft die Konzentration der im Emitter zur Verfügung stehender Ladungsträger mit ihrer Energie. Die Transmissionsfunktion beschreibt die möglichen Transportkanäle in Abhängigkeit der Energie. Für eine möglichst ideale RTD- $I(V)$ -Kennlinie ist es beispielsweise notwendig, möglichst alle Transportkanäle, mit Ausnahme kohärenten resonanten Tunnelns, zu schließen. Leckströme über leitende Randkanäle können über einen optimierten Ätzprozess sowie Seitenwandpassivierung minimiert werden. Nichtkohärente Tunnelkanäle über Störstellenstreuung können über ein optimiertes Kristallwachstum reduziert werden. Eine Reduktion der Temperatur schließt gleich mehrere unerwünschte Transportkanäle, indem thermionische Emission, thermisch-assistiertes Tunneln sowie Tunneln unter Phonon-Streuung unterdrückt werden.

Die Tieftemperaturkennlinie mit ihrem hohen PVCR deutet auf eine exzellente Kristallqualität der Schichtstruktur und des Fabrikationsprozesses der Dioden hin. Die AlSb-Barrieren im Leitungsband sind mit einer Höhe von $\Delta E_b \gtrsim 1 \text{ eV}$ verhältnismäßig hoch, was eine effektive Unterdrückung thermionischer Transportkanäle mit sich bringt. Daher erscheint es naheliegend, dass die Abwesenheit einer Resonanz in der Raumtemperaturkennlinie durch einen alternativen Mechanismus bedingt ist. Dieser begründet sich in den grundlegenden Materialeigenschaften von GaSb und wurde zuerst von *Jimenez et al.* beschrieben [128]. Vereinfacht ausgedrückt gibt es bei Raumtemperatur nicht mehr genügend Elektronen die Zustände am Γ -Punkt einnehmen, um einen signifikanten resonanten Tunnelstrom zu generieren.

Abbildung 4.3 zeigt eine Skizze der Bandstruktur des binären Verbindungshalbleiters GaSb. Wie auch InAs und GaAs wird GaSb zu den direkten Halbleitern gezählt. Das bedeutet, dass sich das globale Leitungsbandminimum am Γ -Punkt befindet. Bei Raumtemperatur beträgt die Bandlückenenergie $E_{gap} = 0,727 \text{ eV}$ [70].

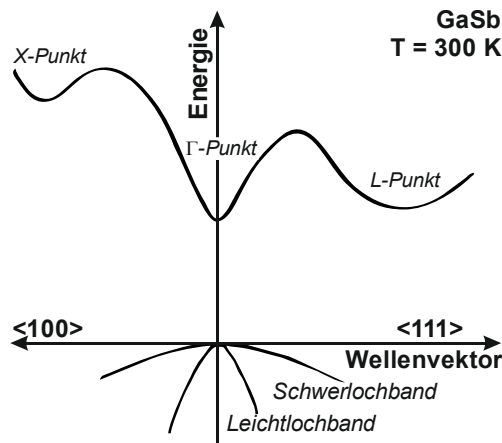


Abbildung 4.3: Skizze der GaSb-Bandstruktur. Bei Raumtemperatur befindet sich das Leitungsbandminimum am L-Punkt nur ca. 26 meV über dem Minimum am Γ -Punkt, sodass aufgrund der höheren Zustandsdichte am L-Punkt ein signifikanter Teil der Elektronen am L-Punkt lokalisiert ist [70].

Abbildung 4.4 (a) zeigt die Energie des LB-Minimum von Γ - (schwarz) und L-Punkt (rot) als Funktion der Temperatur nach Ref. [70]. Bei tiefen Temperaturen nahe des absoluten Nullpunkts liegt das L-Punkt-Minimum von GaSb lediglich circa 60-100 meV oberhalb des Γ -Punkt-Minimums [70], [133], [134]. Mit Erhöhung der Temperatur kommt es zu einer Reduzierung der Bandlückenenergien, wobei das L-Punkt-Minimum stärker betroffen ist [133]. Infolgedessen verringert sich die Energieseparation zwischen Γ - und L-Punkt mit steigender Temperatur. Bei Raumtemperatur beträgt diese lediglich $\Delta E_{\Gamma L} = 26 \text{ meV}$. Bei $T \approx 460 \text{ K}$ liegen beide LB-Minima auf dem gleichen energetischen Niveau. Bei einer weiteren Erhöhung der Temperatur wird GaSb schließlich zum indirekten Halbleiter. Das hat in Kombination mit der höheren Zustandsdichte am L-Punkt (vierfache Entartung und höhere effektive Masse) zur Folge, dass ein signifikanter Anteil der Elektronen im Leitungsband Zustände im L-Punkt besetzt [70].

Abbildung 4.4 (b) zeigt die Elektronendichte am Γ -Punkt (schwarze Kugeln) und am L-Punkt (rote Kreuze) für einen n-dotierten GaSb Volumenhalbleiter mit $n = 1,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ als Funktion der Temperatur. Bereits für Temperaturen $T > 125 \text{ K}$ besetzt die Mehrzahl an Elektronen Zustände am L-Punkt. Der zugrundeliegende Mechanismus wird im folgenden Absatz genauer illustriert.

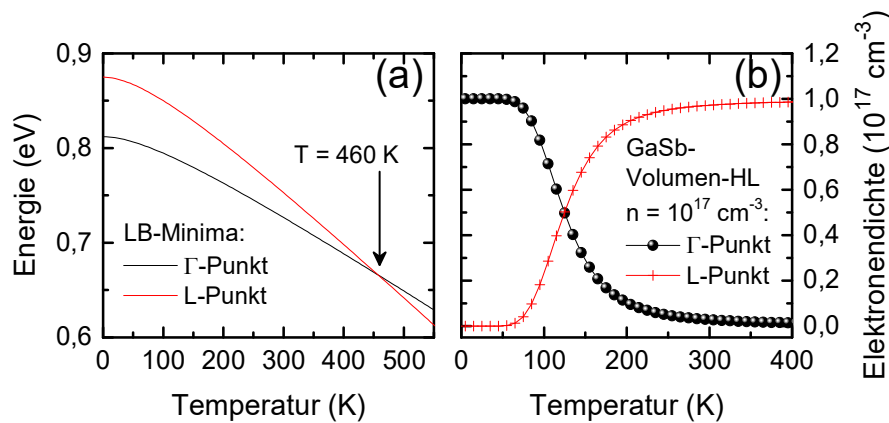


Abbildung 4.4: (a) Leitungsband- (LB) Minima am Γ - und am L-Punkt als Funktion der Temperatur dargestellt als schwarze beziehungsweise rote Linie. (b) Elektronendichte als Funktion der Temperatur für n-dotiertes GaSb mit $n = 1,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Abbildung 4.5 (a) skizziert die Zustandsdichte im Leitungsband unter der Näherung parabolischer Bänder als Funktion der Energie. Die Zustandsdichte am Γ -Punkt ist als schwarze Linie dargestellt, die Zustandsdichte am L-Punkt als blau-gestrichelte Linie ($T = 77 \text{ K}$) beziehungsweise als rote Linie ($T = 300 \text{ K}$). Das Energieminimum am Γ -Punkt wird als Referenzpunkt auf 0 eV gesetzt. Das Niveau der Fermi-Energie wird über die schwarz-gestrichelte Linie angedeutet und ist exemplarisch für einen n-dotierten (entarteten) Halbleiter auf 10 meV gesetzt. Abbildung 4.5 (b) zeigt die Fermi-Verteilung für die zwei unterschiedlichen Temperaturen von $T = 77 \text{ K}$ (blau-gestrichelt) und bei $T = 300 \text{ K}$ (rot). Abbildung 4.5 (c) zeigt die kombinierte Ladungsträgerdichte aus Γ - und L-Band als Funktion der Energie für die Temperaturen $T = 77 \text{ K}$ (blau-gestrichelt) und bei $T = 300 \text{ K}$ (rot).

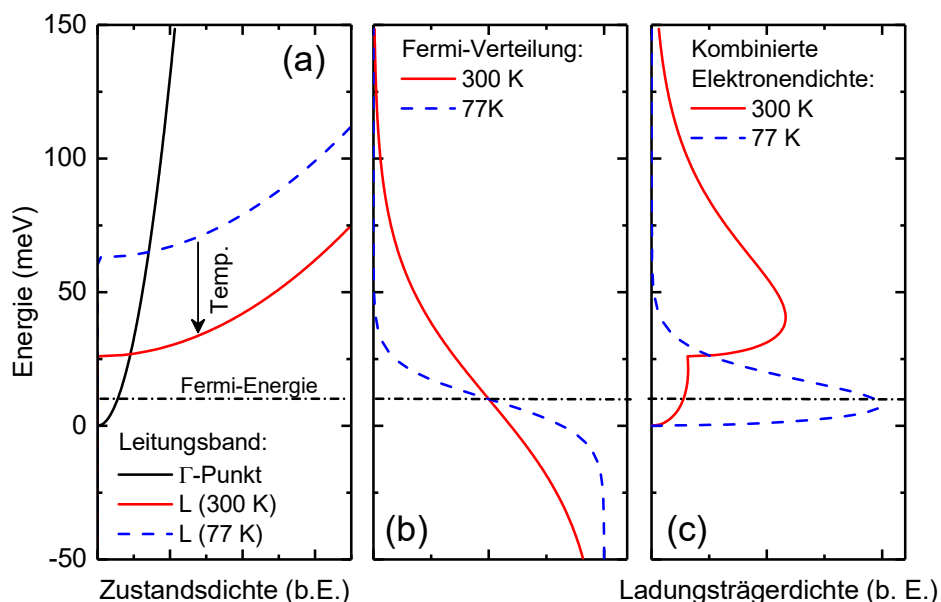


Abbildung 4.5 (a) Zustandsdichte als Funktion der Energie für den Γ -Punkt (schwarz) sowie den L-Punkt bei einer Temperatur von $T = 77 \text{ K}$ (blau gestrichelt) und bei $T = 300 \text{ K}$ (rote). Das Niveau der Fermi-Energie ist über die schwarz gestrichelte Linie angedeutet. (b) Fermi-Verteilung bei $T = 300 \text{ K}$ (rot) und $T = 77 \text{ K}$ (blau gestrichelt). (c) Kombinierte Elektronendichte für $T = 77 \text{ K}$ (blau gestrichelt) und $T = 300 \text{ K}$ (rot).

4.3 Resonantes Tunneln bei Raumtemperatur durch Injektion aus Vorquantentopf

Im folgenden Unterkapitel werden die elektrischen Transporteigenschaften von AlAsSb/GaSb-DBQW-RTDs mit pseudomorph gewachsenen, ternären Vorquantentopffemittern untersucht. Der primäre Zweck der Vorquantentopfstrukturen ist die Erhöhung der Energieseparation zwischen Γ - und L-Punkt und damit einhergehend die Unterdrückung von Elektrontransport über L-Kanäle. Zusätzlich ist bei genügend tiefen Vorquantentopfstrukturen aufgrund von Quantisierungseffekten mit einer Verbesserung der RTD-Transporteigenschaften zu rechnen.

4.3.1 Probedesign

Abbildung 4.6 zeigt den Schichtstrukturaufbau der untersuchten Proben RTD-1, RTD-2 und RTD-3. Dotierprofil, Schichtdicken und Komposition der Schichtstrukturen sind in tabellarischer Form in Abbildung 4.6 (a) dargestellt. Abbildung 4.6 (b) zeigt eine Rasterelektronenmikroskop-Querschnittsaufnahme der gewachsenen Schichtstruktur von RTD-1. Aluminiumhaltige Regionen können durch ihren dunkleren Kontrast identifiziert werden. Auf diese Weise ist es möglich die Lage der DBQW-RTS sowie die verschiedenen Schichtdicken zu verifizieren. Zunächst wurden 300 nm n-dotiertes GaSb mit einer Dotierkonzentration von $n = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ gewachsen, gefolgt von 120 nm GaSb mit reduzierter Dotierkonzentration von $n = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Die n-Dotierung wurde über Te realisiert. Anschließend wurde die undotierte Resonanztunnelstruktur gewachsen, angefangen mit zunächst 20 nm GaSb, gefolgt von einem 7 nm breiten Emitter-Vorquantentopf und zwei 4,5 nm dicken AlAs_{0,1}Sb_{0,9}-Tunnelbarrieren, die einen 5 nm breiten Quantentopf einschließen. Weitere 27 nm GaSb stellen die RTS fertig. Die n-dotierte Kollektor-Kontaktregion beginnt mit 120 nm GaSb mit $n = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und wird durch ein n-dotiertes, gitterangepasstes, quaternäres optisches Fenster aus 220 nm Al_{0,3}Ga_{0,7}As_{0,03}Sb_{0,07} mit $n = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und einer 10 nm breiten GaSb-Deckschicht abgeschlossen. Die drei Proben RTD-1, RTD-2 und RTD-3 unterscheiden sich in der Komposition von Vorquantentopf und Quantentopf. Bei RTD-1 (Referenzprobe) bestehen Vorquantentopf und Quantentopf aus binärem GaSb. Bei RTD-2 bestehen Vorquantentopf und Quantentopf aus ternärem, pseudomorph gewachsenem Ga_{0,84}In_{0,16}Sb, bei RTD-3 aus ternärem, pseudomorph gewachsenem GaAs_{0,05}Sb_{0,95}. Im Vergleich zur in Kapitel 4.2 untersuchten AlSb/GaSb-DBQW-RTS weist RTD-1 zwei Modifikationen auf. Zum einen handelt es sich dabei um die AlAs_{0,1}Sb_{0,9}-Tunnelbarrieren und um das optische Fenster aus Al_{0,3}Ga_{0,7}As_{0,03}Sb_{0,07}. Das Beimischen von ca. 10 % As zu AlSb ermöglicht zum einen unverspanntes, gitterangepasstes Kristallwachstum, zum anderen sollte so die Barrierenhöhe im Valenzband gesteigert werden. Das optische Fenster wurde gewählt, um einen besseren optischen Zugang zur RTS zu haben.

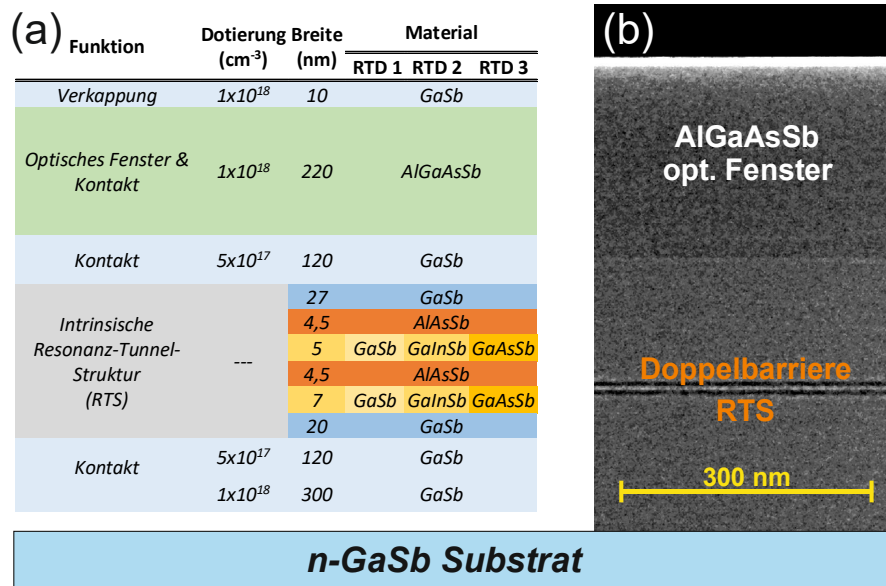


Abbildung 4.6: (a) Tabellarische Darstellung der Schichtstrukturen der drei Resonanztunnelioden RTD-1, RTD-2 und RTD-3. (b) Querschnittsaufnahme von RTD-1 mittels Rasterelektronenmikroskopie. Dunkler Kontrast entspricht Bereichen mit erhöhter Al-Konzentration.

Abbildung 4.7 (a) zeigt eine Simulation des Leitungsbandprofils der Resonanztunnelstruktur von RTD-2 für das Leitungsbandminimum am Γ - und L-Punkt als durchgezogene schwarze beziehungsweise blau gestrichelte Linie. Bei Raumtemperatur besetzt aufgrund der geringen Energieseparation zwischen Γ - und L-Punkt-Minimum in GaSb von lediglich $\Delta E_{\Gamma-L} \approx 26$ meV und der vergleichsweise geringen effektiven Zustandsdichte am Γ -Punkt (im Gegensatz zur Zustandsdichte am L-Punkt) ein signifikanter Bruchteil an Elektronen Zustände am L-Punkt [70], [135], [136]. Der ternäre Vorquantentopf wirkt dem entgegen, indem er das LB-Minimum am Γ -Punkt herabsetzt, während das LB-Minimum am L-Punkt energetisch erhöht wird. Infolgedessen werden Zustände am L-Punkt entvölkert und Zustände am Γ -Punkt bevölkert.

Abbildung 4.7 (b) und (c) zeigen die Quantentopftiefe ΔE_C und die Energieseparation zwischen Γ - und L-Punkt-LB-Minimum $\Delta E_{\Gamma-L}$ als Funktion des jeweiligen In- beziehungsweise As-Stoffmengenanteils x . ΔE_C und $\Delta E_{\Gamma-L}$ wurden mittels kommerziellem Schrödinger-Poisson-Solver *nextnano* berechnet. Die schwarzen und roten Pfeile markieren die Stoffmengenanteile von RTD-2 beziehungsweise RTD-3. Die Stoffmengenanteile von 16 % In (RTD-2) und 5 % As (RTD-3) sind so gewählt, dass die Strukturen vergleichbare Quantentopftiefen ΔE_C aufweisen.

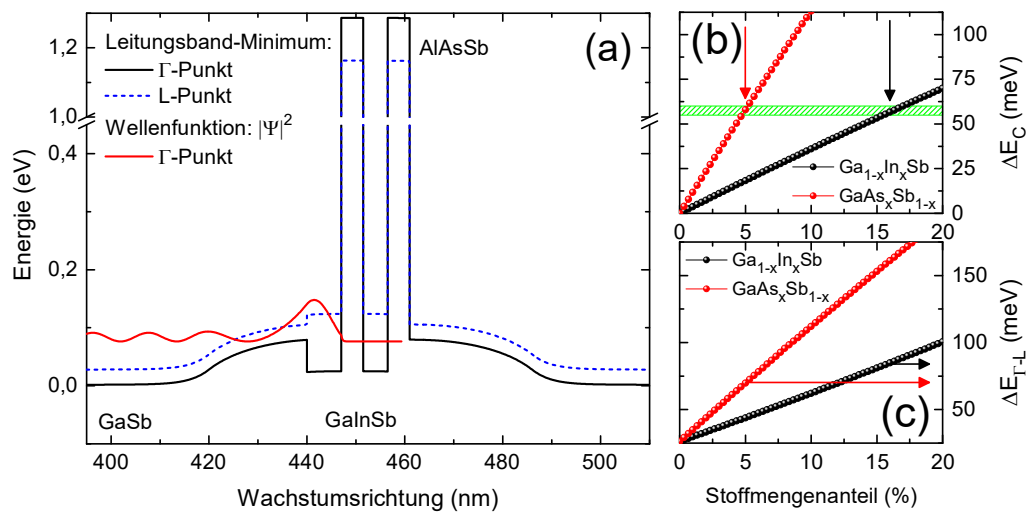


Abbildung 4.7: (a) Simuliertes Leitungsbandprofil von RTD-2 am Γ - und am L-Punkt als schwarze durchgezogene Linie beziehungsweise blaue gestrichelte Linie. (b) Quantentopf-Tiefe ΔE_C als Funktion des In- (schwarz) und As-Stoffmengenanteils (rot). (c) Energieseparation zwischen Γ - und L-Punkt Leitungsbandminimum im GaInSb-beziehungsweise GaAsSb-Vorquantentopf als Funktion des Stoffmengenanteils. Die schwarzen und roten Pfeile markieren die Stoffmengenanteile von RTD-2 und RTD-3.

Durch die Messung von HR-XRD Spektren konnten die Stoffmengenanteile der ternären und quaternären Halbleiterschichten bestätigt werden. Die experimentellen HR-XRD Spektren (schwarze Linien) sind zusammen mit den dazugehörigen Simulationen (grüne Linien) in Abbildung 4.8 (a), (b) und (c) für die Proben RTD-1, RTD-2 beziehungsweise RTD-3 gezeigt. Die Intensität der Beugungsmuster ist gegenüber dem Beugungswinkel $\Delta\omega$ aufgetragen und am GaSb-Substrat-Maximum bei $\Delta\omega = 0^\circ$ ausgerichtet. Das Röntgenbeugungsmuster von RTD-1 zeigt ein isoliertes Maximum bei $\Delta\omega = 0^\circ$, was auf gutes und qualitativ hochwertiges, gitterangepasstes Kristallwachstum, der RTS, der AlAsSb-Tunnelbarrieren und der AlGaAsSb-Kontaktregion hinweist. Aufgrund der kompressiv beziehungsweise tensil verspannten, pseudomorph gewachsenen ternären GaInSb- und GaAsSb-Quantenfilmen kommt es für RTD-2 und RTD-3 zur Ausbildung sekundärer Beugungsmuster bei kleineren (negativen) beziehungsweise größeren (positiven) Beugungswinkeln. Aufgrund der in etwa dreimal so hohen In-Konzentration ist das sekundäre Beugungsmuster von RTD-2 im Vergleich zu RTD-3 stärker ausgeprägt und die sekundären Maxima sind weiter vom Substrat-Maximum verschoben.

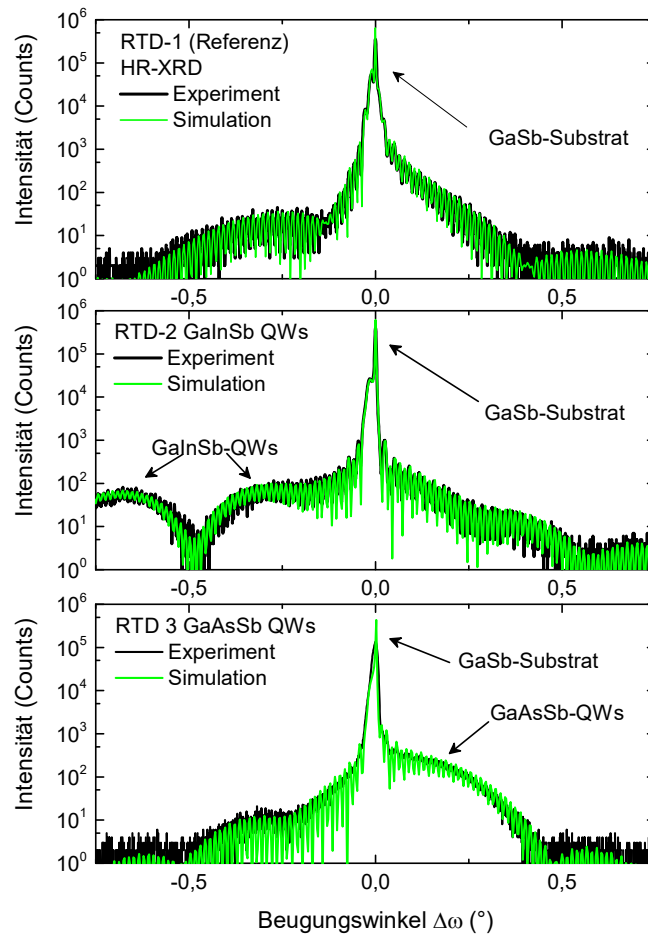


Abbildung 4.8: Hochaufgelöste Röntgenbeugungs- (HR-XRD) Spektren von RTD-1, RTD-2 und RTD-3 in (a), (b), und (c). Experimentelle Daten sind als schwarze, die simulierte Spektren als grüne Linien dargestellt. Die Spektren sind gegenüber dem Beugungswinkel $\Delta\omega$ aufgetragen und am GaSb-Substrat-Maximum bei $\Delta\omega = 0^\circ$ ausgerichtet. Für RTD-2 und RTD-3 kommt es aufgrund der kompressiv beziehungsweise tensil verspannten ternären Quantenfilmen zur Ausbildung sekundärer Beugungsmaxima für negative und positive Beugungswinkel.

4.3.2 Elektrischer Transport mit Emitter-Vorquantentopf

Abbildung 4.9 zeigt die Stromdichte-Spannungs- ($j(V)$ -) Kennlinien der drei Proben RTD-1, RTD-2 und RTD-3. Die blau gefärbten $j(V)$ -Kennlinien wurden im Flüssigstickstoffbad bei $T = 77$ K gemessen. Die rot gefärbten Kennlinien wurden bei Raumtemperatur gemessen. Bei $T = 77$ K zeigt RTD-1 (siehe Abbildung 4.9 (a)) eine typische RTD-Charakteristik mit ausgeprägter Bistabilität. Die Resonanz befindet sich bei einer Spannung von $V = 2,1$ V mit einer Resonanzstromdichte von $j_{Res} = 2,98 \mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$ und einer Talstromdichte von $j_{Val} = 0,36 \mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$. Das dazugehörige Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnis liegt bei $PVCR = 8,2$, was eine geringfügige Erhöhung zum bisherigen Stand der Technik von $PVCR = 7,6$ in einer vergleichbaren Struktur darstellt [128]. Im Vergleich zur in Kapitel 4.2 untersuchten rein binären AlSb/GaSb-DBQW-RTS liegt jedoch eine Reduktion des PVCR vor. Laut Jimenez *et al.* ist die beobachtete Bistabilität intrinsischer Natur [130], [131]. Als alternative Erklärung kommen verschiedene serielle Ohm'sche und nicht-Ohm'sche Widerstände (beispielsweise Schottky-

Kontakte) in Frage. Für negative Betriebsspannungen (nicht gezeigt) ergeben sich identische Resonanz- und Talstromdichten. Folglich ist die RTS von guter Symmetrie und guter Kristallqualität. Bei Raumtemperatur verschwindet die Resonanz in der $j(V)$ -Kennlinie und lediglich eine kleine Schulter bei $V \approx 1,5$ V, gekennzeichnet durch den roten Pfeil, verbleibt. Bei Raumtemperatur müssen verschiedene zusätzliche Transportkanäle berücksichtigt werden. Gleichzeitig ist aufgrund der zunehmend verschwindenden Population an Γ -Elektronen im Emitter die Versorgungsfunktion für Tunneling über den Γ -Kanal verschwindend gering. In Summe führt das zum Verschwinden der Resonanz in der $j(V)$ -Kennlinie bei Raumtemperatur. Die $j(V)$ -Kennlinien von RTD-2 und RTD-3 sind in Abbildung 4.9 (b) und (c) gezeigt. Bei einer Temperatur von $T = 77$ K zeigen beide Vorquantentopf-Proben eine ausgeprägte Resonanz bei $V \approx 1,4$ V, ähnlich RTD-1. Die PVCR liegen bei $PVCR = 7,8$ (RTD-2) und $PVCR = 4,0$ (RTD-3). Im Gegensatz zu RTD-1 sind die Talstromregionen stärker ausgeprägt und erstrecken sich über einen weiteren Spannungsbereich von etwa 2 V. Das niedrigere PVCR von RTD-3 ist hauptsächlich auf eine erhöhte Talstromdichte von $j_{val} = 0,64 \mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$ zurückzuführen.

Bei Raumtemperatur kann sowohl für RTD-2 als auch für RTD-3 resonantes Tunneln von Elektronen beobachtet werden. In der $j(V)$ -Kennlinie ist jeweils eine ausgeprägte Resonanz mit anschließendem NDC-Bereich zu beobachten. Die Resonanz befindet sich für beide Proben knapp unterhalb einer Betriebsspannung von $V = 1,1$ V. Die dazugehörigen Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnisse sind $PVCR = 1,4$ (RTD-2) und $PVCR = 1,3$ (RTD-3) mit $j_{Res} = 2,12 \mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$ beziehungsweise $j_{Res} = 2,09 \mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$.

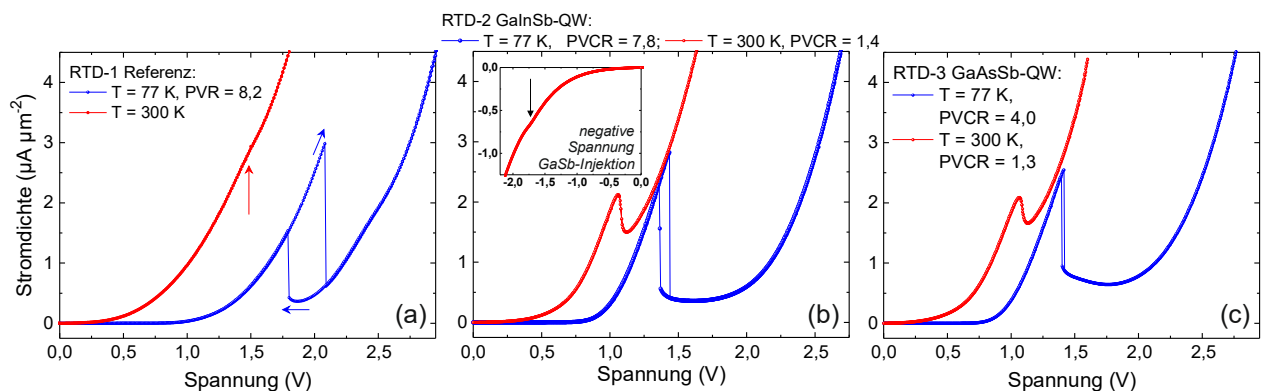


Abbildung 4.9: Stromdichte-Spannungs-Kennlinien der drei RTD-Proben gemessen bei $T = 77$ K (blau) und bei Raumtemperatur ($T \approx 300$ K, rot). (a) Referenzprobe RTD-1. (b) RTD-2 mit $\text{Ga}_{0,84}\text{In}_{0,16}\text{Sb}$ -Emittorvorquantentopf. Das Inset zeigt die $j(V)$ -Kennlinie für negative Betriebsspannungen, mit Elektroninjektion aus dem GaSb-Volumenhalbleiter heraus. (c) RTD-3 mit $\text{GaAs}_{0,05}\text{Sb}_{0,95}$ Emittorvorquantentopf.

Aus einem Vergleich der $j(V)$ -Kennlinien in Abbildung 4.9 lassen sich mehrere Schlussfolgerungen ziehen. Die Raumtemperatur-Transportcharakteristika GaSb-basierter RTDs lassen sich durch die Integration pseudomorph-gewachsener ternärer Emittor-Vorquantentopfstrukturen und DBQWs signifikant verbessern, sodass resonantes Tunneln von Elektronen bei Raumtemperatur erreicht und beobachtet werden kann. Diese Verbesserung lässt sich nur für Elektroneninjektion aus der Vorquantentopfstruktur heraus (positive Betriebsspannungen) beobachten, während Injektion aus dem

GaSb-Volumenhalbleiter in die DBQW-RTS (siehe Inset Abbildung 4.9 (b)) keine merkbare Auswirkung zeigt. In der Rückwärtskennlinie und somit für Injektion aus dem GaSb-Kollektor in den GaInSb-DBQW gibt lediglich eine kleine Schulter Aufschluss über die ansonsten zu erwartende Resonanz. Auch in GaAs-RTDs mit GaInAs-Vorquantentopfstruktur konnte das PVCR deutlich gesteigert werden, was hauptsächlich auf einen erhöhten Resonanzstrom zurückzuführen ist, der aus einer vergrößerten Emitter-Ladungsträgerdichte, verstärktem 2D-2D-Tunneln und einem gesteigerten Wellenfunktionsüberlapp herrührt [137]–[142]. Da diese Mechanismen sowohl bei Raumtemperatur als auch bei Tieftemperatur gültig sind, sollte eine Erhöhung der Resonanzstromdichte unabhängig von der Umgebungstemperatur stattfinden. Bei RTD-2 und RTD-3 ist das Gegenteil der Fall. Bei $T = 77$ K sind die Resonanzstromdichten von RTD-2 und RTD-3 im Vergleich zu RTD-1 reduziert, was suggeriert, dass das resonante Tunneln bei Raumtemperatur nicht ausschließlich auf Quantisierungseffekte im Vorquantentopf zurückzuführen ist. Angesichts der geringen Vorquantentopftiefe erscheint dies durchaus plausibel. Die erhöhte Γ -L-Energieseparation innerhalb des Vorquantentopfs durch Reduktion der Γ -Punkt-Energie bleibt als wesentlichen Einflussfaktor und zugrundeliegender Mechanismus.

Oberflächen-Leckströme und Reproduzierbarkeit sind wichtige Kriterien Antimonid-basierter elektronischer und optoelektronischer Bauteile, welche Ihren Ursprung in der reaktiven (Antimonid-) Oberfläche haben [143]. Bei Kontakt mit sauerstoffhaltigen Umgebungen wie beispielsweise Luft, bildet die GaSb-Oberfläche eine native Oxidschicht sowie freies Sb aus [144]. Sowohl die Oxidschicht als auch das freie metallische Sb beeinträchtigen die Bauteilperformance stark. Während das freie Sb als metallischer niederohmscher Nebenschlusswiderstand fungieren kann, erzeugt die Oxidschicht zusätzliche Oberflächenzustände, die die Bildung von Generations-Rekombinations-Zentren, Ladungsträgerfallen begünstigen [143]. Daher wurde ein hoher Entwicklungsaufwand betrieben, um Passivierungstechniken, wie beispielsweise dielektrische Passivierung [145], [146], Chalkogenid-Passivierung [147], oder Überwachsen mit Halbleiter großer Bandlücke [148] zu realisieren. Um mögliche Oberflächen-Leckströme sowie die Reproduzierbarkeit des Prozesses zu untersuchen, wurden die Raumtemperatur-I(V)-Kennlinien von RTD-2 und RTD-3 für Diodendurchmesser von $d = 4$ μm bis hin zu $d = 13$ μm gemessen. Die exakten Dioden-Durchmesser wurden mittels optischer Mikroskopie bestimmt. Die Resonanz- (I_{Res} , schwarze Kugeln) und Talströme (I_{Val} , rote Kugeln) sind in Abbildung 4.10 als Funktion der Diodenfläche dargestellt. Sowohl für RTD-2 als auch RTD-3 kann ein linearer Anstieg von Resonanz- und Talstrom mit der Diodenfläche festgestellt werden. Aus der Steigung der jeweiligen linearen Fitfunktion können Resonanz- und Talstromdichte bestimmt werden. Die ermittelten Werte sind $j_{Res} = 2,13$ $\mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$ und $j_{Val} = 1,47$ $\mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$ für RTD-2 sowie $j_{Res} = 2,01$ $\mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$ und $j_{Val} = 1,48$ $\mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$ für RTD-3. Die jeweiligen PVCR sind $PVCR = 1,45$ (RTD-2) und $1,36$ (RTD-3). Die PVCR-Werte, die auf diese Weise bestimmt werden, entsprechen den Grenzwerten für großflächige Dioden.

Die linearen Fitfunktionen von I_{Res} und I_{Val} schneiden sowohl für RTD-2 als auch für RTD-3 die x-Achse bei einer positiven Diodenfläche von $A_{RTD} = 8$ μm^2 beziehungsweise $A_{RTD} = 7$ μm^2 . Das entspricht einem nichtleitenden Bereich von in etwa $1,5$ μm Dicke, was auf einen vernachlässigbar

kleinen Seitenwand-Leckstrom hinweist. Nichtleitende Oberflächenregionen können über verschiedene Mechanismen, wie zum Beispiel Fermilevel-Pinning, durch über den trockenchemischen Ätzprozess erzeugte Defekte, oder die Oxidation aluminiumhaltiger Schichten erzeugt werden [123], [149], [150]. Thermische Oxidation von AlAsSb gitterangepasst zu GaSb geschieht bekannterweise unter Erhitzen, wie beispielsweise beim Ausbackprozess des BCB, und könnte auch von der Größenordnung her die äußere nichtleitfähige Region erklären [149], [150].

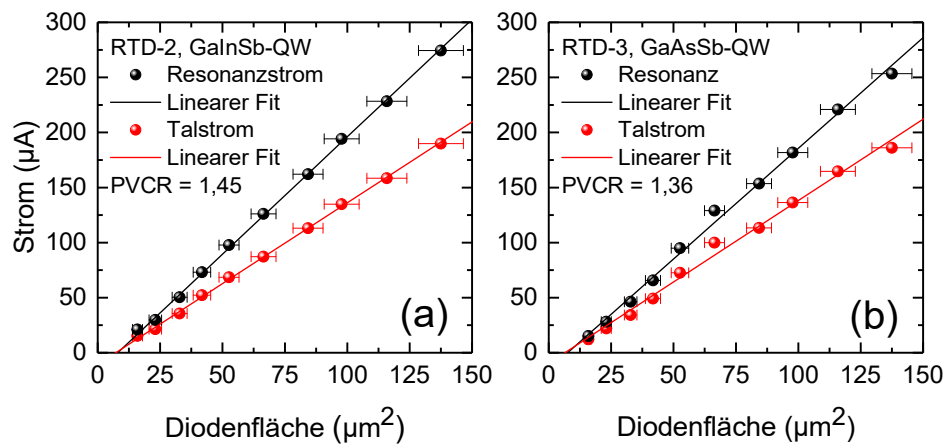


Abbildung 4.10: Resonanz- (schwarze Kugeln) und Talstromdichte (rote Kugeln) als Funktion der RTD-Diodenfläche für RTD-2 (in (a)) und RTD-3 (in (b)). Aus der Steigung der linearen Fitfunktionen können die idealen Resonanz-zu-Talstromverhältnisse für den Grenzfall großflächiger Dioden berechnet werden.

4.3.3 Fazit/Zusammenfassung

Erstmalig wurde resonantes Tunneln von Elektronen in Al(As)Sb/GaSb-DBQW-Resonanztunneldioden bei Raumtemperatur demonstriert, indem pseudomorph gewachsene ternäre GaInSb- und GaAsSb-Emitter-Vorquantentöpfe in die Resonanztunnelstruktur integriert wurden. Raumtemperatur Resonanz-zu-Talstromverhältnisse von $PVCR = 1,45$ (RTD-2, GaInSb) und $PVCR = 1,36$ (RTD-3, GaAsSb) wurden gemessen. Die verbesserten Raumtemperatur-Transporteigenschaften resultieren aus einer Repopulation von Zuständen am Γ -Punkt des Leitungsbands. Inwiefern auch eine Depopulation von L-Punkt-Zuständen eine Rolle spielt, wird in *Unterkapitel 4.4* untersucht werden. Eine weitere Erhöhung des In- beziehungsweise As-Stoffmengenanteils im Vorquantentopf sollte zudem in einer signifikanten Erhöhung des PVCR resultieren.

4.4 AlAsSb/GaSb-RTDs mit GaAsSb-Vorquantentopf

Der Hauptzweck der Vorquantentopfstrukturen ist es, die Energieseparation zwischen Γ - und L-Punkt zu erhöhen und so eine Repopulation von Γ -Elektronen im Emitter zu bewirken. Um den Prozess resonanten Tunnelns weiter zu verbessern und das PVCRCR zu erhöhen, wurde angeregt, den jeweiligen In- beziehungsweise As-Stoffmengenanteil der Vorquantentopfstrukturen zu erhöhen. Im diesem Kapitel werden daher die elektrischen Transporteigenschaften von AlAsSb/GaSb-DBQW-RTDs mit pseudomorph gewachsenen $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ -Emitter-Vorquantentopfstrukturen mit zunehmenden As-Stoffmengenanteilen von $x = 7\%$ bis hin zu $x = 11\%$ untersucht.

4.4.1 Probendesign

Probenaufbau, Wachstums- und Herstellungsprozess von RTD-4, RTD-5 und RTD-6 waren identisch mit RTD-3. Sie unterscheiden sich lediglich im As-Stoffmengenanteil von Vorquantentopf und Hauptquantentopf. Die As-Stoffmengenanteile sind $x = 7\%$ (RTD-4), $x = 9\%$ (RTD-5) und $x = 11\%$ (RTD-6).

Abbildung 4.11 (a) zeigt die simulierten Γ -Punkt-Leitungsbandprofile der Resonanztunnelstrukturen von RTD-4 (schwarz), RTD-5 (rot) und RTD-6 (grün). Die Simulation der Leitungsbandprofile wurde mittels des kommerziell erhältlichen Schrödinger-Poisson-Solvers *nextnano* durchgeführt. Die Betragsquadrate $|\Psi|^2$ der Elektron-Wellenfunktionen im Grundzustand des Vorquantentopfs (schwarze Linie) und des Hauptquantentopfs (rote Linie) sind exemplarisch für RTD-4 eingezeichnet. Das Zugeben von As reduziert die Energie des Leitungsbandes am Γ -Punkt, was zu einer zunehmenden Vorquantentopftiefe von $\Delta E_\Gamma = 80$ meV, 102 meV und 124 meV für RTD-4, RTD-5 beziehungsweise RTD-6 führt.

Abbildung 4.11 (b) und (c) zeigen Elektronendichteprofile von Elektronen, die Zustände am L- beziehungsweise am Γ -Punkt besetzen. Bei zunehmendem As-Stoffmengenanteil bleibt die Elektronendichte am L-Punkt nahezu konstant, während die Elektronendichte am Γ -Punkt zunimmt. Dies bestätigt, aber präzisiert auch die These des vorherigen Unterkapitels, wonach die verbesserten PVCRCR-Werte auf eine Depopulation von Zuständen am L-Punkt bei gleichzeitiger Repopulation von Zuständen am Γ -Punkt zurückzuführen sind. Die Population der Elektronen im Emitter, die Zustände am L-Punkt besetzten ist bei den RTDs mit GaAsSb-Vorquantentopf nahezu konstant. Die Zustände am Γ -Punkt können wegen der Quantentopftiefe jedoch effizient rückbevölkert werden. Auf diese Weise können im Emitter-Vorquantentopf genügend große Mengen an Γ -Elektronen für den Resonanztunnel-Prozess bereitgestellt werden.

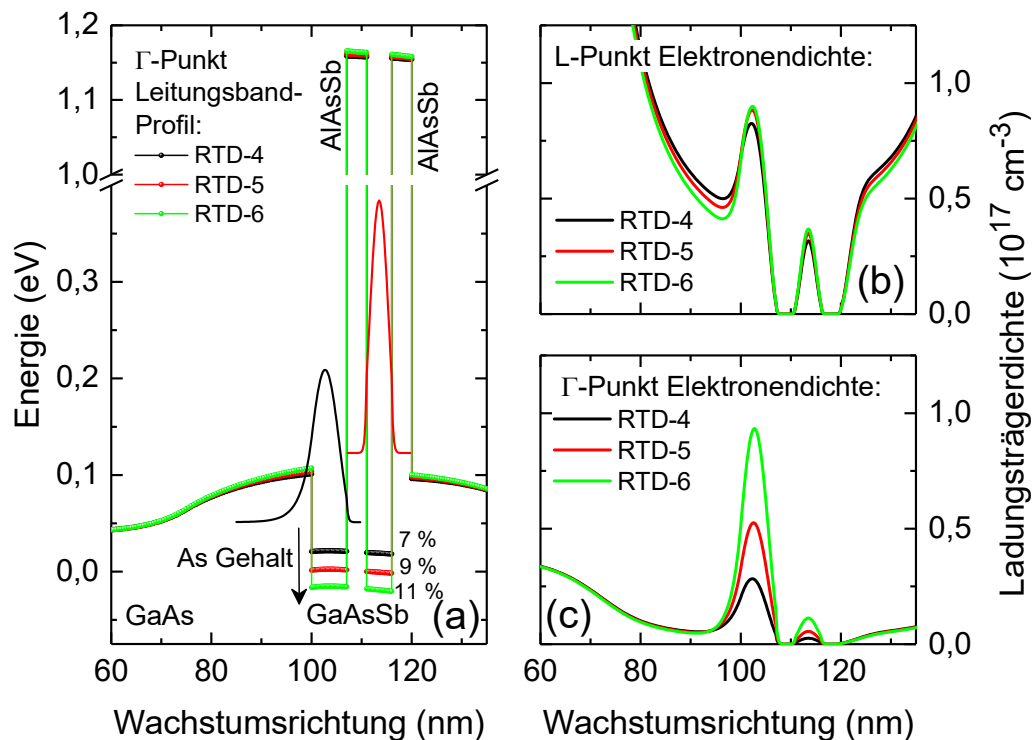


Abbildung 4.11: (a) Simulation des Γ -Punkt Leitungsbandverlaufs der Resonanttunnelstrukturen von RTD-4 (schwarz), RTD-5 (rot) und RTD-6 (grün). Der Emitter-Vorquantentopf und der Hauptquantentopf, welcher von den AlAsSb-Barrieren eingeschlossen wird, bestehen aus dem ternären Verbindungshalbleiter $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$. Die Tiefen von Vorquantentopf und Hauptquantentopf steigen mit zunehmender As-Stoffmengenkonzentration. (b) Ladungsträgerdichte-Profil von Elektronen, die Zustände am L-Punkt besetzen. (c) Ladungsträgerdichte-Profil von Elektronen, die Zustände am Γ -Punkt besetzen.

In Abbildung 4.12 (a) und (b) sind die berechneten Ladungsträgerdichten des $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$ - beziehungsweise $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ -Vorquantentopfs als Funktion des Stoffmengenanteils x für Elektronen am Γ -Punkt (schwarz) und Elektronen am L-Punkt (rot) bei einer Temperatur von $T = 300 \text{ K}$ dargestellt. Sowohl für GaInSb als auch für GaAsSb wird die Ladungsträgerdichte von Γ -Elektronen im Emitter durch einen steigenden Stoffmengenanteil In beziehungsweise As erhöht. Zum Erreichen ähnlicher Ladungsträgerdichten sind deutlich geringere As- als In-Stoffmengenanteile notwendig. Geringe Stoffmengenanteile sind erstrebenswert, da dadurch die Verspannung des Quantenfilms niedrig gehalten werden kann, was sich in der Regel positiv auf die Kristallqualität auswirkt.

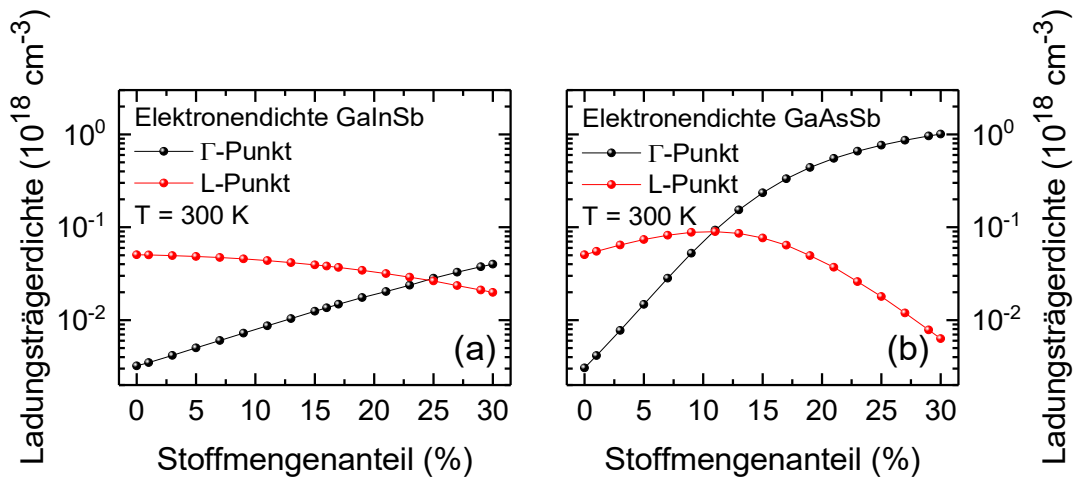


Abbildung 4.12: (a) Ladungsträgerdichten des $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{Sb}$ -Vorquantentopfs als Funktion des In-Stoffmengenanteils für Elektronen am Γ -Punkt (schwarz) und Elektronen am L-Punkt (rot) bei einer Temperatur von $T = 300 \text{ K}$. (b) Ladungsträgerdichten des $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ -Vorquantentopfs als Funktion des In-Stoffmengenanteils für Elektronen am Γ -Punkt (schwarz) und Elektronen am L-Punkt (rot) bei einer Temperatur von $T = 300 \text{ K}$.

Um die genauen As-Stoffmengenkonzentrationen der Proben zu bestimmen, wurden hochaufgelöste Röntgenbeugungsspektren gemessen. Die experimentellen HR-XRD Spektren von RTD-4, RTD-5 und RTD-6 sind in Abbildung 4.13 (a) als schwarze, rote beziehungsweise grüne Linie dargestellt und bestätigen die jeweiligen Stoffmengenanteile von $x = 7 \%$, 9% und 11% . Die dazugehörigen simulierten Röntgenbeugungsspektren sind in Abbildung 4.13 (b) wiedergegeben. Die Intensität ist auf logarithmischer Skala gegenüber dem Beugungswinkel $\Delta\omega$ aufgetragen, wobei die Spektren am GaSb-Substrat-Maximum bei $\Delta\omega = 0^\circ$ ausgerichtet sind. Bei positiven Beugungswinkeln kommt es durch die tensil verspannten GaAsSb Vorquantentopf- und Hauptquantentopf-Schichten zur Ausbildung sekundärer Beugungsmaxima. Für zunehmende As-Stoffmengenanteile und somit zunehmender tensiler Verspannung verschieben die sekundären Beugungsmaxima zu höheren Winkeln. Die Amplitude der sekundären Beugungsmaxima bleibt unberührt, da die einzelnen Quantentopfbreiten aller drei Proben identisch sind.

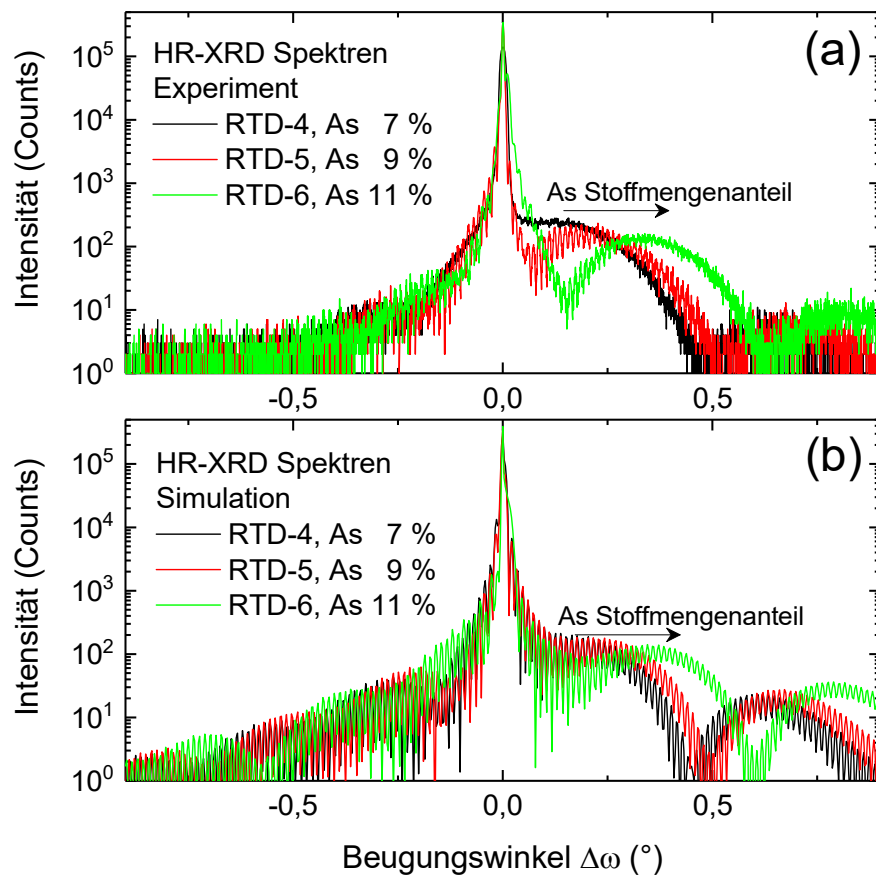


Abbildung 4.13: HR-XRD Spektren der Proben RTD-4 (schwarz), RTD-5 (rot) und RTD-6 (grün). Die Spektren sind am GaSb Substrat-Maximum bei $\Delta\omega = 0^\circ$ ausgerichtet. Wegen des tensil verspannten GaAsSb treten bei positiven Beugungswinkeln sekundäre Beugungsmaxima auf. Eine größere Verschiebung entspricht einem höheren As-Stoffmengenanteil. (a) Experimentelle Daten. (b) Simulation.

4.4.2 Elektrische Transporteigenschaften

Abbildung 4.14 (a) zeigt die bei Raumtemperatur gemessenen Stromdichte-Spannungs-(j(V)-) Kennlinie von RTD-4, RTD-5 und RTD-6. Für positive Spannung werden Elektronen vom Emitter-Vorquantentopf injiziert. Alle drei Dioden zeigen einen deutlich ausgeprägten Resonanzstrom gefolgt von einem NDC-Bereich und einer Talstrom-Region. Die Resonanz tritt für RTD-4, RTD-5 und RTD-6 bei Spannungen von $V_{res} = 1,25$ V, 1,45 V beziehungsweise 1,56 V auf. Die Verschiebung der Resonanzspannung zu größeren Spannungen steht im Einklang mit früheren Studien zu GaAs/AlGaAs DBQW RTDs mit InGaAs Emitter-Vorquantentopf [137]. Die Erklärung liegt im Schichtdickenunterschied von Vorquantentopf und DBQW, was bei einer Erhöhung des As-Stoffmengenanteils zu einer größeren Verschiebung der Grundzustandsenergie im Vorquantentopf im Vergleich zur DBQW-Grundzustandsenergie führt. Die Stromdichte erreicht ihren Höhepunkt (Resonanzstrom), wenn Vorquantentopf- und DBQW- Grundzustand in Resonanz gebracht werden [137].

Neben der Resonanzspannung V_{res} steigen sowohl die Resonanzstromdichte j_{res} als auch die Talstromdichte j_{val} von RTD-4 zu RTD-6. Abbildung 4.14 (b) zeigt j_{res} (schwarze Kugeln) und j_{val} (rote Kugeln) als Funktion des As-Stoffmengenanteils. Die linearen Fitfunktionen ergibt einen Anstieg der Resonanzstromdichte von $(224 \pm 11) \text{ nA } \mu\text{m}^{-2} \%^{-1}$ (*Nanoampere pro Quadratmikrometer und pro Stoffmengenanteil in Prozent*) und einen Anstieg der Talstromdichte um $(65 \pm 16) \text{ nA } \mu\text{m}^{-2} \%^{-1}$. Auch der im Vergleich zur Talstromdichte erhöhte Anstieg der Resonanzstromdichte ist in guter Übereinstimmung mit früheren Studien zu GaAs/AlGaAs DBQW RTDs mit Vorquantentopf [137], [138], [141]. Die linearen Fitfunktionen von j_{res} und j_{val} schneiden sich bei einem Stoffmengenanteil von $x \approx 3,7 \%$, was darauf hindeutet, dass dies der minimale Stoffmengenanteil ist, um resonantes Tunneln bei Raumtemperatur zu beobachten.

Da der Anstieg von j_{res} mit steigendem As-Stoffmengenanteil größer ist als der von j_{val} , steigt das PVCR mit zunehmendem Stoffmengenanteil. Abbildung 4.14 (c) zeigt das experimentell bestimmte PVCR gegenüber dem Stoffmengenanteil. Das PVCR steigt von $PVCR = 1,88$ (RTD-1, $x = 7 \%$) auf 2,08 (RTD-2, $x = 9 \%$) bis hin zu 2,36 (RTD-3, $x = 11 \%$). Die schwarz gestrichelte Linie dient zur Extrapolation des PVCR zu höheren und niedrigeren Stoffmengenanteilen und wird berechnet, indem die lineare Fitfunktion von j_{res} durch die von j_{val} dividiert wird (siehe Abbildung 4.14 (b)). Zum besseren Vergleich sind die beiden PVCR-Werte der Proben RTD-2 (blauer Diamant, 16 % In) und RTD-3 (rotes Quadrat, 5 % As) beigefügt. Letzterer ist in guter Übereinstimmung mit der Extrapolation. Bei Gültigkeit der Extrapolation sollten Raumtemperatur-PVCR von $\lesssim 3$ erzielbar sein.

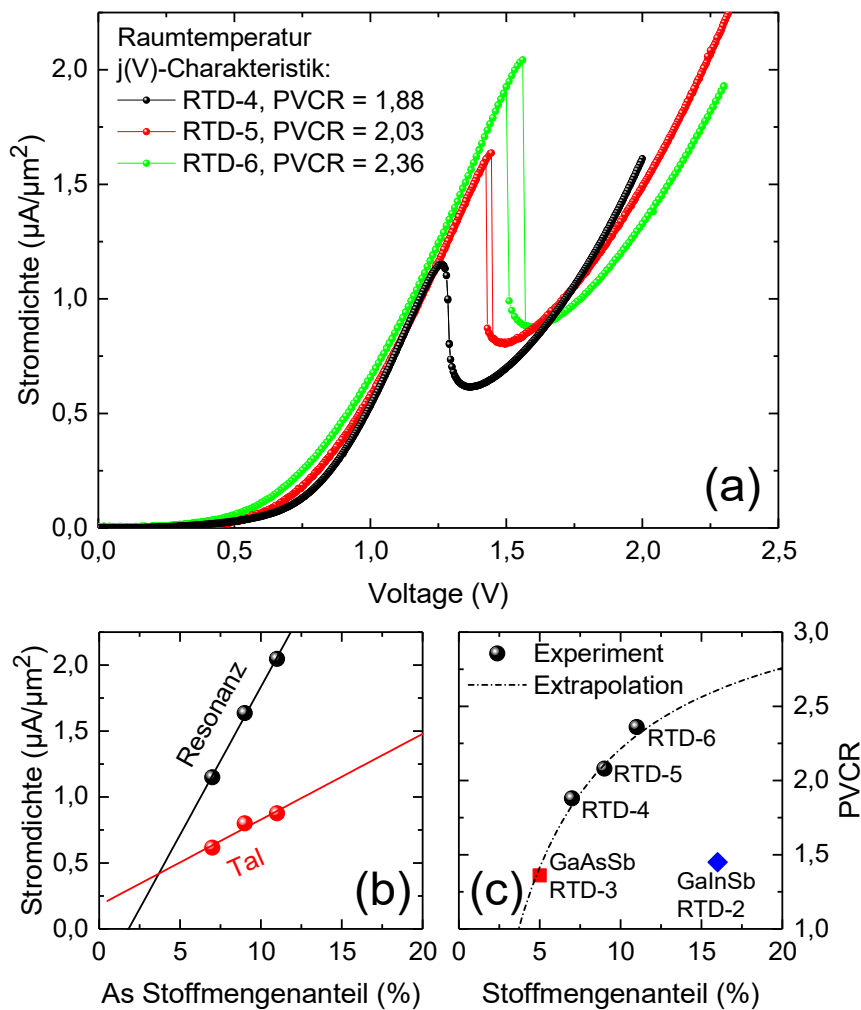


Abbildung 4.14: (a) Raumtemperatur $j(V)$ -Kennlinien der Proben RTD-4 (schwarz), RTD-5 (rot) und RTD-6 (grün). (b) Resonanz-Stromdichte (j_{res} , schwarze Kugeln) und Tal-Stromdichte (j_{val} , rote Kugeln) gegenüber dem As-Stoffmengenanteil aufgetragen. Aus den linearen Fit-Funktionen von j_{res} und j_{val} wird der minimale As-Stoffmengenanteil, der zur Realisierung von resonantem Tunneln bei Raumtemperatur erforderlich ist, zu $x \geq 3,7\%$ bestimmt. (c) Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnis (PVCR) als Funktion des As-Stoffmengenanteils. Die schwarze gestrichelte Linie zeigt eine Extrapolation des PVCR die über die linearen Fitfunktionen aus (b) berechnet wird. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Werte von RTD-2 und RTD-3 mit aufgenommen.

Um den Einfluss einer zunehmenden As-Stoffmenge auf die Qualität der Resonanztunnelstruktur zu untersuchen, wurden zudem zwei Referenzproben *Ref-1* (AlSb/GaSb-DBQW-RTD aus *Unterkapitel 4.2*) und *Ref-2* (RTD-1 aus *Unterkapitel 4.3*) zu einem Vergleich herangezogen. Sowohl in *Ref-1* als auch in *Ref-2* sind der ternäre Vorquantentopf und DBQW durch binäres GaSb ersetzt. Die beiden Tunnelbarrieren von *Ref-1* bestehen aus binärem AlSb, im Gegensatz zu Probe *Ref-2*, deren Barrieren aus zu GaSb gitterangepasst gewachsenem $\text{AlAs}_{0.1}\text{Sb}_{0.9}$ bestehen.

In einem He-Fluss-Kryostaten wurden Temperaturserien der $j(V)$ -Kennlinien der unterschiedlichen Proben gemessen. Dazu wurde die Temperatur angefangen bei $T = 300\text{ K}$ schrittweise

um $\Delta T = 25$ K reduziert, bis am Ende der Serie eine Temperatur von $T = 4,2$ K erreicht wurde. Abbildung 4.15 (a) zeigt die $j(V)$ -Charakteristik von *RTD-4* gemessen bei Raumtemperatur (rot, $T = 300$ K) und bei einer Temperatur von $T = 4,2$ K (blau). Verglichen mit der $j(V)$ -Charakteristik bei Raumtemperatur ist die Resonanzstromdichte bei $T = 4,2$ K erhöht. Zudem ist auch die Talstromdichte reduziert und der gesamte Talstrom-Bereich deutlicher ausgeprägt. Das PVCR mit einem Tieftemperaturwert von lediglich 4,95 ist nur in etwa halb so groß, wie für vergleichbare Strukturen ohne Vorquantentopf (vergleiche *RTD-1* und *Jimenez et al.* [128]).

Abbildung 4.15 (b) zeigt die $j(V)$ -Charakteristik der Referenzprobe *Ref-1*, aufgenommen bei Raumtemperatur ($T = 300$ K, rot) und bei $T = 4,2$ K (blau). Bei Raumtemperatur deutet die schwach ausgeprägte, schulterförmige Stufe bei $V = 1,6$ V auf eine Resonanz hin. Ein NDC-Bereich kann nicht beobachtet werden. Bei Tieftemperatur von $T = 4,2$ K zeigt die $j(V)$ -Charakteristik eine ausgeprägte Resonanz bei $V = 2,2$ V mit Bistabilität. Im Vergleich zu *RTD-4* ist die Talstromdichte deutlich reduziert und auch Talstrom-Region deutlicher ausgeprägt. Die Resonanzstromdichte ist $j_{res} = 960$ nA μm^{-2} und die Talstromdichte $j_{val} = 47$ nA μm^{-2} . Das daraus resultierende Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnis ergibt sich zu $PVCR = 20,4$. Verglichen zu *RTD-4* ist das PVCR von *Ref-1* um einen Faktor von 4 erhöht. Auch im Vergleich mit den bisherigen Bestwerten (vergleiche *RTD-1* und *Jimenez et al.* [128]) ergibt sich eine Erhöhung des PVCR um einen Faktor 3.

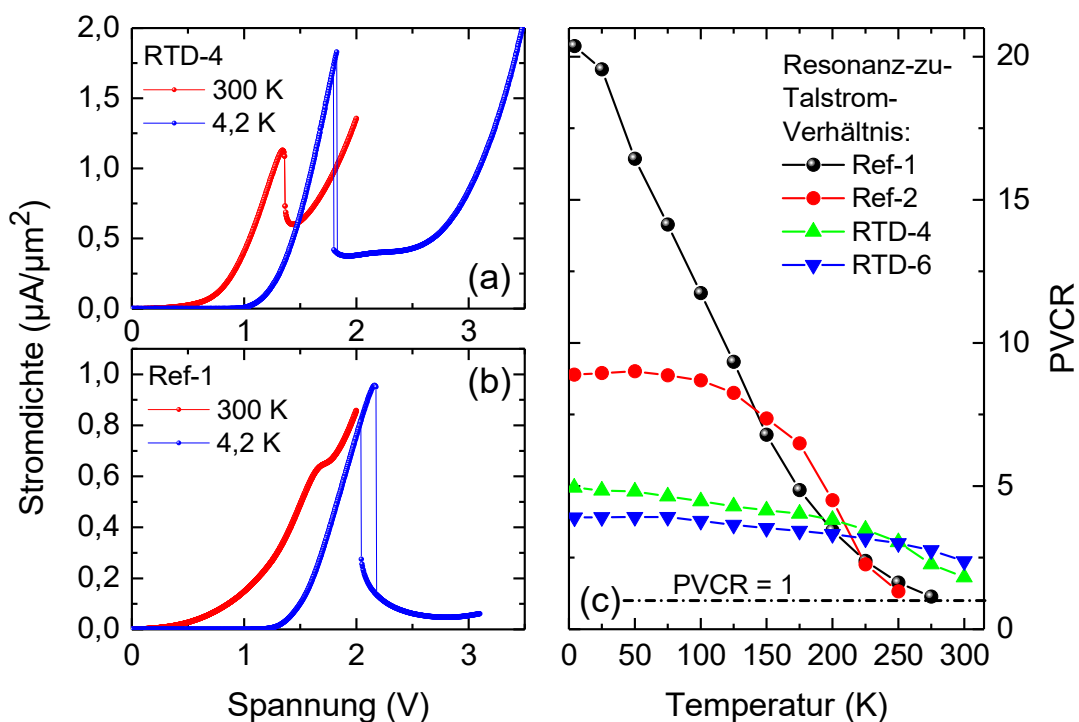


Abbildung 4.15 (a) Stromdichte-Spannungs-Charakteristik von *RTD-1* gemessen bei Raumtemperatur ($T = 300$ K, rot) und bei $T = 4,2$ K (blau). (b) Stromdichte-Spannungs-Charakteristik von *Ref-1* gemessen bei Raumtemperatur ($T = 300$ K, rot) und bei $T = 4,2$ K (blau). (c) Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnis der Proben *RTD Ref-1* (schwarze Kugeln), *Ref-2* (rote Kreise), *RTD-4* (grüne nach oben gerichtete Dreiecke) und *RTD-6* (blaue nach unten gerichtete Dreiecke) gegenüber der Temperatur aufgetragen.

Abbildung 4.15 (c) zeigt die verschiedenen PVCR der Proben *Ref-1*, *Ref-2*, *RTD-4* und *RTD-6* als schwarze Kugeln, rote Kreise, nach oben gerichtete grüne Dreiecke beziehungsweise nach unten gerichtete blaue Dreiecke, als Funktion der Temperatur. Für alle untersuchten Proben reduziert sich das PVCR mit steigender Temperatur. Bei Raumtemperatur weisen die Proben mit dem höchsten As-Stoffmengenanteil das größte PVCR auf. Bei $T = 4,2$ K wird das höchste PVCR von 20,4 für eine Resonanztunnelstruktur ohne As beobachtet. Sobald As in die Resonanztunnelstruktur eingebracht wird, reduziert sich das PVCR. Ohne Vorquantentopf, aber mit $\text{AlAs}_{0,1}\text{Sb}_{0,9}$ Tunnelbarrieren ist das PVCR bereits um über die Hälfte auf $\text{PVCR} = 8,9$ reduziert. Kommen zudem noch As-haltige Vorquantentopf- und DBQW-Strukturen hinzu, vermindert sich das PVCR noch stärker auf $\text{PVCR} = 4,9$ (*RTD-4*, $x = 7$ %) beziehungsweise auf $\text{PVCR} = 3,9$ (*RTD-6*, $x = 11$ %).

Die niedrige Talstromdichte zusammen mit dem ausgeprägten Talstrombereich von *Ref-1* kennzeichnet eine außergewöhnlich gute Kristallqualität der Resonanztunnelstruktur mit nur wenigen Defekten. Viele der möglichen Transportkanäle, die zur Talstromdichte beitragen, wie beispielsweise thermionische Emission oder thermisch assistiertes Tunneln durch höhere DBQW-Zustände, entfallen bei tiefen Temperaturen. j_{val} wird in der Folge vor allem durch Seitenwand-Leckströme und inelastische Streuprozesse (wie zum Beispiel Streuung an Störstellen oder rauen Grenzflächen) bestimmt [59]. Folglich wird die geringe Talstromdichte und das hohe PVCR von *Ref-1* einer im Vergleich zu As-haltigen Resonanztunnelstrukturen überlegenen Kristallqualität mit geringer Defektdichte zugeschrieben.

4.4.3 Fazit/Zusammenfassung

Eine Erhöhung des As-Stoffmengenanteils von pseudomorph gewachsenen ternären $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ Emitter-Vorquantentopfstrukturen zu einer verbesserten Resonanz-zu-Talstromdichte von GaSb/AlAsSb-RTDs bei Raumtemperatur führt. Für $x = 11$ % konnten Raumtemperatur PVCRs von bis zu 2,36 beobachtet werden. Dies lässt sich auf eine erhöhte Elektronenpopulation am Γ -Punkt im Emitter zurückführen, was sich insbesondere in einer erhöhten Resonanzstromdichte niederschlägt. Neben einem erhöhten Raumtemperatur-PVCR führt eine erhöhte As-Stoffmenge jedoch auch zu einer minderwertigen strukturellen Kristallqualität der RTS, was durch erhöhte Störstellenstreuung zu abnehmenden Werten des Tieftemperatur-PVCR führt.

5 AlAsSb/GaSb-RTD-Fotosensoren zur MIR-Lichtdetektion

Im vorliegenden Kapitel werden Infrarotdetektoren auf Basis von Resonanztunneldioden mit Halbleitern geringer Bandlücke für den für die Molekül- und Gassensorik besonders interessanten mittleren infraroten Spektralbereich vorgestellt. Dieser spektrale Bereich ab Wellenlängen $\lambda > 2 \mu\text{m}$ umfasst die „Fingerabdrücke“ vieler chemischer Verbindungen von Gasen, Flüssigkeiten und Feststoffen. Hierzu zählen insbesondere auch wichtige Luftschadstoffe und Treibhausgase.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das RTD-Prinzip zur hochsensitiven Lichtdetektion (siehe *Kapitel 3*) ausgenutzt und erstmals auf den für die Molekül- und Gasspektroskopie wichtigen Wellenlängenbereich $\lambda > 2 \mu\text{m}$ übertragen. Dazu wurden RTD-Strukturen auf Basis von III-V-Verbindungshalbleitern mit schmaler Bandlücke (6,1-Å-Familie: Antimonide, InAs und deren Verbindungshalbleiter) entworfen, gewachsen und charakterisiert. In modernen halbleiterbasierten optoelektronischen Lichtquellen und -detektoren wie Interbandkaskadenlasern (ICL) [118], oder Interbandkaskadendetektoren (ICD) [119] spielt resonantes Tunneln eine Schlüsselrolle im Ladungsträgertransport [2]. Jedoch wurde der Ladungsträgertransport innerhalb der den ICL und ICD zugrundeliegenden Resonanztunnelstrukturen nur wenig erforscht. Die Lochinjektor-Region besteht beispielsweise aus einer Multibarrieren-AlSb/GaSb RTS, deren grundlegendstes Element der AlSb/GaSb DBQW ist. Dennoch gab es zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit nur eine Studie zum p-Typ Ladungsträgertransport innerhalb von AlSb/GaSb-DBQW-RTDs [151]. Dort wurde resonantes Tunneln von Löchern bei kryogenen Temperaturen demonstriert.

In *Unterkapitel 5.1* wird das Probedesign GaSb-basierter RTD-Fotodetektoren für den mittleren Infraroten Spektralbereich vorgestellt. Im Speziellen wird dabei auf Strukturen mit umgekehrter Ladungsträgerpolarität (p- statt n-Dotierung, Löcher als Majoritätsladungsträger) eingegangen.

In *Unterkapitel 5.2* werden die optischen Eigenschaften der gitterangepassten quaternären GaInAsSb-Absorptionsschicht mittels Fourier-Transformations-Infrarot-Spektroskopie untersucht.

In *Unterkapitel 5.3* werden die elektrischen Transporteigenschaften der RTD-Fotodetektoren mittels elektrischer Transportspektroskopie untersucht. Dabei wird im Speziellen auf die unterschiedliche Asymmetrie der $I(V)$ -Charakteristiken zwischen p- und n-dotierten Proben eingegangen.

In *Unterkapitel 5.4* werden die optoelektronischen Transporteigenschaften p-dotierter RTD-Fotodetektoren mittels optoelektronischer Transportspektroskopie untersucht.

5.1 Probendesign

Die untersuchte Probe *RTD-p1* wurde auf einem p-dotierten GaSb-Substrat mittels MBE gewachsen. Die p-Dotierung erfolgte über Be als Akzeptor. Nach dem Prozessschritt zur Oxid-Desorption bei einer Substrattemperatur von $T = 580\text{ °C}$ und unter Sb-Stützdruck, begann das Wachstum der RTD mit einer 300 nm dicken GaSb-Schicht mit $p = 1,5 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$, gefolgt von 20 nm GaSb mit einer verringerten Dotierkonzentration von $p = 2 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$. Anschließend wurde die nominell intrinsische Resonanztunnelstruktur gewachsen, beginnend mit 20 nm GaSb und gefolgt von zwei 4 nm weiten $\text{AlAs}_{0,1}\text{Sb}_{0,9}$ -Tunnelbarrieren, die einen 3 nm breiten GaSb-Quantentopf einschließen. Die DBQW-RTS wurde durch 15 nm GaSb abgeschlossen. Analog dem Design aus Kapitel 3 wurde eine 260 nm dicke und gitterangepasste, quaternäre Absorptionsschicht mit verringerter Bandlückenenergie gewachsen. Die quaternäre Absorptionsschicht besteht aus dem Verbindungshalbleiter $\text{Ga}_{0,76}\text{In}_{0,24}\text{As}_{0,20}\text{Sb}_{0,80}$. Die ersten 30 nm der Absorptionsschicht sind nicht dotiert, wohingegen die folgenden 230 nm eine Dotierung von $p = 2 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ aufweisen. Das RTD-Wachstum wurde mit einer 300 nm dicken GaSb-Schicht mit $p = 1,5 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ fertiggestellt.

Das Dotierprofil wurde mittels TOF-SIMS überprüft und bestätigt. Die MBE-Wachstumsraten und einzelnen Halbleiterschichtdicken wurden mittels Querschnitts-Rasterelektronenmikroskopie überprüft und bestätigt. Abbildung 5.1 (a) zeigt den simulierten Leitungs- (LB) und Valenzband- (VB) Verlauf für eine angelegte Betriebsspannung von $V = 0,5\text{ V}$. Die Bandprofile sind mit REM-Querschnittsaufnahmen der RTD-Schichtstruktur hinterlegt. Bereiche dunkeln Kontrasts entsprechen Regionen mit höherer Al-Konzentration, was es ermöglicht die Dicke und Position des DBQW zu bestimmen. Aufgrund der geringen Quantentopfbreite der DBQW-RTS sind die einzelnen AlAsSb-Barrieren nicht auflösbar, weshalb eine separate REM-Querschnittsaufnahme der RTS erstellt wurde (siehe Abbildung 5.1 (b)). Die REM-Aufnahmen sind ein Indikator für eine gute Kristallqualität ohne ersichtliche Gitterfehlstellungen und Defekte.

Die Simulation des LB- und VB-Verlaufs wurde mittels *nextnano* durchgeführt. Der LB-Verlauf ist als rote durchgezogene Linie und der VB-Verlauf als grüne durchgezogene Linie dargestellt. Die $\text{AlAs}_{0,1}\text{Sb}_{0,9}$ -Doppelbarrierenhöhe von $\Delta E_V \approx 0,49\text{ eV}$ wurde unter Annahme eines VB-Bowling-Parameters von null berechnet. Die exakten Materialparameter in Abhängigkeit der molaren

Zusammensetzung von AlAsSb sind nur unzureichend erforscht, weshalb die tatsächliche Barrierenhöhe von der berechneten abweichen kann. Das betrifft speziell die exakte Anordnung von LB- und VB-Offset.

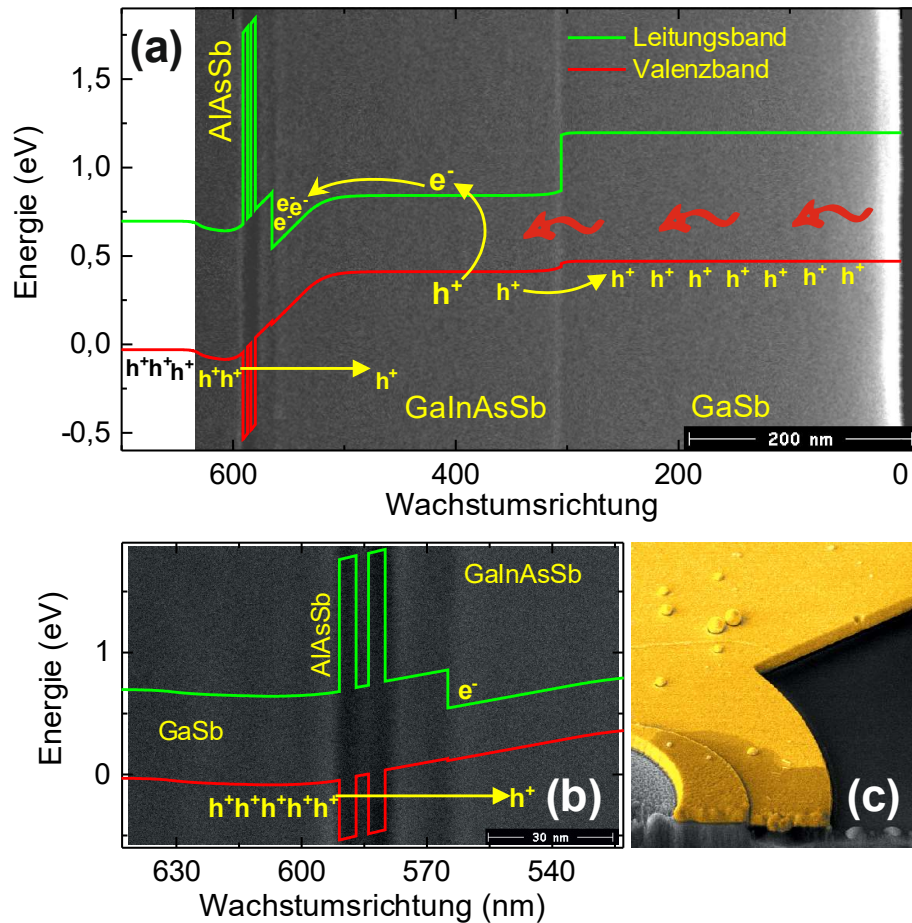


Abbildung 5.1 Probenaufbau und Funktionsprinzip eines p-dotierten RTD-Fotodetektors. (a) Simulation des Leitungsband- (LB, grün) und des Valenzbandprofils (VB, rot) unter einer angelegten Betriebsspannung von $V = 0,5$ V. Die Simulation von LB und VB sind mit einer Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme des Querschnitts der Schichtstruktur hinterlegt. (b) Darstellung der RTS in höherer Auflösung. (c) REM-Aufnahme der RTD-Mesa mit golden eingefärbtem Ringkontakt.

Wird eine negative Betriebsspannung an den Ringkontakt angelegt, werden Löcher von Substratseite aus in die RTS injiziert und können beispielsweise über den ersten quantisierten Schwerloch- oder Leichtlochzustand des DBQW resonant tunneln. Wird die RTD zusätzlich beleuchtet und ist die Photonenenergie $h\nu$ größer der Bandlückenenergie der Absorptionsschicht, können Elektron-Loch-Paare unter Absorption eines Photons erzeugt werden. Im Gegensatz zum bisherigen Schema, basierend auf einer n-Dotierung, driften photogenerierte Löcher aufgrund des externen elektrischen Felds zum Ringkontakt (siehe Abbildung 5.1 (c)). Photogenerierte Elektronen, die hier die Minoritätsladungsträger darstellen, driften hingegen im externen elektrischen Feld in Richtung RTS, wo sie zur Akkumulation eingefangen werden. Die so lokalisierten Minoritätsladungsträger bewirken eine Änderung des lokalen elektrostatischen Felds. Der Spannungsabfall über die RTS wird erhöht und

die I(V)-Kennlinie verschiebt zu kleineren Spannungen. Auf diese Weise können wenige photogenerierte Minoritätsladungsträger (Elektronen) einen größeren Resonanztunnelstrom aus Majoritätsladungsträgern (Löchern) modulieren. Weil die Reduktion der Bandlückenenergie in GaInAsSb fast ausschließlich im Leitungsband stattfindet, sind antimonide Verbindungshalbleiter besonders für einen Elektroneinschluss anstelle eines Locheneinschlusses geeignet.

Nach dem Wachstumsprozess wurden RTD-Mesastrukturen mit Durchmessern von $d = 2 \mu\text{m}$ bis $d = 14 \mu\text{m}$ über Elektronenstrahlolithographie und einen trockenchemischen Ätzprozesses realisiert. Die Ätztiefe liegt bei ca. 50 nm unterhalb des DBQW. Ti/Au-Ringkontakte wurden auf die RTD-Mesastrukturen aufgebracht. Abbildung 5.1 (c) zeigt eine eingefärbte REM-Aufnahme der RTD-Mesa und des Au-Ringkontaktes. Der Überlapp zwischen Mesa und metallischem Kontakt ist ebenso ersichtlich wie die runde optische Aussparung im Zentrum des Ringkontakts.

5.2 Photolumineszenzspektroskopie der GaInAsSb-Absorptionsschicht

Die optische Charakterisierung der schmalbandigen Absorptionsschicht erfolgte mittels Fourier-Transformations-Infrarot (FTIR) Photolumineszenz- (PL) Spektroskopie. Das PL-Spektrum wurde bei einer Umgebungstemperatur von $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ gemessen, was einer thermischen Energie von $k_B T = 25 \text{ meV}$ entspricht. k_B ist die Boltzmann-Konstante. Das normalisierte PL-Spektrum ist in Abbildung 5.2 (a) als Funktion der Photonenenergie $h\nu$ aufgetragen. Das PL-Maximum befindet sich bei einer Energie von $E_{Max} \approx 0,47 \text{ eV}$, was einer Wellenlänge von $\lambda_{Max} \approx 2,64 \mu\text{m}$ entspricht. Die Halbwertsbreite (*engl.: full width at half maximum*) der Emission beträgt $FHWM \approx 50 \text{ meV}$ und entspricht somit $2 k_B T$. Weil das Spektrum in Umgebungsluft gemessen wurde, unterlag es der Absorption durch die molekularen Absorptionslinien von in der Luft enthaltenem Wasserdampf, welche im Bereich von λ_{Max} liegen.

Die hochenergetische Seite des Spektrums folgt einer Boltzmann-Verteilung (hellblaue Linie, $\propto \exp(-h\nu/(k_B T))$). Die Ladungsträger sind bei $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ thermalisiert. Auf der niederenergetischen Seite ist das Spektrum über die Urbach'sche Regel bestimmt, welche besagt, dass aufgrund der Ausbildung von Bandkantenaufläufeln auch Photonen mit einer Energie geringer der Bandlückenenergie ($h\nu < E_{gap}$) absorbiert und emittiert werden können. Die Intensität von Absorption beziehungsweise Emission ist $\propto \exp(h\nu/E_U)$, mit dem Urbach-Parameter E_U [152], [153]. Der Urbach-Parameter ist eine Kenngröße, die die strukturelle und thermische Unordnung des Halbleitermaterials widerspiegelt. Aus der exponentiellen Fitfunktion (siehe rot-gestrichelte Linie) wird der Urbach-Parameter zu $E_U = 10 \text{ meV}$ bestimmt. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Werten zwischen $E_U = 5 \text{ meV}$ bis $E_U = 10 \text{ meV}$ für GaInAsSb-Volumenhalbleiter (Herstellung über Flüssigphasenepitaxie, *engl.: liquid phase epitaxy*) [154]. Zum Vergleich: der typische Wert des Urbach-Parameters bei Raumtemperatur für undotiertes GaAs ist $E_{U,GaAs} = 7,5 \text{ meV}$ und steigt mit zunehmender Si-Dotierung auf $E_{U,GaAs} = 13 \text{ meV}$ bei $n = 2,0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ an [155].

Zur Bestimmung der Bandlückenenergie aus dem PL-Spektrum ist die Position des PL-Maximums ungeeignet. Die Urbach'sche Regel beschreibt das Spektrum unterhalb der Bandlückenenergie. Die Bandlückenenergie von $E_{Gap} \cong (447 \pm 5)$ meV wird durch die Position bestimmt, bei der das Spektrum von der Urbach-Fitfunktion abweicht (gekennzeichnet durch den orangenen Pfeil). Das entspricht einer Grenzwellenlänge von $\lambda_c \cong (2,77 \pm 0,04)$ μm .

Mit E_{Gap} kann zudem die molare Zusammensetzung der quaternären Absorptionsschicht gegengeprüft werden. Die Bedingung für gitterangepasstes Wachstum ist durch die Zusammensetzung $(\text{GaSb})_x(\text{InAs}_{0,91}\text{Sb}_{0,09})_{1-x}$ gegeben [70]. In Abbildung 5.2 (b) ist die Bandlückenenergie gegenüber dem Stoffmengenanteil x aufgetragen. Die aufgetragenen Werte (schwarze Kugeln) sind von Shim übernommen [156]. Die schwarze Linie zeigt die kubische Interpolation. Der orangefarbene Pfeil kennzeichnet die Bandlückenenergie die aus dem PL-Spektrum bestimmt wurde und bestätigt die molare Zusammensetzung zu $\text{Ga}_{0,76}\text{In}_{0,24}\text{As}_{0,20}\text{Sb}_{0,80}$.

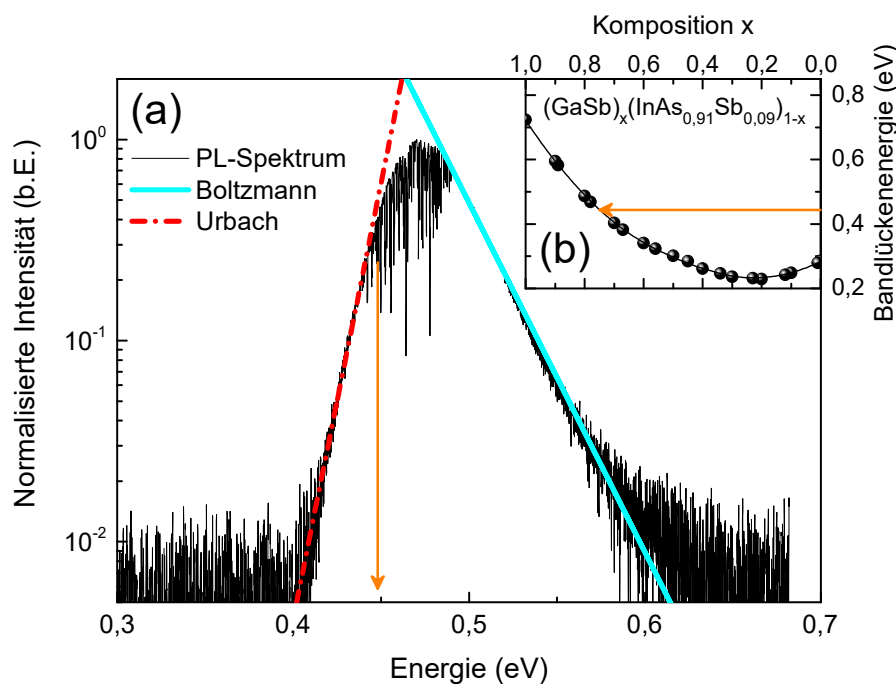


Abbildung 5.2: (a) Fourier-Transformations-Infrarot-Photolumineszenz-Spektrum der quaternären GaInAsSb-Absorptionsschicht in logarithmischer Darstellung. Der niederenergetische Abfall ist durch einen Urbach'schen Bandkantenaufläufer bestimmt. Aus der exponentiellen Fitfunktion (rot-gestrichelte Linie) wird ein Urbach-Parameter $E_U = 10$ meV bestimmt. Die Bandlückenenergie ist $E_{Gap} = (447 \pm 5)$ meV. Der hochenergetische Abfall entspricht einer Boltzmann-Verteilung (hellblaue Linie). (b) Bandlückenenergie von $(\text{GaSb})_x(\text{InAs}_{0,91}\text{Sb}_{0,09})_{1-x}$ als Funktion des Stoffmengenanteils x nach Ref. [156].

5.3 Elektrische Transporteigenschaften

Um die elektrischen Transporteigenschaften des Lochtransports in p-dotierten AlAsSb/GaSb-DBQW-RTDs zu untersuchen, wurden die $I(V)$ -Kennlinien bei unterschiedlichen Temperaturen

gemessen. Die Güte des Fabrikationsprozesses wurde über eine Variation der Diodenfläche ermittelt. Über einen Vergleich der $I(V)$ -Kennlinien mit einer n-dotierten Referenzprobe wird der Einfluss der quaternären GaInAsSb-Absorptionsschicht auf den Ladungsträgertransport untersucht und die Aufteilung der GaSb/GaInAsSb-LB- und VB-Diskontinuitäten abgeschätzt.

5.3.1 p-dotierte Al(As)Sb/GaSb-RTD-Fotodetektoren

Abbildung 5.3 zeigt die $I(V)$ -Kennlinien einer RTD- mit Durchmesser von $d = 11 \mu\text{m}$, gemessen im Helium-Bad bei $T = 4,2 \text{ K}$ (blaue Kreise), und bei $T = 295 \text{ K}$ (rote Kugeln). Die Tieftemperaturkennlinie zeigt sowohl für positive, als auch für negative Betriebsspannungen zwei ausgeprägte Resonanzen. Diese können resonantem Tunneln von Löchern über die ersten quantisierten Schwerloch- (hh1) und Leichtloch- (lh-) Zustände innerhalb des DBQW zugeschrieben werden. Die hh1-Resonanzen sind im Inset von Abbildung 5.3 vergrößert dargestellt und befinden sich bei Spannungen von $V_{hh1} = 0,40 \text{ V}$ und $V_{hh} = -0,67 \text{ V}$. Die lh-Resonanzen sind im Vergleich zur hh1-Resonanz deutlicher ausgeprägt und befinden sich bei $V_{lh} = 1,37 \text{ V}$ und $V_{lh} = -2,55 \text{ V}$. Die lh-Resonanzströme sind mit $I_{Res} = 1,98 \text{ mA}$ für positive Spannungen und $I_{Res} = -1,78 \text{ mA}$ für negative Spannungen vergleichbar. Die dazugehörigen Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnisse liegen bei $PVCR = 5,5$ (Vorwärtskennlinie) und $PVCR = 8,6$ (Rückwärtskennlinie). Bei Raumtemperatur (rote Kugeln) verschwindet die hh1-Resonanz. Die lh-Resonanz ist deutlich erkennbar und geringfügig zu kleineren Spannungswerten verschoben. Für positive Spannungen befindet sich diese nun bei $V_{lh} = 1,03 \text{ V}$ mit $I_{Res} = 1,18 \text{ mA}$ und $PVCR = 1,4$. Für negative Spannungen befindet sich die lh-Resonanz bei $V_{lh} = -1,88 \text{ V}$ mit $I_{Res} = -1,03 \text{ mA}$ und $PVCR = 1,5$.

Sowohl Tieftemperatur- als auch Raumtemperatur-Kennlinie zeichnen sich durch eine hohe Symmetrie aus, was den Betrag der Resonanzströme betrifft. Das lässt auf eine hohe Symmetrie der RTS im Valenzband schließen und erlaubt Rückschlüsse auf die relative Lage der Valenzbandkanten von GaInAsSb zu GaSb. In der einschlägigen Literatur werden bisweilen unterschiedliche, zum Teil widersprüchliche Materialparameter bezüglich der LB- und VB-Diskontinuitäten angegeben. Im Falle eines ausgeprägten Typ-I-Heteroübergangs von $\Delta E_V \approx 84 \text{ meV}$ (vgl. Ref. [156]), oder eines ausgeprägten Typ-II-Heteroübergängen (vgl. Ref. [157], [158]) wäre eine asymmetrische $I(V)$ -Kennlinie und insbesondere stark abweichende Resonanzströme zu erwarten. Dies ist nicht der Fall und somit kann davon ausgegangen werden, dass die Valenzbandkanten von GaSb und GaInAsSb energetisch annähernd gleich sind ($\Delta E_V \approx 0 \text{ V}$), oder ein geringfügiger Typ-II Heteroübergang (vgl. Simulation des VB-Profiles in Abbildung 5.1) vorliegt. Die Reduktion der Bandlückenenergie in GaInAsSb im Vergleich zu GaSb findet somit fast ausschließlich im LB statt. Die asymmetrischen Resonanzpositionen lassen sich auf unterschiedliche RTD-Hebelfaktoren aufgrund des asymmetrischen Dotierprofils zurückführen.

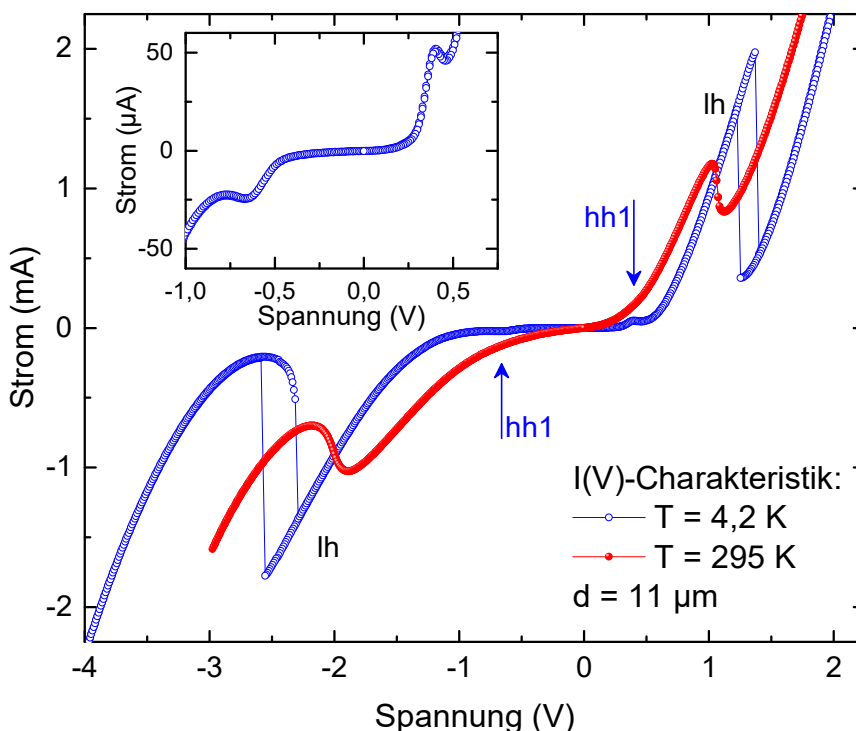


Abbildung 5.3: $I(V)$ -Charakteristik einer RTD mit Durchmesser von $d = 11 \mu\text{m}$ gemessen bei Tieftemperatur ($T = 4,2 \text{ K}$; blaue Kreise) und bei Raumtemperatur ($T = 295 \text{ K}$; rote Kugeln). In der vergrößerten Darstellung des Insets sind die Schwerloch-Resonanzen zu erkennen.

Um die Temperaturabhängigkeit des Lochtransports durch die RTS zu untersuchen, wurde die Probe schrittweise von $T = 295 \text{ K}$ bis auf $T = 4,2 \text{ K}$ heruntergekühlt. Aus den gemessenen $I(V)$ -Kennlinien wurden der Resonanz- I_{res} und Talstrom I_{val} der ersten Leichtloch-Resonanz für negative Betriebsspannungen (Lochinjektion von Substratseite aus) extrahiert. Abbildung 5.4 (a) zeigt I_{res} und I_{val} als schwarze beziehungsweise rote Kugeln. Während der Talstrom monoton von $I_{val} = -0,25 \text{ mA}$ auf $I_{val} = -0,91 \text{ mA}$ steigt, sinkt der Resonanzstrom von $I_{res} = -2,44 \text{ mA}$ auf $I_{res} = -1,39 \text{ mA}$ für zunehmende Temperaturen von $T = 4,2 \text{ K}$ bis $T = 295 \text{ K}$. Sowohl die Zunahme von I_{val} als auch die Abnahme von I_{res} mit steigender Temperatur können größtenteils auf verstärkte Phonon-Streuprozesse zurückgeführt werden [86], [87]. Bemerkenswert ist das lokale Resonanzstrommaximum von $-2,54 \text{ mA}$ bei $T = 45 \text{ K}$. Abbildung 5.4 (b) zeigt das resultierende Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnis (PVCR) als Funktion der Temperatur. Bis zu einer Temperatur von $T \lesssim 55 \text{ K}$ ist das PVCR mit $PVCR \cong 9,6$ nahezu konstant. Ein weiterer Anstieg der Temperatur resultiert in einer Abnahme des PVCR. Bei einer Temperatur von $T = 75 \text{ K}$ wird noch ein Wert von $PVCR = 8,7$ gemessen. Das Raumtemperatur PVCR (295 K) ist mit einem Wert von $PVCR = 1,5$ vergleichbar dem der n-dotierten Probe RTD-2 mit GaInSb-Vorquantentopf.

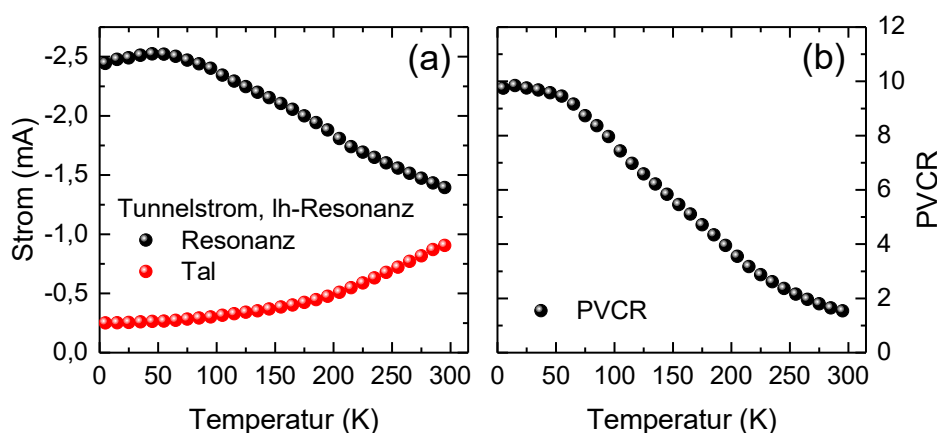


Abbildung 5.4: Temperaturabhängigkeit der lh-Resonanz bei negativen Betriebsspannungen (Lochinjektion von Substratseite) im Temperaturbereich von $T = 4,2$ K bis $T = 295$ K. (a) Resonanz- und Talstrom als beziehungsweise rote Kugeln. (b) Resultierendes Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnis.

Um die Reproduzierbarkeit und den möglichen Einfluss leitender Randkanäle zu bestimmen, wurde die Flächenabhängigkeit des Resonanz- und Talstrom der lh-Resonanz für negative V (Lochinjektion vom GaSb-Volumenhalbleiter, Substratseite) gemessen. Die gemessenen Werte sind für Temperaturen sind $T = 4,2$ K und $T = 295$ K in Abbildung 5.5 (a) beziehungsweise (b) gezeigt. Sowohl Resonanz- als auch Talstrom steigen linear mit der Diodenfläche an. Aus der Steigung der linearen Ausgleichsgeraden werden die Resonanz- und Talstromdichten bestimmt. Diese betragen $j_{Res} = -(16,6 \pm 0,5) \mu\text{A} \mu\text{m}^{-2}$ und $j_{Val} = -(1,64 \pm 0,07) \mu\text{A} \mu\text{m}^{-2}$ bei $T = 4,2$ K sowie $j_{Res} = -(9,04 \pm 0,16) \mu\text{A} \mu\text{m}^{-2}$ und $j_{Val} = -(5,71 \pm 0,15) \mu\text{A} \mu\text{m}^{-2}$ bei $T = 295$ K. Aus dem Quotienten von j_{Res} und j_{Val} ergibt sich das PVCR zu $PVCR = (10,1 \pm 0,5)$ bei $T = 4,2$ K sowie $PVCR = (1,58 \pm 0,05)$ bei $T = 295$ K.

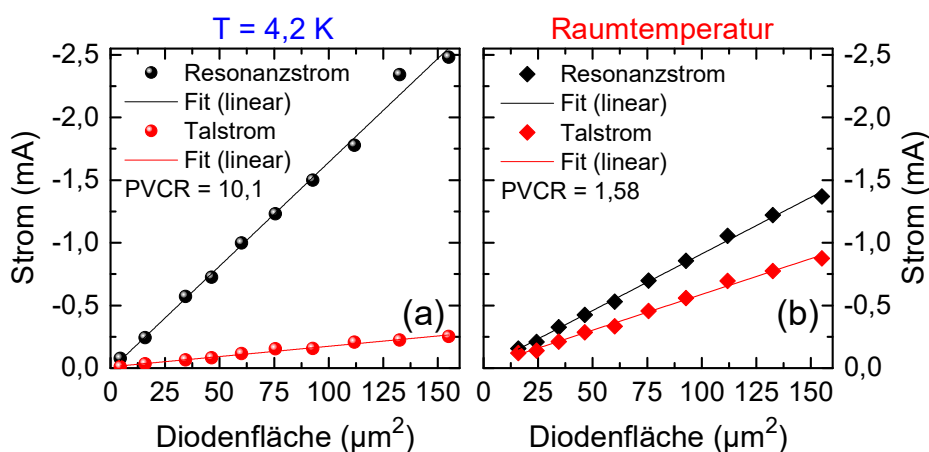


Abbildung 5.5: Flächenabhängigkeit der lh-Resonanz bei negativen Betriebsspannungen (Lochinjektion von Substratseite). (a) Resonanzstrom (schwarze Kugeln) und Talstrom (rote Kugeln) als Funktion der RTD-Diodenfläche, aufgenommen bei einer Temperatur von $T = 4,2$ K. (b) Resonanzstrom (schwarze Diamanten) und Talstrom (rote Diamanten) als Funktion der RTD-Diodenfläche, aufgenommen bei einer Temperatur von $T = 295$ K.

Ihre vielseitige Einsetzbarkeit verdanken RTDs unter anderem dem Bereich des negativ-differentiellen Leitwerts [59]. In Abhängigkeit des seriellen Widerstands kann die RTD in monostabilem oder bistabilem Operationsmodus betrieben werden. Abbildung 5.6 (a) zeigt die Rückwärts-I(V)-Kennlinie für zwei unterschiedliche serielle Lastwiderstände von $R = 10 \Omega$ (schwarz, monostabil) und $R = 1,0 \text{ k}\Omega$ (rot, bistabil). Während sich der bistabile Betriebsmodus besonders für (digitale) Logikschaltungen eignet, kann der monostabile Betriebsmodus zur Erzeugung von Schwingungen benutzt werden. Der negativ-differentielle Widerstand im NDC-Bereich kann ausgenutzt werden, um gewöhnliche Schwingkreise, die aufgrund Ohm'scher Verluste gedämpft werden, zu entdämpfen und so in einen stabilen Schwingzustand zu versetzen [161]. Wegen ihrer in der Regel nur wenige nm dünnen aktiven Zone und den damit verbundenen kurzen Laufzeiten der Ladungsträger eignen diese sich insbesondere auch für den Betrieb mit höheren Frequenzen [162], bis in den THz-Bereich [11], [20]. Um zu überprüfen, ob solche stabilen Oszillationen auch in der untersuchten Probe beobachtet werden können, wurde die RTD bei einer konstanten Spannung von $V = -2,4 \text{ V}$ betrieben und der Strom mittels digitalem Oszilloskop als Funktion der Zeit gemessen. Das gemessene Signal ist in Abbildung 5.6 (b) als schwarze Kennlinie dargestellt und zeigt eine ausgeprägte Oszillation. Die Sinus-Fitfunktion ergibt eine Schwingungsfrequenz von $f = 77,6 \text{ MHz}$.

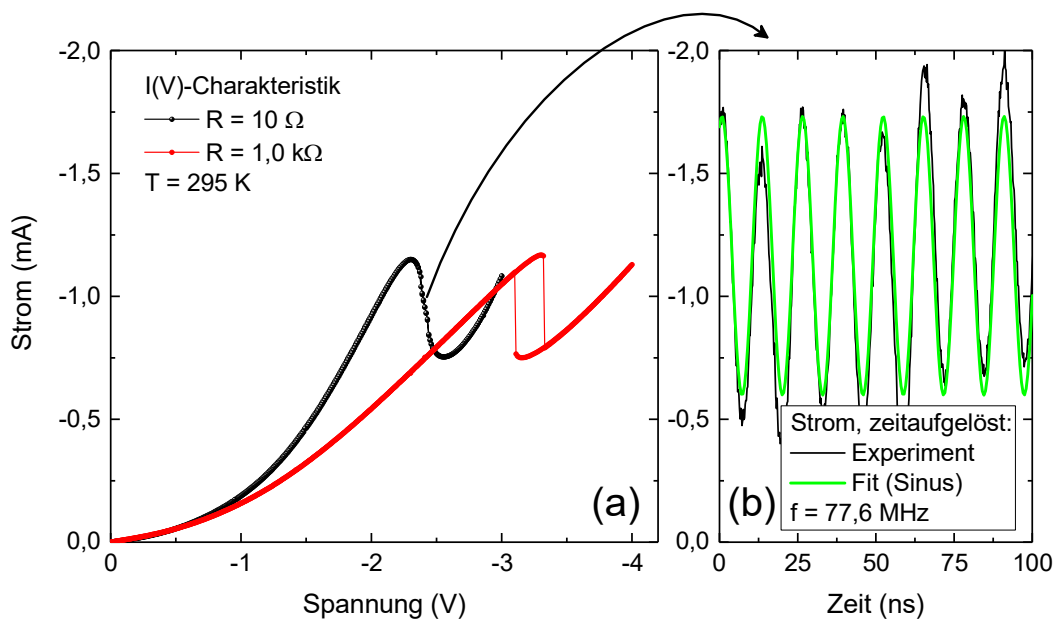


Abbildung 5.6: (a) Rückwärts-I(V)-Kennlinie für zwei unterschiedliche serielle Widerstände von $R = 10 \Omega$ (schwarz) und $R = 1,0 \text{ k}\Omega$. (b) Zeitliche Strom-Oszillationen im Bereich des negativ-differentiellen Leitwerts (NDC) bei $V = -2,4 \text{ V}$. Aus der Sinus-Fitfunktion wird eine Oszillationsfrequenz von $f = 77,6 \text{ MHz}$ bestimmt.

5.3.2 n-dotierte Al(As)Sb/GaSb-RTD-Fotodetektoren

Um die Auswirkung der quaternären GaInAsSb-Absorptionsschicht auf den Ladungsträgertransport genauer zu bestimmen und die Aufteilung der GaSb/GaInAsSb-

Banddiskontinuitäten besser abschätzen zu können, wurde eine n-dotierte Vergleichsprobe *RTD-n* untersucht. Diese unterscheidet sich lediglich in der Breite des GaSb-DBQW von $d_{DBQW} = 6$ nm (anstelle von 4 nm). Die größere DBQW-Breite wurde gewählt, um die wegen der geringeren effektiven Elektronenmasse vergrößerte De Broglie-Wellenlänge zu kompensieren. Die $I(V)$ -Kennlinie bei $T = 4,2$ K von *RTD-n* mit Durchmesser $d = 12$ μm ist in Abbildung 5.7 gezeigt. Zur besseren Unterscheidbarkeit ist der positive Ast (rot) und negative Ast (blau) der $I(V)$ -Kennlinie farbkodiert. Für positive Spannungen können zwei Resonanzen beobachtet werden, die auf resonantes Tunneln von Elektronen via quantisierten Γ -Zuständen im DBQW zurückzuführen sind. Der negative Ast zeigt lediglich eine diodenhafte Charakteristik ohne Resonanzen. Die Asymmetrie der $I(V)$ -Kennlinie spiegelt das asymmetrische LB-Profil wider. Bei negativer Spannung (Elektron-Injektion aus der GaInAsSb-Schicht) durch 10 nm GaSb via RTS wird resonantes Tunneln effektiv unterdrückt.

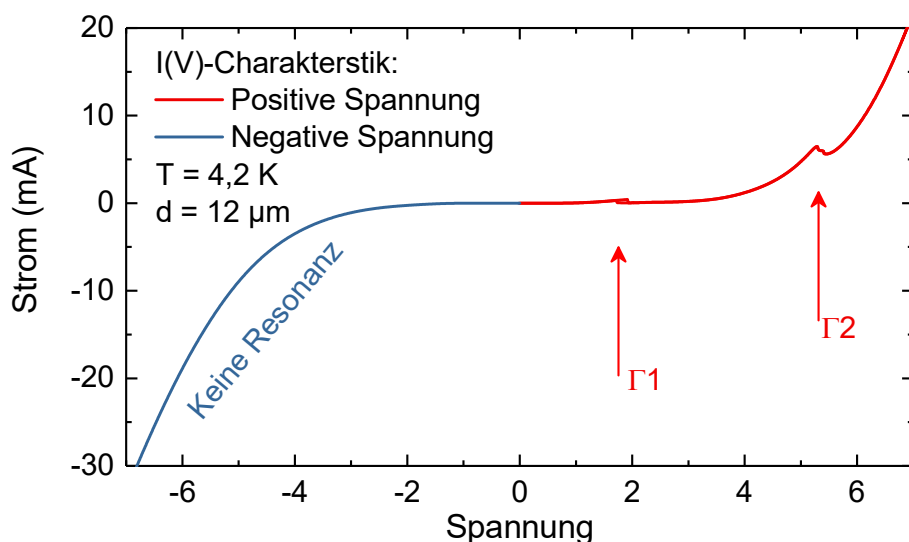


Abbildung 5.7: n-dotierte Referenzstruktur *RTD-n*. $I(V)$ -Charakteristik bei $T = 4,2$ K für eine Diode mit Durchmesser $d = 12$ μm . Die beiden roten Pfeile kennzeichnen die Resonanzen.

In Abbildung 5.8 (a) sind die $I(V)$ -Kennlinien bei $T = 4,2$ K (blau) und $T = 77$ K (grün) einer RTD mit Durchmesser von $d = 12$ μm für positive Spannungen dargestellt. Die $I(V)$ -Kennlinie bei $T = 77$ K unterscheidet sich nur geringfügig von der $I(V)$ -Charakteristik bei $T = 4,2$ K. Sowohl die Kennlinie bei 77 K, als auch die Kennlinie bei 4,2 K zeigen bei einer Betriebsspannung knapp oberhalb $V > 5$ V eine ausgeprägte Resonanz mit anschließendem NDC-Bereich (siehe Abbildung 5.8 (b)). Die Resonanz kann auf resonantes Tunneln von Elektronen via des zweiten quantisierten Γ -Zustandes (Γ_2) innerhalb des DBQW zurückgeführt werden. Die Kennlinie ist in diesem Bereich der Γ_2 -Resonanz monostabil. Durch die entdämpfende Wirkung des NDC-Bereichs kommt es zur Ausbildung stabiler Oszillationen des Stroms (siehe Abbildung 5.8 (d), grüne Kennlinie). Die gemessene Schwingung ist sinusförmig mit einer Oszillationsfrequenz von $f = 48,5$ MHz.

Durch resonantes Tunneln von Elektronen via des Γ_1 -Zustandes kommt es sowohl bei 77 K als auch bei 4,2 K zu einer ausgeprägten Resonanz bei $V \approx 1,9$ V (siehe Abbildung 5.8 (c)). Im Gegensatz

zur Γ_2 -Resonanz ist die Γ_1 -Resonanz bistabil. Unter der Annahme rein Ohm'scher serieller Widerstandskomponenten, bezeichnen *Jimenez et al.* diese als intrinsische Bistabilität und erklären sie über Interleitungsbandstreuprozesse innerhalb des DBQW [130], [131]. Ihre Begründung besagt, dass im Falle einer extrinsischen Bistabilität aufgrund eines Ohm'schen Widerstands auch die Γ_2 -Resonanz eine Bistabilität aufweisen müsste. Diese Behauptung ist korrekt, es sei jedoch darauf hingewiesen, dass es sich im Falle einer nicht-Ohm'schen Komponente (wie z.B. einem Schottky-Kontakt) auch bei der Γ_1 -Resonanz sehr wohl um eine extrinsische Bistabilität handeln kann.

Auffällig ist das Erscheinen einer weiteren Resonanz mit NDC-Bereichs bei $V \approx 2,5$ V für eine Erhöhung der Temperatur auf 77 K (siehe Abbildung 5.8 (c)). Von ihrer Form und Position ähnelt diese Resonanz einer Phonon-Replika-Resonanz [163], [164]. Dabei können Elektronen unter Emission eines longitudinal-optischen (LO) Phonons über den DBQW-Zustand tunneln. Die Energiedifferenz zwischen Emitter- und DBQW-Niveau ($\Delta E = \hbar\omega_{LO}$) muss dafür gleich der Energie eines longitudinal-optischen (LO) Phonons sein. Je kälter die Temperatur, desto ausgeprägter ist die Phonon-Replika-Resonanz. Im vorliegenden Fall nimmt die Resonanz bei $V \approx 2,5$ V mit steigender Temperatur zu und erreicht bei ca. 150 K ein Maximum (nicht gezeigt). Bei der vorliegenden Resonanz handelt es sich daher nicht um eine Phonon-Replika. Die exakte Herkunft der Resonanz bei 2,5 V mit ihrer atypischen Temperaturcharakteristik kann nicht abschließend geklärt werden, obwohl von anderen Gruppen schon ähnliche Beobachtungen gemacht wurden [128]. Eine mögliche Erklärung wäre ein Phonon medierter Tunnelprozess, bei dem ein Γ -Elektron durch Absorption eines Phonons (und somit unter Einhaltung von Impuls- und Energieerhaltung) auf den zweiten quantisierten L-Zustand im DBQW tunnelt.

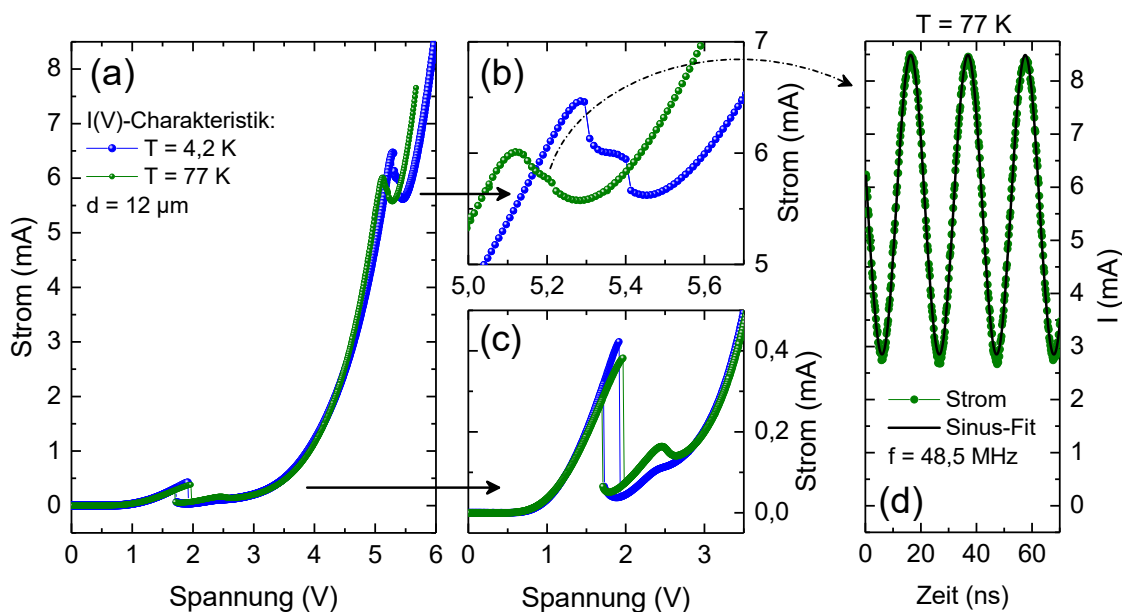


Abbildung 5.8: (a) $I(V)$ -Kennlinien der Probe RTD-n bei $T = 4,2$ K (blau) und bei $T = 77$ K für positive Spannungen. (b) Zweite Resonanz für resonantes Tunneln über den zweiten quantisierten Zustand Γ_2 (c) Erste Resonanz für resonantes Tunneln über den ersten quantisierten Zustand Γ_1 . (d) Strom-Oszillationen im NDC-Bereich der zweiten Resonanz. Aus der Sinus-Fitfunktion ergibt sich eine Frequenz von $f = 48,5$ MHz.

Um die Reproduzierbarkeit des Fabrikationsprozesses zu untersuchen, sowie den Einfluss möglicher parasitärer Einflüsse wie leitende Oberflächenrandkanäle zu untersuchen, wurden die $I(V)$ -Kennlinien von Dioden mit unterschiedlichen Mesa-Durchmessern gemessen und Resonanz- sowie Talstrom der Γ_1 -Resonanz ausgelesen.

I_{res} und I_{val} sind in Abbildung 5.9 als schwarze beziehungsweise rote Kreuze gegenüber der Diodenfläche aufgetragen. Abbildung 5.9 (a) zeigt die Ergebnisse für die Messung bei $T = 4,2$ K und Abbildung 5.9 (b) stellt die Ergebnisse der Messungen bei $T = 77$ K dar. Sowohl I_{res} als auch I_{val} steigen linear mit zunehmender Diodenfläche. Die linearen Fitfunktionen von I_{res} und I_{val} sind jeweils Ursprungsgeraden, was auf eine exzellente Qualität des Fabrikationsprozesses schließen lässt. Die lineare Abhängigkeit deutet auf eine gute Reproduzierbarkeit hin. Die Steigungen der linearen Fitfunktionen entsprechen der jeweiligen Resonanz- beziehungsweise Talstromdichte. Diese betragen $j_{res} = (3,69 \pm 0,05) \mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$ und $j_{val} = (0,32 \pm 0,01) \mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$ bei $T = 4,2$ K sowie $j_{res} = (3,28 \pm 0,05) \mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$ und $j_{val} = (0,46 \pm 0,03) \mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$ bei $T = 77$ K. Aus dem Quotienten von j_{res} und j_{val} ergibt sich $PVCR = (11,4 \pm 0,3)$ bei $T = 4,2$ K sowie $PVCR = (7,4 \pm 0,5)$ bei $T = 77$ K. Das PVCR liegt bei $T = 4,2$ K leicht über und bei $T = 77$ K leicht unterhalb des PVCRs für resonantes Lochtunneln.

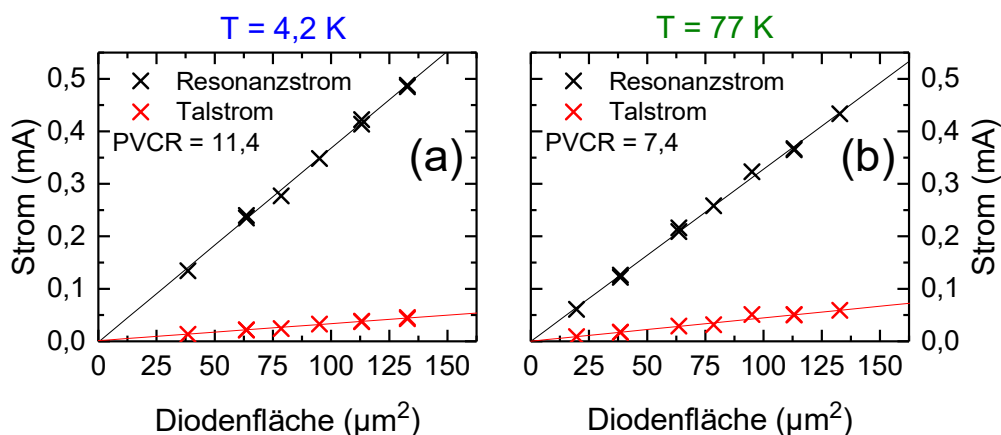


Abbildung 5.9: Flächenabhängigkeit der Γ_1 -Resonanz für Dioden der Probe RTD-n: (a) Helium-Bad bei $T = 4,2$ K und (b) im Stickstoffbad bei $T = 77$ K. Der Resonanzstrom ist als schwarze, der Talstrom als rote Kreuze dargestellt. Aus der Steigung der linearen Fit-Funktionen wird das Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnis zu $PVCR = 11,4$ bei $T = 4,2$ K und zu $PVCR = 7,4$ bei $T = 77$ K bestimmt werden.

Um die Temperaturabhängigkeit des Elektronentransports durch die DBQW-RTS genauer zu untersuchen, wurde die $I(V)$ -Kennlinie einer RTD mit Durchmesser $d = 10 \mu\text{m}$ für verschiedene Temperaturen zwischen Raumtemperatur und $T = 4,2$ K gemessen und I_{res} und I_{val} der Γ_1 -Resonanz bestimmt.

Abbildung 5.10 (a) zeigt I_{res} und I_{val} als schwarze beziehungsweise rote Kugeln. Für Temperaturen $T > 280$ K kann in der $I(V)$ -Kennlinie keine Resonanz mehr beobachtet werden, weshalb nur für Temperaturen $T \leq 280$ K Daten vorliegen. Mit zunehmender Temperatur steigt der Talstrom von $I_{val} = 0,024$ mA bei $T = 4,2$ K auf $I_{val} = 0,127$ mA bei $T = 280$ K, während der Resonanzstrom von

$I_{res} = 0,277$ mA auf $I_{res} = 0,134$ mA sinkt. Im Gegensatz zur p-dotierten RTD kann sowohl die Zunahme von I_{val} als auch die Abnahme von I_{res} mit steigender Temperatur nicht nur auf verstärkte Phonon-Streuprozesse und thermische Emission zurückgeführt werden [86], [87]. Die Mehrheit der Elektronen im GaSb-Emitter bevölkert Zustände am L-Punkt und steht somit nicht mehr für resonantes Tunneln über den Γ_1 -Zustand zur Verfügung (vergleiche Kapitel 4). Abbildung 5.10 (b) zeigt das resultierende Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnis als Funktion der Temperatur. Das PVCRC fällt mit steigender Temperatur ab. Die Temperaturabhängigkeit des PVCRC ähnelt dem der Probe *Ref-1* (AlSb/GaSb-DBQW-RTS aus Kapitel 4.2), jedoch ist aufgrund der As-Inkorporation in den Tunnelbarrieren die Kristallqualität gemindert, weshalb das PVCRC vergleichsweise geringer ist.

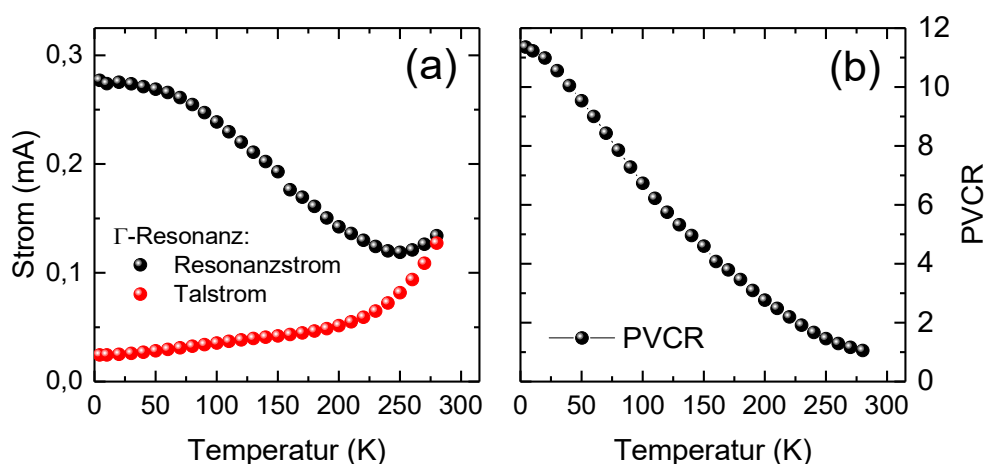


Abbildung 5.10: Temperaturabhängigkeit der Γ_1 -Resonanz von RTD-n für eine Diode mit Durchmesser $d = 10 \mu\text{m}$. (a) Resonanz- (schwarz) und Talstrom (rot) als Funktion der Temperatur. (b) Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnis (PVCRC) als Funktion der Temperatur.

5.3.3 Vergleich von Elektron- und Lochtransport in AlAsSb/GaSb-DBQW-RTDs

In Tabelle 5.1 sind einige wichtige Kenngrößen des Loch- beziehungsweise Elektronentransports durch resonantes Tunneln gelistet.

	p-Dotierung (Lochtransport)	n-Dotierung (Elektrontransport)
Symmetrische I(V)-Kennlinie	Ja	Nein
Resonantes Tunneln bei Raumtemperatur	Ja	Nein
PVCR (I_h / I_v), $T = 4,2$ K	10,1	11,4
PVCR (I_h / I_v), $T = 295$ K	1,58	---
j_{Res} (I_h / I_v), $T = 4,2$ K	-16,6 $\mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$	3,69 $\mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$
j_{Res} (I_h / I_v), $T = 295$ K	-9,04 $\mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$	---

Tabelle 5.1: Vergleich elektrischer Transportcharakteristika des p-Dotierten MIR-RTD-Fotodetektors mit der n-dotierten Referenzprobe.

5.4 Optoelektronischer Transport in p-dotierten Al(As)Sb/GaSb-RTD-Fotodetektoren

Um die optoelektronischen Transporteigenschaften der p-dotierten RTD-Fotodetektoren zu untersuchen, wurde für *RTD-p1* zunächst analog *Unterkapitel 3.2* eine Fotostrom-Spannungs-Charakteristik $I_{ph}(V)$ unter Anregung mit Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 1,30 \mu\text{m}$ gemessen. Im Anschluss wurden verschiedene optoelektronische Transportmessungen unter Anregung mit Laserlicht im MIR-Spektralbereich bei $\lambda = 2,606 \mu\text{m}$ durchgeführt.

Abbildung 5.11 zeigt die $I(V)$ -Kennlinie von *RTD-p1* im Dunkeln (schwarz) und unter Beleuchtung (rot) für positive und negative Spannungen bei einer Lichtleistung von $P \lesssim 0,7 \text{ mW}$. Die resultierende Fotostrom-Spannungs-Charakteristik $I_{ph}(V) = I_{illu}(V) - I_{dark}(V)$ ist in blau dargestellt. $I_{ph}(V)$ ist asymmetrisch und für positive Spannungen im Vergleich zu negativen Spannungen stark vermindert. Die Asymmetrie von $I_{ph}(V)$ ergibt sich aus der asymmetrischen Halbleiterheterostruktur von *RTD-p1*. Ladungsträgerakkumulation photogenerierter Minoritätsladungsträger findet für negative Spannungen statt. Durch die Umkehr der Polarität der Majoritätsladungsträger wird entsprechend auch die Spannungsabhängigkeit von $I_{ph}(V)$ im Vergleich zum RTD-Fotodetektor aus Kapitel 3 invertiert. Jedoch kommt es aufgrund der Photonenenergie $h\nu = 0,95 \text{ eV}$ des einfallenden Lichts auch außerhalb der Absorptionsschicht zur Generation von Minoritätsladungsträgern, weshalb auch für positive Spannungen noch eine Komponente von I_{ph} existiert.

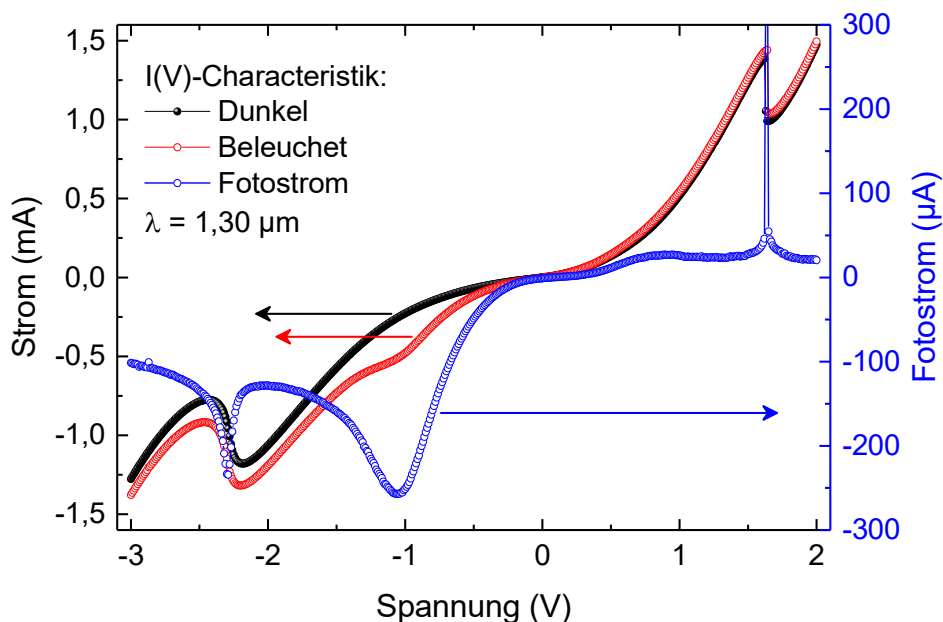


Abbildung 5.11: $I(V)$ -Charakteristik einer Diode mit Durchmesser $d = 12 \mu\text{m}$ im Dunkeln (schwarz) und unter Beleuchtung mit Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 1,30 \mu\text{m}$ (rot) mit einer einfallenden Lichtleistung von $P \lesssim 0,7 \text{ mW}$. Die resultierende Fotostrom-Spannungs-Charakteristik $I_{ph}(V)$ ist in blau dargestellt.

Für zunehmend negative Spannungen steigt der Betrag von I_{ph} zunächst stark an, bis ein Maximum bei $V = -1,05$ V von $I_{ph} \approx -250$ μ A erreicht ist. Eine weitere Erhöhung der Rückwärtsspannung führt zu einem sinkenden Betrag von I_{ph} , was in Kapitel 3 auf eine abnehmende Lebensdauer photogenerierter Minoritätsladungsträger zurückgeführt werden konnte. Die lokale Fotostromspitze bei $V = -2,3$ V ist dem NDC-Bereich mit seinem erhöhten absoluten differentiellen Leitwert zuzuschreiben.

Im Folgenden wurde *RTD-p1* mit einem monomodig emittierenden Halbleiterlaser der Firma *nanoplus* angeregt. Der Laser emittiert bei einer Wellenlänge von $\lambda = 2,606$ μ m und kann zur Laser-Absorptionsspektroskopie von Wasserdampf verwendet werden. Der Laser ist von Haus aus kollimiert und wurde mittels einer Linse mit Brennweite $f = 2,0$ cm auf die Probe fokussiert.

Sub- μ m-Strahlprofilvermessung: Um zu bestimmen, welcher Bruchteil der einfallenden Leistung auf die RTD trifft, wurde die RTD bei einer konstanten Spannung von $V = -0,8$ V betrieben und der Fotostrom gemessen, während die RTD innerhalb der Bildebene (senkrecht zur optischen Achse) mittels Piezostage verfahren wurde. Abbildung 5.12 zeigt das gemessene Strahlprofil des Lasers im Fokuspunkt. Die minimale Schrittweite der Piezostage beträgt 100 nm. Vor Beginn der Messung wurde die optisch aktive Fläche der RTD mittels Rasterelektronenmikroskopie bestimmt (siehe Inset Abbildung 5.12). Der Kreisdurchmesser ist $d = 8,14$ μ m. Die optische Öffnung ist gerade so breit, dass ihr Einfluss auf das gemessene Strahlprofil vernachlässigbar klein ist. Zudem ist I_{ph} im Bereich der eingestrahlten Intensitäten direkt proportional zur einfallenden Lichtleistung P . Das gemessene Fotostromprofil entspricht dem tatsächlichen Strahlprofil. Über eine Extrapolation des Strahlprofils in Polarkoordinaten und anschließende Integration ergibt sich, dass bei idealer Justage maximal $\eta = 5,8$ % der einfallenden Lichtintensität auf die RTD treffen.

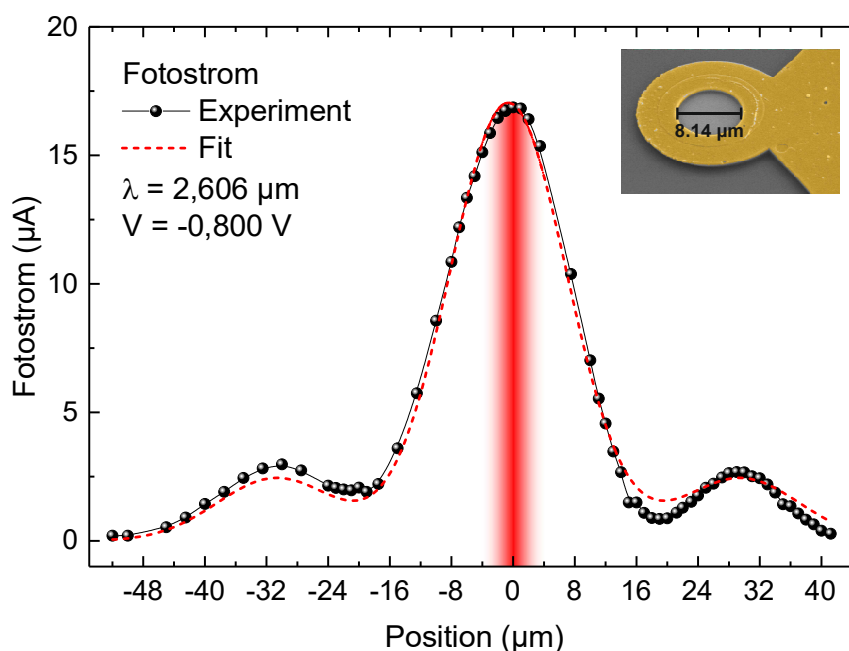


Abbildung 5.12: Querschnitt des Laserprofils im Fokuspunkt gemessen mit einer RTD mit offenem Fenster von $d = 8,14 \mu\text{m}$. In etwa 5,8 % der Gesamtleistung (markiert durch den rot schattierten Bereich) trifft tatsächlich auf die Probe und kann dort absorbiert werden.

Nach durchgeführter Justage auf das Strahlmaximum wurde die $I(V)$ -Charakteristik im Dunkeln und unter Beleuchtung gemessen (siehe Abbildung 5.13). Der Laser wurde bei einer konstanten Temperatur von $T = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ und konstantem Strom $I_{LD} = 115 \text{ mA}$ betrieben, was einer einfallenden Lichtleistung von $P \simeq 180 \mu\text{W}$ entspricht. Wegen des Lastwiderstands von $R = 1,0 \text{ k}\Omega$ kommt es zur Ausbildung einer Bistabilität mit den Schwellspannungen $V_{t1} = -3,32 \text{ V}$ und $V_{t2} = -3,10 \text{ V}$. Der Resonanzstrom ist $I_{res} = -1,167 \text{ mA}$ und der Talstrom ist $I_{val} = -0,750 \text{ mA}$. Unter Beleuchtung verschiebt die $I(V)$ -Charakteristik zu kleineren Spannungen, zudem kommt es lokal zur Erhöhung von $I_{res} = -1,185 \text{ mA}$ und $I_{val} = -0,770 \text{ mA}$. Die Verschiebung der $I(V)$ -Kennlinie zu kleineren Spannungen ist auf Coulomb-Wechselwirkung zurückzuführen. Die lokale Erhöhung von sowohl I_{res} als auch I_{val} wurde von *Hartmann* in herkömmlichen AlGaAs/GaAs-RTDs mit verzweigtem Kollektorkontakt („Split-Gate“) gemessen und durch eine Modulation der lokalen Quasi-Fermi-Energie im Emittor zurückgeführt [61]. Dieser Mechanismus kann jedoch in der vorliegenden Probe *RTD-p1* ausgeschlossen werden, da Lichtabsorption bei $\lambda = 2,6 \mu\text{m}$ und Generation von Minoritätsladungsträgern ausschließlich in der kollektorseitigen quaternären GaInAsSb-Absorptionsschicht stattfindet.

Die Kennlinienverschiebung unter Beleuchtung fällt verglichen mit dem Pendant auf GaAs-Basis (siehe Kapitel 6) gering aus. Dort wurde die Lebensdauer $\tau(V)$ photogenerierter und an der RTS akkumulierter Minoritätsladungsträger als dominierender Faktor zur Bestimmung der lichtinduzierten Spannungsverschiebung identifiziert. $\tau(V)$ ist bei Raumtemperatur über die thermionische Lebensdauer bestimmt, die wiederum im Wesentlichen von der Barrierenhöhe abhängt. Im verwendeten Heterostrukturdesign von *RTD-p1* ist die kombinierte Barrierenhöhe für Elektronen mit $\Delta E_0 \gtrsim 1,5 \text{ eV}$

in etwa dreimal so hoch wie die die kombinierte Barrierenhöhe für Löcher der GaInNAs-RTDs aus Kapitel 3. Thermische limitierte Lebensdauern jenseits der Sekunden-Grenze wären das Resultat.

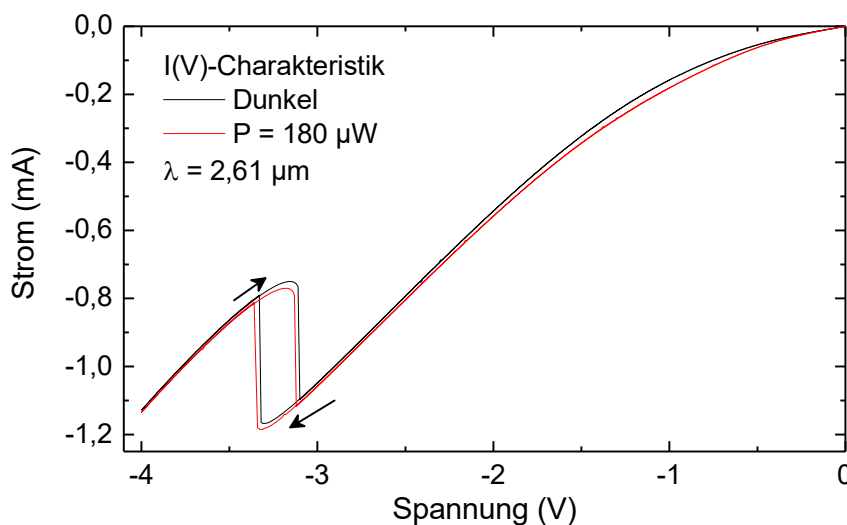


Abbildung 5.13: $I(V)$ -Charakteristik im Dunkeln (schwarz) und unter Beleuchtung mit einem Laser der Wellenlänge $\lambda = 2,61 \mu\text{m}$ (rot). Die einfallende Leistung beträgt $P \approx 0,18 \text{ mW}$. Der Lastwiderstand von $R = 1,0 \text{ k}\Omega$ verursacht die Bistabilität.

Coulomb-Wechselwirkung als grundlegender Mechanismus. Abbildung 5.14 zeigt den die Fotostrom-Spannungs-Charakteristik $I_{ph}(V) = I_{ill}(V) - I_{dark}(V)$. Für positive Betriebsspannungen liegt I_{ph} konstant geringfügig über Null. Im Gegensatz zur Beleuchtung mit Licht der Wellenlänge $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ liegt Absorption nur in der Absorptionsschicht vor. Infolgedessen verschwindet die Fotostromkomponente des positiven Asts fast vollständig. Die marginale Restkomponente lässt sich am wahrscheinlichsten einer Erwärmung der Probe zuschreiben, die bei Leistungen im Bereich hunderter μW zwangsweise stattfindet. Für negative Spannungen steigt I_{ph} zunächst direkt an. Eine Quanteneffizienz-Schwelspannung V_{th} kann nicht beobachtet werden. Aufgrund der verschwinden geringen VB-Diskontinuität zwischen GaInAsSb und GaSb kommt es in den p-dotierten Proben nicht zur Ausbildung eines internen Potentials, welche einer Elektronenakkumulation entgegensteht. Nach Erreichen des Fotostrom-Maximums bei $V = -1,1 \text{ V}$ bei $I_{ph} = -24 \mu\text{A}$ fällt I_{ph} wieder kontinuierlich ab und nähert sich der Null. Die gemessene $I_{ph}(V)$ -Charakteristik ist kennzeichnend für RTD-Fotodetektoren mit niederenergetischer Absorptionsschicht und für Modulation eines (resonanten Tunnel-) Stroms durch Coulomb-Wechselwirkung. Aufgrund einer Schwellspannungsverschiebung von V_{t1} und V_{t2} kommt es dort lokal zur Ausbildung zweier Stromspitzen. Durch die Erhöhung von I_{Res} und I_{Val} unter Beleuchtung und im Zusammenspiel mit dem Lastwiderstand findet die Schwellspannungsverschiebung $\Delta V_t \propto \Delta I \cdot R$ entgegengesetzt der Coulomb-Wechselwirkung zu größeren negativen Spannungen statt. Die Sensitivität bei $V = -1,1 \text{ V}$ beträgt $S_I = |I_{ph}|/P = 0,13 \text{ A W}^{-1}$.

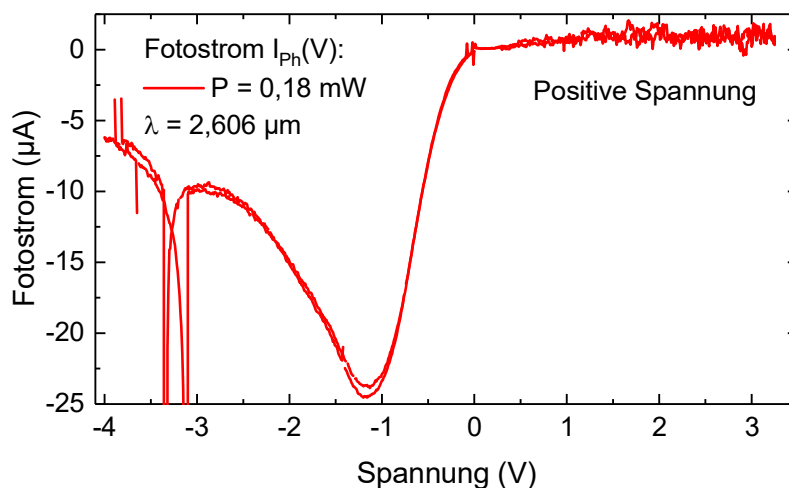


Abbildung 5.14: Fotostrom-Spannungs-Charakteristik $I_{ph}(V)$ unter Beleuchtung mit einem Laser der Wellenlänge $\lambda = 2,61 \mu\text{m}$ (rot). Die einfallende Leistung beträgt $P \approx 180 \mu\text{W}$. Nur für negative Betriebsspannungen können photogenerierte Elektronen an der RTS akkumulieren und über Coulomb-Wechselwirkung den Tunnelstrom modulieren.

Optische Molekül- & Gasspektroskopie am Bsp. Wasserdampf: Um die Tauglichkeit der p-dotierten AlAsSb/GaSb-RTD als Fotosensor für die optische Molekül- und Gasspektroskopie zu demonstrieren, wurde die RTD-p1 bei einer konstanten Spannung von $V = -0,8 \text{ V}$ betrieben und I_{ph} wurde als Funktion der einfallenden Lichtleistung P gemessen (siehe Abbildung 5.15 (a)). Die einfallende Leistung wurde über den Diodenstrom I_{DS} moduliert. Nach Überschreiten des Schwellstroms steigt die Ausgangsleistung des Lasers linear mit I_{DS} . Gleichzeitig führt die mit I_{DS} zunehmende Energiedissipation zu einer leichten Erwärmung des Lasers, infolgedessen die Emissionswellenlänge geringfügig rotverschiebt. Die Rotverschiebung ist dabei annähernd linear mit I_{DS} und P . Wird eine Absorptionslinie (hier H_2O -Absorptionslinie) überschritten, fällt die gemessene Leistung ab. Sind der Absorptionskoeffizient α und die zurückgelegte Distanz des Lichts bekannt, kann die Stoffmengenkonzentration des untersuchten Gases (hier Wasserdampf) über das Lambert-Beer'sche Gesetz bestimmt werden. Der Vergleich mit dem Wasser-Absorptionsspektrum bei $T = 25 \text{ °C}$ in Abbildung 5.15 (b) um die Absorptionslinie bei $\lambda = 2,606 \text{ nm}$ ermöglicht eine direkte Zuordnung der Absorptionsminima in der $I_{ph}(P)$ -Kennlinie mit den spektralen Absorptionslinien.

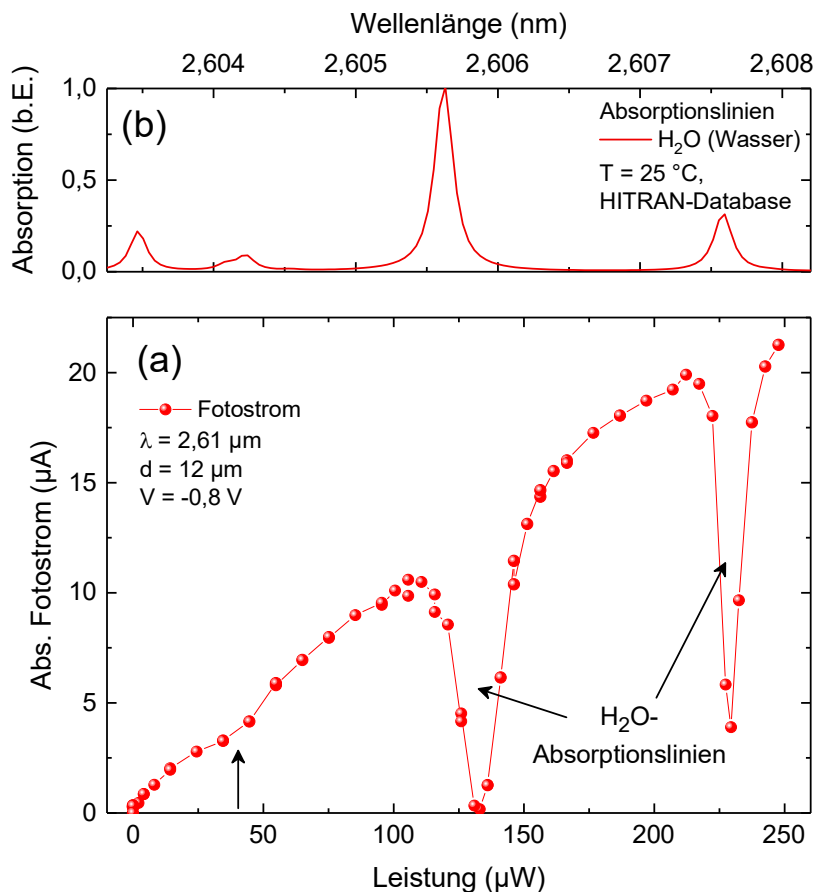


Abbildung 5.15: (a) Fotostrom-Leistungs-Kennlinie am Arbeitspunkt $V = -0,8 \text{ V}$ unter optischer Anregung mittels eines Lasers der Wellenlänge $\lambda = 2,61 \mu\text{m}$. Die Ausgangsleistung wird über den Diodenstrom I_{LD} gesteuert, infolgedessen die Emissionswellenlänge über mehrere Wasser-Absorptionslinien schiebt. Diese sind als lokale Minima ersichtlich und durch die schwarzen Pfeile gekennzeichnet. (b) Wasser-Absorptionsspektrum bei $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ im Bereich um $\lambda = 2,606 \mu\text{m}$ aus der HITRAN database.

Quanteneffizienz & Dotierprofil. Die Sensitivität wird maßgeblich von den Parametern τ und η bestimmt. Im Folgenden wird demonstriert, wie über das Dotierprofil der Absorptionsschicht die RTD-Quanteneffizienz gesteigert werden kann. Dafür wurde Referenzprobe *RTD-p2* gewachsen und analog *RTD-p1* hergestellt. *RTD-p2* ist im Wesentlichen identisch mit *RTD-p1* unterscheidet sich jedoch durch eine komplett undotierte GaInAsSb-Absorptionsschicht.

Abbildung 5.16 zeigt einen Vergleich $j(V)$ -Charakteristik von *RTD-p2* (rot gestrichelt) und *RTD-p1* (schwarz). Wegen der bis auf das Dotierprofil annähernd identischen Heterostruktur ähneln sich die $j(V)$ -Kennlinien von *RTD-p1* und *RTD-p2*. Sowohl für positive als auf negative Spannungen zeigt die $j(V)$ -Charakteristik von *RTD-p2* eine ausgeprägte Resonanz. Die Resonanz für negative Betriebsspannungen im Vergleich zu *RTD-p1* von um $\Delta V \simeq 4,1 \text{ V}$ auf $V_{res} = -5,4 \text{ V}$ verschoben. Die Resonanzstromdichte bei $V = -5,4 \text{ V}$ beträgt $j_{res} = -20,8 \mu\text{A } \mu\text{m}^{-2}$ und ist gefolgt von einem NDC-Bereich. Die Kennlinie ist monostabil. Die RTS von *RTD-p2* ist unverändert im Vergleich zu *RTD-p1*. Das PVCR bleibt nahezu unverändert und sinkt geringfügig auf einen Wert von $PVCR = 1,51$. Für positive Betriebsspannungen ist die Resonanzspannung dagegen mit $\Delta V \simeq 0,6 \text{ V}$ nur leicht verschoben.

Das erste Inset skizziert das VB-Profil für steigende Dotierkonzentrationen der oberen 230 nm der GaInAsSb-Absorptionsschicht von intrinsisch (undotiert) bis $p = 4,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ unter einer negativen Betriebsspannung. Je geringer die Dotierkonzentration ist, desto größer ist der Spannungsabfall über die gesamte Absorptionsschicht. In der Folge muss zum Erreichen der Resonanzbedingung der RTS eine höhere Betriebsspannung gewählt werden. Der Hebelfaktor n_{RTD} wird geringer. Der parallele Verlauf beider $j(V)$ -Kennlinien in doppellogarithmischer Darstellung (siehe zweites Inset) belegt, dass die Verschiebung der Resonanzspannung einem reduzierten RTD-Hebelfaktor zuzuschreiben ist. Die Änderung des RTD-Hebelfaktors lässt sich über den Quotienten der Resonanzspannungen berechnen. Es gilt $n_{RTD-p2} = 0,42 \cdot n_{RTD-p1}$.

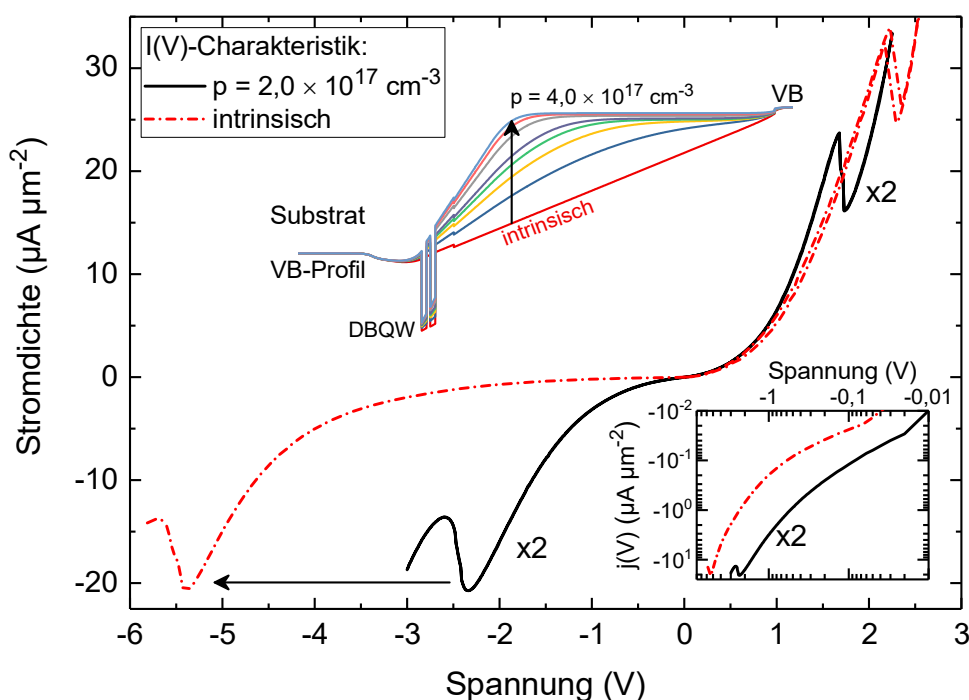


Abbildung 5.16: $j(V)$ -Kennlinien der Proben RTD- p_1 und RTD- p_2 mit $d = 12 \mu\text{m}$. Die $j(V)$ -Kennlinie von RTD- p_1 ist mit dem Faktor 2 multipliziert. Das erste Inset zeigt das VB-Profil für zunehmende Dotierkonzentrationen der GaInAsSb-Absorptionsschicht von intrinsisch bis $p = 4,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Das zweite Inset zeigt den negativen Ast der $j(V)$ -Charakteristik in doppellogarithmischer Darstellung.

Die Reduktion von n_{RTD} geschieht für negative Spannungen, das heißt im Verarmungsfall der Absorptionsschicht. Für positive Spannungen werden positive Majoritätsladungsträger vom Ringkontakt in die Absorptionsschicht injiziert, wo sie an der RTS anreichern und den Spannungsabfall über die RTS bestimmen. Der Hebelfaktor bleibt unverändert, jedoch erfährt die RTS eine zusätzliche serielle Ohm'sche Komponente. Die Verschiebung der $j(V)$ -Kennlinie ist in diesem Fall proportional zum Produkt der Stromdichte und des zusätzlichen seriellen Widerstands $\Delta V \propto I \cdot R$. Der spezifische Widerstand ρ berechnet sich über das inverse Produkt der Lochkonzentration p_h , der Elementarladung und der Lochmobilität $\rho = (p_h q_0 \mu_h)^{-1}$. Während intrinsisches GaSb aufgrund von nativen Defekten eine Hintergrunddotierung von $p \approx 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ aufweist [165]–[169], lässt sich diese für

gitterangepasstes GaInAsSb mit zunehmendem In-Stoffmengenanteil effektiv reduzieren [158], [170], sodass die Hintergrundladungsträgerdichte auf $p_h \lesssim 1,0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ verringert werden kann. Die Lochmobilität liegt für undotiertes GaInAsSb im Bereich von $\mu_h \lesssim 500 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ [170], [171]. Für den spezifischen Widerstand von undotiertem GaInAsSb ergibt sich somit $\rho = 1,25 \times 10^2 \text{ } \Omega \text{ m}$. Die minimal zu erwartende Spannungsverschiebung berechnet sich mit der zusätzlich intrinsischen Schichtdicke $d_{int} = 230 \text{ nm}$ zu $\Delta V = j_{Res} \cdot \rho \cdot d_{int} = 0,1 \text{ V}$. Die tatsächliche Spannungsverschiebung von $\Delta V = 0,5 \text{ V}$ ist um den Faktor 5 größer, was auf eine geringere Hintergrunddotierung und/oder eine geringere Mobilität hindeutet.

Um die Auswirkung der geringeren Dotierung auf die Fotosensitivität der Probe *RTD-p2* zu untersuchen, wurde *RTD-p2* analog *RTD-p1* mit einem Laser der Wellenlänge $\lambda = 2,61 \text{ } \mu\text{m}$ angeregt. Abbildung 5.17 zeigt die $I(V)$ -Kennlinie für negative Spannungen im Dunkeln (schwarz) und unter Beleuchtung (rot). Die eingestrahlte Leistung betrug $P = 180 \text{ } \mu\text{W}$. Unter Beleuchtung ist eine klare Modulation der $I(V)$ -Kennlinie zu sehen. Dabei wird die $I(V)$ -Kennlinie um ΔV_{ph} zu kleineren Spannungswerten verschoben. Für höhere negative Spannungen im Bereich von V_{res} nimmt ΔV_{ph} ab. Im Vergleich zu *RTD-p1* ist die Modulation des Tunnelstroms unter Beleuchtung stark erhöht, was sich in einem erhöhten Fotostrom äußert. Die resultierende Fotostrom-Spannungs-Charakteristik (blau) ist ebenfalls dargestellt. $I_{ph}(V)$ zeigt zwei Extrema von $I_{ph} = -488 \text{ } \mu\text{A}$ bei $V = -2,18 \text{ V}$ und $I_{ph} = 620 \text{ } \mu\text{A}$ im NDC-Bereich bei $V = -5,7 \text{ V}$. Das entspricht einer Sensitivität von $S_I = 2,71 \text{ A W}^{-1}$ beziehungsweise $S_I = 3,45 \text{ A W}^{-1}$. Im Vergleich zu *RTD-p1* entspricht das einer Erhöhung der Sensitivität um einen Faktor von 21. Dabei entfällt in etwa die Hälfte auf die um einen Faktor 2 erhöhte Stromdichte. Der übrige Faktor 10 entfällt somit auf eine Erhöhung der RTD-Quanteneffizienz. Durch die Reduzierung der Dotierung innerhalb der GaInAsSb-Absorptionsschicht wird verhindert, dass sich über weite Bereiche der Absorptionsschicht ein Flachbandfall einstellt. Photogenerierte Ladungsträger können somit im externen Feld effektiver zur RTS driften. Die RTD-Quanteneffizienz steigt. Über die Gleichung $S_I = M \cdot \eta_{RTD} \cdot R_\lambda$ kann der Multiplikationsfaktor zu $M = 8,6$ abgeschätzt werden. Die spektrale Empfindlichkeit bei $\lambda = 2,61 \text{ } \mu\text{m}$ ist $R_\lambda = 2,10 \text{ A W}^{-1}$. Die RTD-Quanteneffizienz wurde für senkrechten Lichteinfall unter Berücksichtigung von Reflexion an der Luft/GaSb-Grenzfläche sowie unter der Annahme eines Absorptionskoeffizienten $\alpha = 1,0 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ zu $\eta_0 = 0,15$ abgeschätzt [172], [173].

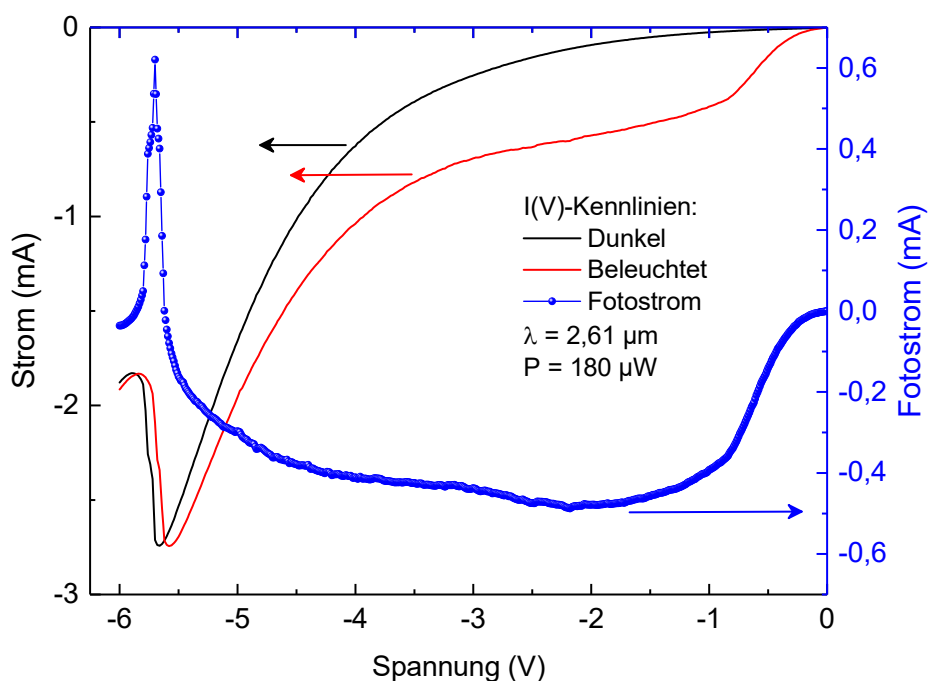


Abbildung 5.17: Negativer Ast der $I(V)$ -Kennlinie im Dunkeln (schwarz) und unter Beleuchtung (rot) mit Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 2,61 \mu\text{m}$ bei einer einfallenden Lichtleistung von $P = 180 \mu\text{W}$. Die resultierende Fotostrom-Spannungs-Charakteristik (blau) $I_{ph}(V)$ ist auf der rechten Achse abgebildet.

5.5 Fazit/Zusammenfassung

Es wurden p-dotierte AlAsSb/GaSb-DBQW-RTD-Fotodetektoren mit integrierter quaternärer GaInAsSb-Absorptionsschicht hergestellt und auf ihre optoelektronischen Transporteigenschaften hin untersucht. Neben den optoelektronischen Transporteigenschaften sind alleine für sich schon die rein elektrischen Transporteigenschaften von großem Interesse, da die AlAsSb-DBQW-RTDs eine Grundstruktur in vielen optoelektronischen Bauteilen wie beispielsweise Interbandkaskadenlasern [118], [174] und Interbandkaskadendetektoren [119]–[121], [175], [176] darstellt.

Elektrischer Transport: Die Proben zeigen eine gute Uniformität und Reproduzierbarkeit. Anstelle einer komplexen Passivierung, wie sie in der Regel bei alternativen Detektoren und Lasern angewandt wird, sind die untersuchten Proben lediglich mit dem Polymer BCB verkapselt. Leckströme konnten trotz fehlender Passivierung nicht festgestellt werden.

Erstmalig konnte resonantes Lochtunneln in AlAsSb/GaSb-DBQW-RTDs bei Raumtemperatur mit durchschnittlichem Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnis von $PVCR = 1,58$ demonstriert werden. Auch für tiefe Temperaturen bei $T = 4,2 \text{ K}$, konnte das bisher höchste PVCR von 10,1 beobachtet werden.

Die symmetrische $I(V)$ -Kennlinie lässt auf eine verschwindend geringe Valenzbanddiskontinuität zwischen GaSb zu GaInAsSb schließen. Der Vergleich mit der asymmetrischen $I(V)$ -Kennlinie einer n-dotierten Referenzprobe belegt eine hohe LB-Diskontinuität.

Optoelektronischer Transport: erstmalig wurde ein neues RTD-Fotodetektorkonzept realisiert, welches auf resonanten Lochtransport als Majoritätsladungsträgerstrom setzt. Dieses bietet speziell im für den MIR-Spektralbereich verwendeten GaSb-Materialsystem Vorteile, lässt sich aber auch auf das InP- oder GaAs- Materialsystem übertragen. Die untersuchten p-dotierten Fotodetektoren zeigen eine ausgeprägte Fotosensitivität gegenüber Lichteinstrahlung im MIR-Spektralbereich. Exemplarisch wurden Fotostromuntersuchungen für optische Anregung mittels eines Halbleiterlasers der Wellenlänge $\lambda = 2,61 \mu\text{m}$ durchgeführt.

Der Verlauf der Fotostrom-Spannungs-Charakteristik bestätigt, dass die Fotosensitivität auf einer Modulation des resonanten Lochstroms über Coulomb-Wechselwirkung mittels akkumulierter photogenerierter Minoritätsladungsträger (Elektronen) beruht.

Es wurden Sensitivitäten von $S_I = 0,13 \text{ A W}^{-1}$ ermittelt. Durch eine verbesserte RTD-Quanteneffizienz aufgrund eines optimierten Dotierprofils der Absorptionsschicht konnte die Sensitivität auf $S_I = 2,71 \text{ A W}^{-1}$ erhöht werden. Gleichzeitig wurde der RTD-Hebelfaktor auf $n_{RTD-p2} = 0,42 \cdot n_{RTD-p1}$ verringert

Erstmalig wurde erfolgreich Gas-Absorptionsspektroskopie anhand von H_2O -Dampf mittels MIR-RTD-Fotodetektor an drei beieinanderliegenden Absorptionslinien demonstriert.

Erkenntnisse und Ausblick: Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen sind bereits vielversprechend, lassen aber Raum für weitere wissenschaftliche Studien und geben Hinweise auf mögliche Design-Optimierung:

Durch eine asymmetrische Dreifach-Barrieren-RTS, oder auch pseudomorph gewachsene, verspannte ternäre Vorquantentopf-Emitter (verspannungsinduzierte VB-Aufspaltung für Leicht- und Schwerloch) ließen sich lh- und hh Transportkanäle weiter separieren und so die Talstromdichte reduzieren. Auch eine Untersuchung des Einflusses der As-Stoffmengenkonzentration innerhalb der AlAsSb-Tunnelbarrieren ist von Interesse (Erhöhung der Barrierenhöhe gegen Verminderung der Kristallqualität).

Im p-dotierten RTD-Fotodetektor eignet sich generell auch ein sogenanntes Ga(In)Sb/InAs-Typ-II Übergitter als optisch aktive Absorptionsschicht im MIR-Spektralbereich [177]–[181]. Zudem lässt sich durch eine genaue Abstimmung des Dotierprofils das Verhältnis von η zu n_{RTD} ideal einstellen. Ein weiterer Ansatz wäre die Integration des RTD-Fotodetektors in eine optische DBR-Kavität [102], [182], bestehend aus alternierenden Al(GaAs)Sb/GaSb- $\lambda/4$ -Schichten [183]–[185].

Die im Vergleich zu den in Kapitel 3 untersuchten GaAs-basierten RTD-Fotodetektoren stark reduzierten Sensitivitäten deuten auf relativ geringe Lebensdauern photogenerierter Elektronen hin. Aufgrund des vergleichsweise hohen Elektroneneinschlusspotentials wäre das Gegenteil (erhöhte Lebensdauern und erhöhte Sensitivität) zu erwarten. Daher werden alternative Faktoren wie zum Beispiel eine hohe Oberflächenrekombinationsrate oder eine geringe nichtstrahlende Lebensdauer vermutet. Ein Lösungsansatz wäre ein zusätzlicher MBE-Wachstumsschritt nach Definition der RTD-Mesa-Strukturen, beidem die Struktur inklusive der Flanken mit einem Halbleiter hoher Bandlücke (z.B. AlGaAsSb) überwachsen wird [148].

Literaturverzeichnis

- [1] J. Blakesley, P. See, A. Shields, B. Kardynał, P. Atkinson, I. Farrer, and D. Ritchie, "Efficient Single Photon Detection by Quantum Dot Resonant Tunneling Diodes," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, no. 6, p. 67401, Feb. 2005.
- [2] R. Tsu and L. Esaki, "Tunneling in a finite superlattice," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, no. 11, p. 562, 1973.
- [3] L. L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu, "Resonant tunneling in semiconductor double barriers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 24, no. 12, pp. 593–595, Jun. 1974.
- [4] H. Mizuta and T. Tanoue, *The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes*. Cambridge: Cambridge University Press, 2006.
- [5] L. L. Chang, E. E. Mendez, and C. Tejedor, Eds., *Resonant Tunneling in Semiconductors*, vol. 277. Boston, MA: Springer US, 1991.
- [6] P. Mazumder, S. Kulkarni, M. Bhattacharya, G. I. Haddad, Jian Ping Sun, and G. I. Haddad, "Digital circuit applications of resonant tunneling devices," *Proc. IEEE*, vol. 86, no. 4, pp. 664–686, Apr. 1998.
- [7] W. Williamson, S. B. Enquist, D. H. Chow, H. L. Dunlap, S. Subramaniam, Peiming Lei, G. H. Bernstein, and B. K. Gilbert, "12 GHz clocked operation of ultralow power interband resonant tunneling diode pipelined logic gates," *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 32, no. 2, pp. 222–231, 1997.
- [8] S. Suzuki and M. Asada, "Terahertz communications using resonant-tunneling-diode oscillators," in *2017 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, 2017, pp. 1615–1617.
- [9] T. Ouchi, K. Kajiki, T. Koizumi, T. Itsuji, Y. Koyama, R. Sekiguchi, O. Kubota, and K. Kawase, "Terahertz Imaging System for Medical Applications and Related High Efficiency Terahertz Devices," *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, vol. 35, no. 1, pp. 118–130, Jan. 2014.
- [10] H.-J. Song and T. Nagatsuma, Eds., *Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications*. CRC Press, 2015.
- [11] M. Asada, S. Suzuki, and N. Kishimoto, "Resonant Tunneling Diodes for Sub-Terahertz and Terahertz Oscillators," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 47, no. 6, pp. 4375–4384, Jun. 2008.
- [12] T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, P. E. Tannenwald, C. D. Parker, and D. D. Peck, "Resonant tunneling through quantum wells at frequencies up to 2.5 THz," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 43, no. 6, pp. 588–590, Sep. 1983.
- [13] E. R. Brown, J. R. Söderström, C. D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar, and T. C. McGill, "Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, no. 20, p. 2291, 1991.
- [14] S. Suzuki, M. Asada, A. Teranishi, H. Sugiyama, and H. Yokoyama, "Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 24, pp. 33–36, 2010.
- [15] M. Feiginov, C. Sydlo, O. Cojocari, and P. Meissner, "High-frequency nonlinear characteristics of resonant-tunneling diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 13, p. 133501, 2011.
- [16] M. Feiginov, C. Sydlo, O. Cojocari, and P. Meissner, "Resonant-tunneling-diode oscillators operating at frequencies above 1.1 THz," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 23, p. 233506, 2011.
- [17] C. P. Allford and P. D. Buckle, "Strain Compensated InGaAs/AlAs Triple Barrier Resonant Tunneling Structures for THz Applications," *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, vol. 7, no. 6, pp. 772–779, Nov. 2017.
- [18] M. Feiginov, H. Kanaya, S. Suzuki, and M. Asada, "Operation of resonant-tunneling diodes with strong back injection from the collector at frequencies up to 1.46 THz," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, 2014.
- [19] M. Feiginov, "Sub-terahertz and terahertz microstrip resonant-tunneling-diode oscillators," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, no. 12, p. 123504, Sep. 2015.
- [20] T. Maekawa, H. Kanaya, S. Suzuki, and M. Asada, "Oscillation up to 1.92 THz in resonant tunneling diode by reduced conduction loss," *Appl. Phys. Express*, vol. 9, no. 2, p. 24101, Feb. 2016.
- [21] R. Izumi, S. Suzuki, and M. Asada, "1.98 THz resonant-tunneling-diode oscillator with reduced conduction loss by thick antenna electrode," in *2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 2017, pp. 1–2.
- [22] A. Pfenning, F. Hartmann, M. Rebello Sousa Dias, L. K. L. K. Castelano, C. Süßmeier, F. Langer, S. Höfling, M. Kamp, G. E. G. E. Marques, L. Worschech, and V. Lopez-Richard, "Nanothermometer Based on Resonant Tunneling Diodes: From Cryogenic to Room Temperatures," *ACS Nano*, vol. 9, no. 6, pp. 6271–6277, Jun. 2015.
- [23] K. Fobelets, R. Vounckx, and G. Borghs, "A GaAs pressure sensor based on resonant tunneling diodes," *J.*

- micromechanics* ..., vol. 123, 1999.
- [24] K. Mutamba, M. Flath, A. Sigurdardottir, A. Vogt, and H. L. Hartnagel, "A GaAs pressure sensor with frequency output based on resonant tunneling diodes," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 48, no. 6, pp. 1333–1337, 1999.
- [25] C. Xue, Z. Tong, B. Zhang, and W. Zhang, "A Novel Vector Hydrophone Based on the Piezoresistive Effect of Resonant Tunneling Diode," *IEEE Sens. J.*, vol. 8, no. 4, pp. 401–402, Apr. 2008.
- [26] B. Li, W. Zhang, B. Xie, C. Xue, and J. Xiong, "Development of a novel GaAs micromachined accelerometer based on resonant tunneling diodes," *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 143, no. 2, pp. 230–236, 2008.
- [27] B. Zhang, J. Wang, C. Xue, W. Zhang, and J. Xiong, "A GaAs acoustic sensor with frequency output based on resonant tunneling diodes," *Sensors Actuators A Phys.*, vol. 139, no. 1–2, pp. 42–46, Sep. 2007.
- [28] P. England, J. E. Golub, L. T. Florez, and J. P. Harbison, "Optical switching in a resonant tunneling structure," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, no. 9, p. 887, 1991.
- [29] P. W. Park, H. Y. Chu, S. G. Han, Y. W. Choi, G. Kim, and E.-H. Lee, "Optical switching mechanism based on charge accumulation effects in resonant tunneling diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, no. 9, pp. 1241–1243, Aug. 1995.
- [30] Z. C. Yan, E. Goovaerts, C. Van Hoof, and G. Borghs, "Fast optically induced switching in a bistable triple-barrier AlAs/GaAs resonant tunneling light-emitting diode," *Superlattices Microstruct.*, vol. 16, no. 3, pp. 239–242, Jan. 1994.
- [31] T. S. Moise, Y.-C. Kao, L. D. Garrett, and J. C. Campbell, "Optically switched resonant tunneling diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, no. 9, p. 1104, 1995.
- [32] J. M. L. Figueiredo, "Optoelectronics properties of resonant tunnelling diodes," Universidade do Porto, 2000.
- [33] I. J. S. Coêlho, J. F. Martins-Filho, J. M. L. Figueiredo, and C. N. Ironside, "Modeling of light-sensitive resonant-tunneling-diode devices," *J. Appl. Phys.*, vol. 95, no. 12, p. 8258, 2004.
- [34] B. Romeira and J. Figueiredo, "Optical injection locking of a resonant tunnelling diode-optical waveguide photo-detector," ... *Integr. Opt.* (...), pp. 2008–2009, 2010.
- [35] S. Höfling, S. Göpfert, F. Hartmann, C. Schneider, D. Bisping, D. Press, M. Kamp, L. Worschech, and A. Forchel, "Near-infrared semiconductor-nanostructured light detectors," in *Proc. SPIE, Infrared Remote Sensing and Instrumentation XIX*, 2011, vol. 8154.
- [36] F. Hartmann, F. Langer, D. Bisping, A. Musterer, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, and L. Worschech, "GaAs/AlGaAs resonant tunneling diodes with a GaInNAs absorption layer for telecommunication light sensing," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, no. 17, p. 172113, 2012.
- [37] S. S. Hees, B. E. Kardynał, P. See, A. J. Shields, I. Farrer, and D. A. Ritchie, "Effect of InAs dots on noise of quantum dot resonant tunneling single-photon detectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 15, p. 153510, 2006.
- [38] H. W. Li, B. E. Kardynał, P. See, A. J. Shields, P. Simmonds, H. E. Beere, and D. A. Ritchie, "Quantum dot resonant tunneling diode for telecommunication wavelength single photon detection," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 7, p. 73516, 2007.
- [39] H. W. Li, B. E. Kardynał, D. J. P. Ellis, A. J. Shields, I. Farrer, and D. A. Ritchie, "Quantum dot resonant tunneling diode single photon detector with aluminum oxide aperture defined tunneling area," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 15, p. 153503, 2008.
- [40] Q. C. Weng, Z. H. An, Z. Q. Zhu, J. D. Song, and W. J. Choi, "Electronic-state-controlled reset operation in quantum dot resonant-tunneling single-photon detectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 5, p. 51113, 2014.
- [41] Q. Weng, Z. An, B. Zhang, P. Chen, X. Chen, Z. Zhu, and W. Lu, "Quantum dot single-photon switches of resonant tunneling current for discriminating-photon-number detection," *Sci. Rep.*, vol. 5, p. 9389, 2015.
- [42] B. Romeira, R. Avó, J. M. L. Figueiredo, S. Barland, and J. Javaloyes, "Regenerative memory in time-delayed neuromorphic photonic resonators," *Sci. Rep.*, vol. 6, no. 1, p. 19510, May 2016.
- [43] B. Romeira, J. M. L. Figueiredo, and J. Javaloyes, "Delay dynamics of neuromorphic optoelectronic nanoscale resonators: Perspectives and applications," *Chaos An Interdiscip. J. Nonlinear Sci.*, vol. 27, no. 11, p. 114323, Nov. 2017.
- [44] H. Lüth, *Quantenphysik in der Nanowelt*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [45] M. Buttiker, "Coherent and sequential tunneling in series barriers," *IBM J. Res. Dev.*, vol. 32, no. 1, pp. 63–75, Jan. 1988.
- [46] J. Schulman, H. J. De Los Santos, and D. H. Chow, "Physics-based RTD current-voltage equation," *IEEE*

- Electron Device Lett.*, vol. 17, no. 5, pp. 220–222, May 1996.
- [47] D. K. Ferry, S. M. Goodnick, and J. Bird, *Transport in Nanostructures*. Cambridge: Cambridge University Press, 2009.
- [48] D. K. Ferry, S. M. Goodnick, and J. Bird, *Transport in Nanostructures*. Cambridge: Cambridge University Press, 2009.
- [49] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner, 2008.
- [50] P. C. D. Hobbs, *Building Electro-Optical Systems*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2009.
- [51] H. S. Li, “Photocontrolled double-barrier resonant-tunneling diode,” *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanom. Struct.*, vol. 12, no. 2, p. 1269, Mar. 1994.
- [52] V. Duez and M. Chaubet, “Optical switching of resonant interband tunnelling diodes induced by heavy hole space charge effects,” *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 1, pp. 4–5, 2000.
- [53] T. S. Moise, C. L. Goldsmith, Y.-C. Kao, C. Schow, and J. C. Campbell, “Low-switching energy resonant-tunneling photodetectors,” in *1997 55th Annual Device Research Conference Digest*, 1997, vol. 9, no. 6, pp. 172–173.
- [54] W. Wang, Y. Hou, D. Xiong, N. Li, W. Lu, W. Wang, H. Chen, J. Zhou, E. Wu, and H. Zeng, “High photoexcited carrier multiplication by charged InAs dots in AlAs/GaAs/AlAs resonant tunneling diode,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 2, p. 23508, 2008.
- [55] K. Okamoto, K. Tsuruda, S. Diebold, S. Hisatake, M. Fujita, and T. Nagatsuma, “Terahertz Sensor Using Photonic Crystal Cavity and Resonant Tunneling Diodes,” *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*, vol. 38, no. 9, pp. 1085–1097, Sep. 2017.
- [56] W. P. Wang, Y. Hou, N. Li, Z. F. Li, X. S. Chen, W. Lu, W. X. Wang, H. Chen, J. M. Zhou, E. Wu, and H. P. Zeng, “Field effect enhanced quantum dot resonant tunneling diode for high dynamic range light detection,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 9, p. 93511, 2009.
- [57] F. Hartmann, F. Langer, D. Bisping, A. Musterer, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, and L. Worschech, “Characterization of GaAs/AlGaAs resonant tunneling diodes with a GaInNAs absorption layer as 1.3 μm photo sensors,” 2012, p. 85110G.
- [58] B. Romeira, L. M. Pessoa, H. M. Salgado, C. N. Ironside, and J. M. L. Figueiredo, “Photo-detectors integrated with resonant tunneling diodes,” *Sensors (Basel)*, vol. 13, no. 7, pp. 9464–82, Jan. 2013.
- [59] Jian Ping Sun, G. Haddad, P. Mazumder, and J. N. Schulman, “Resonant tunneling diodes: models and properties,” *Proc. IEEE*, vol. 86, no. 4, pp. 641–660, Apr. 1998.
- [60] R. H. Hadfield, “Single-photon detectors for optical quantum information applications,” *Nat. Photonics*, vol. 3, no. 12, pp. 696–705, Dec. 2009.
- [61] F. S. Hartmann, “Elektrooptische Transporteigenschaften und stochastisch aktivierte Prozesse Resonanter Tunnelndioden,” Julius Maximilians Universität Würzburg, 2012.
- [62] H. Buhmann, L. Mansouri, J. Wang, P. H. Beton, L. Eaves, and M. Henini, “High efficiency submicron light-emitting resonant tunneling diodes,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, no. 26, p. 3332, 1994.
- [63] J. Wang, P. H. Beton, N. Mori, H. Buhmann, L. Mansouri, L. Eaves, P. C. Main, T. J. Foster, and M. Henini, “Submicrometer resonant tunnelling diodes fabricated by photolithography and selective wet etching,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, no. 9, p. 1124, 1994.
- [64] A. C. Liapis, M. Y. Sfeir, and C. T. Black, “Plasmonic hole arrays for combined photon and electron management,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 109, no. 20, p. 201101, Nov. 2016.
- [65] V. Fathipour, O. G. Memis, S. J. Jang, F. Khalid, R. L. Brown, I. Hassaninia, R. Gelfand, and H. Mohseni, “Isolated nano-injection photo detectors for high-speed and high-sensitivity single-photon detection,” 2013, vol. 8868, p. 886803.
- [66] V. Fathipour, O. G. Memis, Sung Jun Jang, R. L. Brown, I. H. Nia, and H. Mohseni, “Isolated Electron Injection Detectors With High Gain and Record Low Dark Current at Telecom Wavelength,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 20, no. 6, pp. 65–70, Nov. 2014.
- [67] V. Fathipour, S. J. Jang, I. H. Nia, and H. Mohseni, “Impact of three-dimensional geometry on the performance of isolated electron-injection infrared detectors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, no. 2, pp. 1–5, 2015.
- [68] V. Fathipour, A. Bonakdar, and H. Mohseni, “Advances on Sensitive Electron-Injection Based Cameras for Low-Flux, Short-Wave Infrared Applications,” *Front. Mater.*, vol. 3, no. August, Aug. 2016.
- [69] F. Hartmann, A. Pfenning, M. Rebello Sousa Dias, F. Langer, S. Höfling, M. Kamp, L. Worschech, L. K.

- Castelano, G. E. Marques, and V. Lopez-Richard, "Temperature tuning from direct to inverted bistable electroluminescence in resonant tunneling diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 122, no. 15, p. 154502, Oct. 2017.
- [70] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, "Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys," *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 11, p. 5815, 2001.
- [71] A. Erol, Ed., *Dilute III-V Nitride Semiconductors and Material Systems*, vol. 105. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [72] M. Kondow, T. Kitatani, S. Nakatsuka, M. C. Larson, K. Nakahara, Y. Yazawa, M. Okai, and K. Uomi, "GaInNAs: a novel material for long-wavelength semiconductor lasers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 3, no. 3, pp. 719–730, Jun. 1997.
- [73] R. Kudrawiec, "Alloying of GaN_xAs_{1-x} with InN_xAs_{1-x}: A simple formula for the band gap parametrization of Ga_{1-y}In_yN_xAs_{1-x} alloys," *J. Appl. Phys.*, vol. 101, no. 2, p. 23522, 2007.
- [74] H. Riechert, A. Ramakrishnan, and G. Steinle, "Development of InGaAsN-based 1.3 μm VCSELs," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 8, pp. 892–897, Aug. 2002.
- [75] J. S. Harris, "GaInNAs long-wavelength lasers: progress and challenges," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 8, pp. 880–891, Aug. 2002.
- [76] J. B. Héroux, X. Yang, and W. I. Wang, "GaInNAs resonant-cavity-enhanced photodetector operating at 1.3 μm," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no. 18, p. 2716, 1999.
- [77] Q. Han, X. H. Yang, Z. C. Niu, H. Q. Ni, Y. Q. Xu, S. Y. Zhang, Y. Du, L. H. Peng, H. Zhao, C. Z. Tong, R. H. Wu, and Q. M. Wang, "1.55 μm GaInNAs resonant-cavity-enhanced photodetector grown on GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 11, p. 111105, 2005.
- [78] J. S. Ng, W. M. Soong, M. J. Steer, M. Hopkinson, J. P. R. David, J. Chamings, S. J. Sweeney, and A. R. Adams, "Long wavelength bulk GaInNAs p–i–n photodiodes lattice matched to GaAs," *J. Appl. Phys.*, vol. 101, no. 6, p. 64506, 2007.
- [79] W. Shan, W. Walukiewicz, J. W. Ager, E. E. Haller, J. F. Geisz, D. J. Friedman, J. M. Olson, and S. R. Kurtz, "Effect of nitrogen on the band structure of GaInNAs alloys," *J. Appl. Phys.*, vol. 86, no. 4, p. 2349, Aug. 1999.
- [80] R. Kudrawiec, H. B. Yuen, M. Motyka, M. Gladysiewicz, J. Misiewicz, S. R. Bank, H. P. Bae, M. A. Wistey, and J. S. Harris, "Contactless electroreflectance of GaInNAsSbGaAs single quantum wells with indium content of 8%–32%," *J. Appl. Phys.*, vol. 101, no. 1, p. 13504, 2007.
- [81] M. Hetterich, M. D. Dawson, A. Y. Egorov, D. Bernklau, and H. Riechert, "Electronic states and band alignment in GaInNAs/GaAs quantum-well structures with low nitrogen content," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 8, p. 1030, 2000.
- [82] Z. Pan, L. H. Li, Y. W. Lin, B. Q. Sun, D. S. Jiang, and W. K. Ge, "Conduction band offset and electron effective mass in GaInNAs/GaAs quantum-well structures with low nitrogen concentration," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, no. 15, p. 2217, 2001.
- [83] J. B. Héroux, X. Yang, and W. I. Wang, "Photorefectance spectroscopy of strained (In)GaAsN/GaAs multiple quantum wells," *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 8, p. 4361, 2002.
- [84] M. Galluppi, L. Geelhaar, and H. Riechert, "Nitrogen and indium dependence of the band offsets in InGaAsN quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, no. 13, p. 131925, 2005.
- [85] J. Misiewicz, R. Kudrawiec, K. Ryczko, G. Sek, A. Forchel, J. C. Harmand, and M. Hammar, "Photorefectance investigations of the energy level structure in GaInNAs-based quantum wells," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 16, no. 31, pp. S3071–S3094, Aug. 2004.
- [86] F. Langer, S. Perl, S. Höfling, and M. Kamp, "Graded band gap GaInNAs solar cells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, no. 23, p. 233902, Jun. 2015.
- [87] D. J. Friedman, J. F. Geisz, S. R. Kurtz, and J. M. Olson, "1-eV solar cells with GaInNAs active layer," *J. Cryst. Growth*, vol. 195, no. 1, pp. 409–415, 1998.
- [88] J. Geisz, D. Friedman, J. Olson, S. R. Kurtz, and B. M. Keyes, "Photocurrent of 1eV GaInNAs lattice-matched to GaAs," *J. Cryst. Growth*, vol. 195, no. 1–4, pp. 401–408, Dec. 1998.
- [89] R. Kudrawiec, M. Motyka, M. Gladysiewicz, J. Misiewicz, H. B. Yuen, S. R. Bank, H. Bae, M. A. Wistey, and J. S. Harris, "Band gap discontinuity in Ga_{0.9}In_{0.1}N_{0.027}As_{0.973-x}Sb_x/GaAs single quantum wells with 0 < x < 0.06 studied by contactless electroreflectance spectroscopy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, no. 22, p. 221113, May 2006.
- [90] J. S. Harris, R. Kudrawiec, H. B. Yuen, S. R. Bank, H. P. Bae, M. A. Wistey, D. Jackrel, E. R. Pickett, T. Sarmiento, L. L. Goddard, V. Lordi, and T. Gegov, "Development of GaInNAsSb alloys: Growth, band

- structure, optical properties and applications,” *Phys. status solidi*, vol. 244, no. 8, pp. 2707–2729, Aug. 2007.
- [91] I. Camps, A. Vercik, L. F. dos Santos, and Y. G. Gobato, “Influence of minority carrier transport in the optical properties of double barrier diodes,” *Brazilian J. Phys.*, vol. 36, no. 2a, pp. 343–346, Jun. 2006.
- [92] Y. Galvão Gobato, H. V. A. Galeti, L. F. dos Santos, V. López-Richard, D. F. Cesar, G. E. Marques, M. J. S. P. Brasil, M. Orlita, J. Kunc, D. K. Maude, M. Henini, and R. J. Airey, “Spin injection from two-dimensional electron and hole gases in resonant tunneling diodes,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 23, p. 233507, 2011.
- [93] N. Vodjdani, D. Côte, D. Thomas, B. Sermage, P. Bois, E. Costard, and J. Nagle, “Electrical and optical evidence of resonant tunneling of holes in an n⁺in⁺ double-barrier diode structure under illumination,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, no. 1, p. 33, 1990.
- [94] F. J. Teran, M. D. Martín, J. M. Calleja, L. Viña, L. Eaves, and M. Henini, “Carrier injection effects on exciton dynamics in GaAs/AlAs resonant-tunneling diodes,” *EPL (Europhysics Lett.)*, vol. 85, no. 6, p. 67010, Mar. 2009.
- [95] T. Skauli, P. S. Kuo, K. L. Vodopyanov, T. J. Pinguet, O. Levi, L. A. Eyres, J. S. Harris, M. M. Fejer, B. Gerard, L. Becouarn, and E. Lallier, “Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics,” *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 10, pp. 6447–6455, 2003.
- [96] Y. D. Jho, J. S. Yahng, E. Oh, and D. S. Kim, “Field-dependent carrier decay dynamics in strained In_xGa_{1-x}N/GaN quantum wells,” *Phys. Rev. B*, vol. 66, no. 3, p. 35334, Jul. 2002.
- [97] H. Schneider and K. Klitzing, “Thermionic emission and Gaussian transport of holes in a GaAs/Al_xGa_{1-x}As multiple-quantum-well structure,” *Phys. Rev. B*, vol. 38, no. 9, pp. 6160–6165, Sep. 1988.
- [98] T. Kitatani, K. Nakahara, and M. Kondow, “Mechanism analysis of improved GaInNAs optical properties through thermal annealing,” *J. Cryst. ...*, vol. 209, pp. 345–349, 2000.
- [99] S. L. Tan, C. J. Hunter, S. Zhang, L. J. J. Tan, Y. L. Goh, J. S. Ng, I. P. Marko, S. J. Sweeney, A. R. Adams, J. Allam, and J. P. R. David, “Improved Optoelectronic Properties of Rapid Thermally Annealed Dilute Nitride GaInNAs Photodetectors,” *J. Electron. Mater.*, vol. 41, no. 12, pp. 3393–3401, Dec. 2012.
- [100] K. Volz, D. Lackner, I. Németh, B. Kunert, W. Stolz, C. Baur, F. Dimroth, and A. W. Bett, “Optimization of annealing conditions of (GaIn)(NAs) for solar cell applications,” *J. Cryst. Growth*, vol. 310, no. 7–9, pp. 2222–2228, 2008.
- [101] Y. M. El-Batawy and M. J. Deen, “Resonant Cavity Enhanced Photodetectors (RCE-PDs);,” 2003, vol. 4999, pp. 363–378.
- [102] A. Pfenning, F. Hartmann, F. Langer, S. Höfling, M. Kamp, and L. Worschech, “Cavity-enhanced resonant tunneling photodetector at telecommunication wavelengths,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 10, p. 101109, Mar. 2014.
- [103] N. Balkan, A. Erol, F. Sarcan, L. F. F. Al-Ghuraibawi, and M. S. Nordin, “Dilute nitride resonant cavity enhanced photodetector with internal gain for the $\lambda \sim 1.3 \mu\text{m}$ optical communications window,” *Superlattices Microstruct.*, vol. 86, no. September, pp. 467–471, Oct. 2015.
- [104] Y. M. Blanter and M. Büttiker, “Shot noise in mesoscopic conductors,” *Phys. Rep.*, vol. 336, no. 1–2, pp. 1–166, Sep. 2000.
- [105] Y. Blanter and M. Büttiker, “Transition from sub-Poissonian to super-Poissonian shot noise in resonant quantum wells,” *Phys. Rev. B*, vol. 59, no. 15, pp. 10217–10226, Apr. 1999.
- [106] J. Davies, P. Hyldgaard, S. Hershfield, and J. Wilkins, “Classical theory for shot noise in resonant tunneling,” *Physical review. B, Condensed matter*, vol. 46, no. 15, pp. 9620–9633, 15-Oct-1992.
- [107] H. Liu, J. Li, G. Aers, C. Leavens, M. Buchanan, and Z. Wasilewski, “Shot-noise suppression in resonant tunneling,” *Phys. Rev. B*, vol. 51, no. 8, pp. 5116–5120, Feb. 1995.
- [108] V. Kuznetsov, E. Mendez, J. Bruno, and J. Pham, “Shot noise enhancement in resonant-tunneling structures in a magnetic field,” *Phys. Rev. B*, vol. 58, no. 16, pp. R10159–R10162, Oct. 1998.
- [109] V. Y. Aleshkin, L. Reggiani, N. V. Alkeev, V. E. Lyubchenko, C. N. Ironside, J. M. L. Figueiredo, and C. R. Stanley, “Giant suppression of shot noise in double barrier resonant diode: a signature of coherent transport,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 18, no. 6, pp. L35–L38, Jun. 2003.
- [110] V. Y. Aleshkin and L. Reggiani, “Exact calculation of shot noise suppression in resonant diodes under coherent tunneling,” *Phys. Rev. B*, vol. 86, no. 3, p. 35304, Jul. 2012.
- [111] W. Song, E. E. Mendez, V. Kuznetsov, and B. Nielsen, “Shot noise in negative-differential-conductance devices,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 10, p. 1568, 2003.

- [112] E. Hering, K. Bressler, and J. Gutekunst, *Elektronik für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2014.
- [113] H. Kroemer, “The 6.1 family (InAs, GaSb, AlSb) and its heterostructures: a selective review,” *Phys. E Low-dimensional Syst. Nanostructures*, vol. 20, no. 3–4, pp. 196–203, Jan. 2004.
- [114] B. R. Bennett, R. Magno, J. B. Boos, W. Kruppa, and M. G. Ancona, “Antimonide-based compound semiconductors for electronic devices: A review,” *Solid. State. Electron.*, vol. 49, no. 12, pp. 1875–1895, Dec. 2005.
- [115] A. Bauer, K. Röbner, T. Lehnhardt, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech, and A. Forchel, “Mid-infrared semiconductor heterostructure lasers for gas sensing applications,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 26, p. 14032, 2010.
- [116] P. Martyniuk, J. Antoszewski, M. Martyniuk, L. Faraone, and A. Rogalski, “New concepts in infrared photodetector designs,” *Appl. Phys. Rev.*, vol. 1, no. 4, p. 41102, 2014.
- [117] R. Weih, L. Nähle, S. Höfling, J. Koeth, and M. Kamp, “Single mode interband cascade lasers based on lateral metal gratings,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, no. 7, p. 71111, 2014.
- [118] I. Vurgaftman, R. Weih, M. Kamp, J. R. Meyer, C. L. Canedy, C. S. Kim, M. Kim, W. W. Bewley, C. D. Merritt, J. Abell, and S. Höfling, “Interband cascade lasers,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 48, p. 123001, 2015.
- [119] R. Q. Yang, Z. Tian, J. F. Klem, T. D. Mishima, M. B. Santos, and M. B. Johnson, “Interband cascade photovoltaic devices,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 6, p. 63504, 2010.
- [120] R. Q. Yang, Z. Tian, Z. Cai, J. F. Klem, M. B. Johnson, and H. C. Liu, “Interband-cascade infrared photodetectors with superlattice absorbers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 107, no. 5, p. 54514, 2010.
- [121] S. Höfling, A. Pfenning, R. Weih, A. Ratajczak, F. Hartmann, G. Knebl, M. Kamp, and L. Worschech, “Innovative mid-infrared detector concepts,” in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2016, vol. 9973, p. 997306.
- [122] A. G. Milnes and A. Y. Polyakov, “Review Gallium Antimonide Device Related Properties,” *Solid. State. Electron.*, vol. 36, no. 6, pp. 803–818, 1993.
- [123] P. S. Dutta, H. L. Bhat, and V. Kumar, “The physics and technology of gallium antimonide: An emerging optoelectronic material,” *J. Appl. Phys.*, vol. 81, no. 9, p. 5821, 1997.
- [124] D. McMorrow and R. Magno, “Charge-collection dynamics of AlSb-InAs-GaSb resonant interband tunneling diodes (RITDs),” *Nucl. Sci. ...*, vol. 48, no. 6, pp. 1973–1979, 2001.
- [125] R. Magno, A. S. Bracker, B. R. Bennett, B. Z. Nosh, and L. J. Whitman, “Barrier roughness effects in resonant interband tunnel diodes,” *J. Appl. Phys.*, vol. 90, no. 12, pp. 6177–6181, 2001.
- [126] K. F. Longenbach, L. F. Luo, S. Xin, and W. I. Wang, “Resonant tunneling in polytype InAs/AlSb/GaSb heterostructures,” *J. Cryst. Growth*, vol. 111, no. 1–4, pp. 651–658, 1991.
- [127] D. Woolard, W. Zhang, and B. Gelmont, “A novel interband-resonant tunneling diode (I-RTD) based high-frequency oscillator,” *Solid. State. Electron.*, vol. 49, no. 2, pp. 257–266, Feb. 2005.
- [128] J. L. Jimenez, X. Li, and W. I. Wang, “Resonant tunneling in AlSb-GaSb-AlSb and AlSb-InGaSb-AlSb double barrier heterostructures,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, no. 16, p. 2127, 1994.
- [129] J. Jimenez, E. Mendez, X. Li, and W. Wang, “Resonant tunneling of L-valley electrons in GaSb-based double-barrier heterostructures,” *Phys. Rev. B*, vol. 51, no. 12, pp. 7938–7941, Mar. 1995.
- [130] J. Jimenez, E. Mendez, X. Li, and W. Wang, “Intrinsic bistability by charge accumulation in an L-valley state in GaSb-AlSb resonant-tunneling diodes,” *Phys. Rev. B*, vol. 52, no. 8, 1995.
- [131] J. Jimenez, E. Mendez, X. Li, and W. Wang, “Resonant tunneling and intrinsic bistability in GaSb-based double barrier heterostructures,” *Solid. State. Electron.*, vol. 40, no. 95, pp. 583–584, 1996.
- [132] R. Beresford, L. F. Luo, and W. I. Wang, “Resonant tunneling of holes in AlSb/GaSb/AlSb double-barrier heterostructures,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 55, no. 7, p. 694, 1989.
- [133] A. Joullié, A. Z. Eddin, and B. Girault, “Temperature dependence of the L6c-Gamma6c energy gap in gallium antimonide,” *Phys. Rev. B*, vol. 23, no. 2, pp. 928–930, Jan. 1981.
- [134] C. Alibert, A. Joullié, A. M. Joullié, and C. Ance, “Modulation-spectroscopy study of the Ga_{1-x}Al_xSb band structure,” *Phys. Rev. B*, vol. 27, no. 8, pp. 4946–4954, Apr. 1983.
- [135] H. S. Bennett and H. Hung, “Dependence of electron density on Fermi energy in N-type gallium antimonide,” *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, vol. 108, no. 3, p. 193, May 2003.
- [136] H. S. Bennett, H. Hung, and A. Heckert, “Dependence of electron density on Fermi energy in compensated

- n-type gallium antimonide,” *J. Appl. Phys.*, vol. 98, no. 10, p. 103705, Nov. 2005.
- [137] T. B. Boykin, R. C. Bowen, G. Klimeck, and K. L. Lear, “Resonant-tunneling diodes with emitter prewells,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no. 9, pp. 1302–1304, Aug. 1999.
- [138] R. M. Lewis, H. P. Wei, S. Y. Lin, and J. F. Klem, “Effects of prewells on transport in p-type resonant tunneling diodes,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 17, p. 2722, 2000.
- [139] H. Brugger, U. Meiners, C. Wölk, R. Deufel, A. Marten, M. Rossmann, K. v. Klitzing, and R. Sauer, “Pseudomorphic two-dimensional electron-gas-emitter resonant tunneling devices,” *Microelectron. Eng.*, vol. 15, no. 1–4, pp. 663–666, Oct. 1991.
- [140] C. R. Wie and Y. W. Choi, “Designing resonant tunneling structures for increased peak current density,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, no. 10, pp. 1077–1079, 1991.
- [141] Y. W. Choi and C. R. Wie, “Increased peak current in AlAs/GaAs resonant tunneling structures with GaInAs emitter spacer,” *J. Appl. Phys.*, vol. 71, no. 4, p. 1853, 1992.
- [142] R. Kapre, A. Madhukar, K. Kaviani, S. Guha, and K. C. Rajkumar, “Realization and analysis of GaAs/AlAs/In_{0.1}Ga_{0.9}As based resonant tunneling diodes with high peak-to-valley ratios at room temperature,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, no. 10, pp. 922–924, 1990.
- [143] F. M. Mohammedy and M. Jamal Deen, “Growth and fabrication issues of GaSb-based detectors,” *J. Mater. Sci. Mater. Electron.*, vol. 20, no. 11, pp. 1039–1058, Jun. 2009.
- [144] M. Pérotin, P. Coudray, L. Gousskov, H. Luquet, C. Llinarès, J. J. Bonnet, L. Soonckindt, and B. Lambert, “Passivation of GaSb by sulfur treatment,” *J. Electron. Mater.*, vol. 23, no. 1, pp. 7–12, Jan. 1994.
- [145] A. Hood, M. Razeghi, E. H. Aifer, and G. J. Brown, “On the performance and surface passivation of type II InAs/GaSb superlattice photodiodes for the very-long-wavelength infrared,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 15, p. 151113, 2005.
- [146] P.-Y. Delaunay, A. Hood, B. M. Nguyen, D. Hoffman, Y. Wei, and M. Razeghi, “Passivation of type-II InAs/GaSb double heterostructure,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 9, p. 91112, 2007.
- [147] A. Gin, Y. Wei, A. Hood, A. Bajowala, V. Yazdanpanah, M. Razeghi, and M. Tidrow, “Ammonium sulfide passivation of Type-II InAs/GaSb superlattice photodiodes,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, no. 12, p. 2037, 2004.
- [148] R. Rehm, M. Walther, F. Fuchs, J. Schmitz, and J. Fleissner, “Passivation of InAs/(GaIn)Sb short-period superlattice photodiodes with 10 μm cutoff wavelength by epitaxial overgrowth with Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y},” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, no. 17, p. 173501, 2005.
- [149] K. Meneou, “Wet thermal oxidation of AlAsSb alloys lattice matched to GaSb,” *J. Appl. Phys.*, vol. 95, no. 9, p. 5131, 2004.
- [150] Y. Laaroussi, J. B. Doucet, P. Fadel, L. Cerutti, I. Suarez, A. Mlayah, and G. Almuneau, “Method for improving the electrical insulating properties of wet thermal oxide of AlAsSb on GaSb substrates,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, no. 10, p. 101911, Sep. 2013.
- [151] R. Wessel and M. Altarelli, “Resonant tunneling of holes in double-barrier heterostructures in the envelope-function approximation,” *Phys. Rev. B*, vol. 39, no. 17, pp. 802–87, 1989.
- [152] F. Urbach, “The Long-Wavelength Edge of Photographic Sensitivity and of the Electronic Absorption of Solids,” *Phys. Rev.*, vol. 92, no. 5, pp. 1324–1324, Dec. 1953.
- [153] P. Van Mieghem, “Theory of band tails in heavily doped semiconductors,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 64, no. 3, pp. 755–793, Jul. 1992.
- [154] V. Rakovics, A. L. Tóth, B. Podör, C. Frigeri, J. Balázs, and Z. E. Horváth, “Liquid phase epitaxy growth and characterization of Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y} quaternary alloys,” *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 91–92, pp. 83–86, Apr. 2002.
- [155] S. R. Johnson and T. Tiedje, “Temperature dependence of the Urbach edge in GaAs,” *J. Appl. Phys.*, vol. 78, no. 9, pp. 5609–5613, 1995.
- [156] K. Shim, “Composition dependence of band alignments in Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y} heterojunctions lattice matched to GaSb and InAs,” *J. Appl. Phys.*, vol. 114, no. 20, p. 203703, 2013.
- [157] M. P. Mikhailova and A. N. Titkov, “Type II heterojunctions in the GaInAsSb/GaSb system,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 9, no. 7, pp. 1279–1295, Jul. 1994.
- [158] M. Mebarki, D. Boukredimi, S. Sadik, and J. L. Lazzari, “Electrical determination of band offsets in a p-Ga_{0.77}In_{0.23}As_{0.20}Sb_{0.80} / n-GaSb type-II heterojunction,” *J. Appl. Phys.*, vol. 73, no. 5, pp. 2360–2363, Mar. 1993.

- [159] Y. Fu, Q. Chen, M. Willander, H. Brugger, and U. Meiners, "Influence of impurity and phonon scattering effects in resonant tunneling structures," *J. Appl. Phys.*, vol. 74, no. 3, p. 1874, 1993.
- [160] N. Zou, Q. Chen, and M. Willander, "Effect of scattering on the resonant-tunneling current in double-barrier structures," *J. Appl. Phys.*, vol. 75, no. 3, p. 1829, 1994.
- [161] H. Schumny, *Signalübertragung*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 1978.
- [162] A. Raschkowitsch, *Elektronische Bauelemente der Nachrichtentechnik*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 1970.
- [163] V. J. Goldman, D. C. Tsui, and J. E. Cunningham, "Evidence for LO-phonon-emission-assisted tunneling in double-barrier heterostructures," *Phys. Rev. B*, vol. 36, no. 14, pp. 7635–7637, Nov. 1987.
- [164] M. Leadbeater, E. Alves, L. Eaves, M. Henini, O. Hughes, A. Celeste, J. Portal, G. Hill, and M. Pate, "Magnetic field studies of elastic scattering and optic-phonon emission in resonant-tunneling devices," *Phys. Rev. B*, vol. 39, no. 5, pp. 3438–3441, Feb. 1989.
- [165] Y. J. Van Der Meulen, "Growth properties of GaSb: The structure of the residual acceptor centres," *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 28, no. 1, pp. 25–32, Jan. 1967.
- [166] W. G. Hu, Z. Wang, B. F. Su, Y. Q. Dai, S. J. Wang, and Y. W. Zhao, "Gallium antisite defect and residual acceptors in undoped GaSb," *Phys. Lett. A*, vol. 332, no. 3–4, pp. 286–290, Nov. 2004.
- [167] M. Hakala, M. J. Puska, and R. M. Nieminen, "Native defects and self-diffusion in GaSb," *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 8, pp. 4988–4994, Apr. 2002.
- [168] J. Kujala, N. Segercrantz, F. Tuomisto, and J. Slotte, "Native point defects in GaSb," *J. Appl. Phys.*, vol. 116, no. 14, p. 143508, Oct. 2014.
- [169] F. Meinardi, A. Parisini, and L. Tarricone, "A study of the electrical properties controlled by residual acceptors in gallium antimonide," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 8, no. 11, pp. 1985–1992, Nov. 1993.
- [170] J.-L. Lazzari, F. De Anda, J. Nieto, H. Ait-Kaci, M. Mebarki, F. Chevrier, P. Christol, and A. Joullié, "Carrier Concentration Control of GaSb/GaInAsSb System," in *AIP Conference Proceedings*, 2007, vol. 890, no. 1, pp. 115–126.
- [171] J. M. Borrego, "Performance Limits of Low Bandgap Thermophotovoltaic Antimonide-Based Cells for Low Temperature Radiators," in *AIP Conference Proceedings*, 2003, vol. 653, pp. 498–507.
- [172] R. Ferrini, M. Patrini, and S. Franchi, "Optical functions from 0.02 to 6 eV of Al_xGa_{1-x}Sb/GaSb epitaxial layers," *J. Appl. Phys.*, vol. 84, no. 8, pp. 4517–4524, Oct. 1998.
- [173] M. Muñoz, K. Wei, F. H. Pollak, J. L. Freeouf, C. A. Wang, and G. W. Charache, "Optical constants of Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y} lattice matched to GaSb (001): Experiment and modeling," *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 4, pp. 1780–1787, Feb. 2000.
- [174] R. Weih, M. Kamp, and S. Höfling, "Interband cascade lasers with room temperature threshold current densities below 100 A/cm²," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, pp. 1–5, 2013.
- [175] J. V. Li, R. Q. Yang, C. J. Hill, and S. L. Chuang, "Interband cascade detectors with room temperature photovoltaic operation," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, no. 10, p. 101102, 2005.
- [176] L. Lei, L. Li, W. Huang, J. A. Massengale, H. Ye, H. Lotfi, R. Q. Yang, T. D. Mishima, M. B. Santos, and M. B. Johnson, "Resonant tunneling and multiple negative differential conductance features in long wavelength interband cascade infrared photodetectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, no. 11, p. 113504, 2017.
- [177] Y. Wei, A. Hood, H. Yau, V. Yazdanpanah, M. Razeghi, M. Z. Tidrow, and V. Nathan, "High-performance type-II InAs/GaSb superlattice photodiodes with cutoff wavelength around 7 μm," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, no. 9, p. 91109, 2005.
- [178] L. L. Li, W. Xu, J. Zhang, and Y. L. Shi, "Midinfrared absorption by InAs/GaSb type-II superlattices," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 1, p. 13115, 2009.
- [179] G. J. Brown, "Type-II InAs/GaInSb superlattices for infrared detection: an overview," in *Infrared Technology and Applications XXXI*, 2005, vol. 5783, p. 65.
- [180] B.-M. Nguyen, S. Bogdanov, S. A. Pour, and M. Razeghi, "Minority electron unipolar photodetectors based on type II InAs/GaSb/AlSb superlattices for very long wavelength infrared detection," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 18, p. 183502, Nov. 2009.
- [181] V. Gopal, E. Plis, J.-B. Rodriguez, C. E. Jones, L. Faraone, and S. Krishna, "Modeling of electrical characteristics of midwave type II InAs/GaSb strain layer superlattice diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 104, no. 12, p. 124506, Dec. 2008.
- [182] A. Pfenning, F. Hartmann, F. Langer, M. Kamp, S. Höfling, and L. Worschech, "Cavity-enhanced

- AlGaAs/GaAs resonant tunneling photodetectors for telecommunication wavelength light detection at 1.3 μm ,” in *Proc. SPIE 9608, Infrared Remote Sensing and Instrumentation XXIII*, 2015, vol. 9608, p. 960810.
- [183] O. Dier, “Das Materialsystem (AlGaIn)(AsSb): Eigenschaften und Eignung für GaSb-basierte Vertikalresonator-Laserdioden,” Technischen Universität München, 2008.
- [184] A. Perona, A. Garnache, L. Cerutti, A. Ducanhez, S. Mihindou, P. Grech, G. Boissier, and F. Genty, “AlAsSb/GaSb doped distributed Bragg reflectors for electrically pumped VCSELs emitting around 2.3 μm ,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 22, no. 10, pp. 1140–1144, Oct. 2007.
- [185] O. Dier, C. Reindl, A. Bachmann, C. Lauer, T. Lim, K. Kashani-Shirazi, and M. Amann, “Reduction of hetero-interface resistivity in n-type AlAsSb/GaSb distributed Bragg reflectors,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 23, no. 2, p. 25018, Feb. 2008.

Veröffentlichungen des Autors

Fachartikel in wissenschaftlichen Fachjournalen

- (1) **Andreas Pfenning**, Georg Knebl, Fabian Hartmann, Robert Weih, Manuel Meyer, Andreas Bader, Monika Emmerling, Martin Kamp, Lukas Worschech & Sven Höfling.
„GaSb/AlAsSb Resonant Tunneling Diodes with GaAsSb Emitter Prewells“.
Applied Physics Letters, **111** (17), 171104. (2017).
- (2) Fabian Hartmann, **Andreas Pfenning**, Mariama Rebello Sousa Dias, Fabian Langer, Sven Höfling, Martin Kamp, Lukas Worschech, Leonardo Kleber Castelano, Gilmar Eugenio Marques & Victor Lopez-Richard.
„Temperature tuning from direct to inverted bistable electroluminescence in resonant tunneling diodes“
Journal of Applied Physics, **122** (15), 154502. (2017)
- (3) **Andreas Pfenning**, Georg Knebl, Fabian Hartmann, Robert Weih, Andreas Bader, Monika Emmerling, Martin Kamp, Sven Höfling & Lukas Worschech.
„Room temperature operation of GaSb-based resonant tunneling diodes by prewell injection“.
Applied Physics Letters, **110** (3), 033507. (2017).
- (4) **Andreas Pfenning**, Fabian Hartmann, Fabian Langer, Martin Kamp, Sven Höfling & Lukas Worschech.
„Sensitivity of resonant tunneling diode photodetectors“.
Nanotechnology, **27** (35), 355202. (2016).
- (5) **Andreas Pfenning**, Fabian Hartmann, Mariama Rebello Sousa Dias, Fabian Langer, Martin Kamp, Leonardo Kleber Castelano, Victor Lopez-Richard, Gilmar Eugenio Marques, Sven Höfling & Lukas Worschech.
„Photocurrent-voltage relation of resonant tunneling diode photodetectors“.
Applied Physics Letters, **107** (8), 081104. (2015).
- (6) **Andreas Pfenning**, Fabian Hartmann, Mariama Rebello Sousa Dias, Leonardo Kleber Castelano, Christoph Süßmeier, Fabian Langer, Sven Höfling, Martin Kamp, Gilmar Eugenio Marques, Lukas Worschech, and Victor Lopez-Richard.
„Nanothermometer Based on Resonant Tunneling Diodes: From Cryogenic to Room Temperatures“.
ACS nano, **9** (6), 6271-6277. (2015).
- (7) **Andreas Pfenning**, Fabian Hartmann, Fabian Langer, Sven Höfling, Martin Kamp & Lukas Worschech.
„Cavity-enhanced resonant tunneling photodetector at telecommunication wavelengths“.
Applied Physics Letters, **104** (10), 101109. (2014).

Patente/Schutzrechte

- (1) Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 2017.
„Infrared photodetector based on resonant tunneling diode“
Andreas Pfenning, Fabian Hartmann, Monika Emmerling & Lukas Worschech.
February 15, 2017, EP3131124 A1.

Zur Publikation in wissenschaftlichen Fachjournalen vorgesehen

- (1) **Andreas Pfenning**, Fabian Hartmann, Robert Weih, Monika Emmerling, Lukas Worschech & Sven Höfling. „Room Temperature Resonant Tunneling of Holes in AlAsSb/GaSb Resonant Tunneling Diode Photodetectors”. In preparation. To be submitted to *Advanced Optical Materials*. (2018).
- (2) Florian Rothmayr, **Andreas Pfenning**, Caroline Kistner, Johannes Koeth, Georg Knebl, Anne Schade, Sebastian Krueger, Lukas Worschech, Fabian Hartmann, and Sven Höfling. „Mid-infrared GaSb-based resonant tunneling diode photodetectors for gas sensing applications”. Submitted to *Applied Physics Letters*. (2018).

Sonstige Publikationen

- (1) Fabian Hartmann, **Andreas Pfenning**, Georg Knebl, Robert Weih, Andreas Bader, Monika Emmerling, Martin Kamp, Sven Höfling & Lukas Worschech. „Antimonide-based resonant tunneling photodetectors for mid infrared wavelength light detection”. *Proc. SPIE 10403, Infrared Remote Sensing and Instrumentation XXV, 1040306*, (2017).
- (2) **Andreas Pfenning**, Fabian Hartmann, Fabian Langer, Martin Kamp, Sven Höfling & Lukas Worschech. „Photoresponse of resonant tunneling diode photodetectors as a function of bias voltage”. *Proc. SPIE 9973, Infrared Remote Sensing and Instrumentation XXIV, 997307* (2016).
- (3) Sven Höfling, **Andreas Pfenning**, Robert Weih, Albert Ratajczak, Fabian Hartmann, Georg Knebl, Martin Kamp & Lukas Worschech. „Innovative mid-infrared detector concepts”. *Proc. SPIE 9973, Infrared Remote Sensing and Instrumentation XXIV, 997306* (2016).
- (4) **Andreas Pfenning**. „Understanding the photosensitivity of resonant tunneling diode photodetectors”. In LabTalk, <http://nanotechweb.org/cws/article/lab/65862>. August 15, 2016. Zuletzt zugegriffen am: Oktober 28, 2017, 15:08 Uhr.
- (5) **Andreas Pfenning**, Fabian Hartmann, Fabian Langer, Sven Höfling, Martin Kamp & Lukas Worschech. „Cavity-enhanced AlGaAs/GaAs resonant tunneling photodetectors for telecommunication wavelength light detection at 1.3 μm ”. *Proc. SPIE 9608, Infrared Remote Sensing and Instrumentation XXIII, 960810* (2015).

Konferenzbeiträge

- (1) **Andreas Pfenning**, Georg Knebl, Anne Schade, Fabian Hartmann, Robert Weih, Manuel Meyer, Andreas Bader, Monika Emmerling, Martin Kamp, Lukas Worschech & Sven Höfling. „Antimonide-based Resonant Tunneling Photodetectors for Mid-Infrared Wavelength Light Detection” At 2nd Paulista-Bavarian Workshop on Nano-Tailored Semiconductor Devices (NTSD2). Würzburg, Germany. February 13-18, 2017. (Talk).

- (2) **Andreas Pfenning**, Fabian Hartmann, Georg Knebl, Anne Schade, Robert Weih, Manuel Meyer, Andreas Bader, Monika Emmerling, Martin Kamp, Lukas Worschech & Sven Höfling.
 „Resonant Tunneling Structures with Ternary Prewell Injectors for Room Temperature Mid-Infrared Applications”
 At 4th International Workshop on Opportunities and Challenges in Mid-Infrared Laser-Based Gas Sensing, MIRSENS4. Wroclaw, Poland. May 15-17, 2017. (Talk).
- (3) **Andreas Pfenning**, Fabian Hartmann, Martin Kamp, Sven Höfling & Lukas Worschech.
 „Resonant Tunneling Diode Photodetectors for Light Detection at the Telecommunication Wavelength of $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ ”
 At 4th International Workshop on Opportunities and Challenges in Mid-Infrared Laser-Based Gas Sensing, MIRSENS4. Wroclaw, Poland. May 15-17, 2017. (Poster).
- (4) **Andreas Pfenning**, Fabian Hartmann, Fabian Langer, Martin Kamp, Sven Höfling, & Lukas Worschech.
 „Telecommunication Wavelength Light Detection with Resonant Tunneling Diode Photodetectors”.
 At Symposium on Quantum Science and Quantum Engineering (QSQE). Würzburg, Germany. April 04-06, 2017. (Poster).
- (5) **Andreas Pfenning**, Georg Knebl, Fabian Hartmann, Robert Weih, Andreas Bader Sven Höfling, Martin Kamp & Lukas Worschech.
 „GaSb-based Double Barrier Resonant Tunneling Diodes with Ternary Emitter Prewells”.
 At Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. Dresden (Germany). March 19-24, 2017. (Talk).
- (6) **Andreas Pfenning**, Georg Knebl, Anne Schade, Fabian Hartmann, Robert Weih, Manuel Meyer, Andreas Bader, Monika Emmerling, Martin Kamp, Lukas Worschech & Sven Höfling.
 „Antimonide-based Resonant Tunneling Structures for Mid-Infrared Applications”
 At 1st Paulista-Bavarian Workshop on Nano-Tailored Semiconductor Devices (NTSD). Sao Carlos, Brazil. February 13-18, 2017. (Talk).
- (7) **Andreas Pfenning**, Fabian Hartmann, Fabian Langer, Martin Kamp, Sven Höfling, & Lukas Worschech.
 „Photoresponse of resonant tunneling diode photodetectors as a function of bias voltage.”
 At SPIE Optics + Photonics 2016, Optical Engineering+ Applications, Infrared Remote Sensing and Instrumentation XXIV (San Diego, USA), August 28, 2016. (Talk).
- (6) Sven Höfling, **Andreas Pfenning**, Robert Weih, Albert Ratajczak, Fabian Hartmann, Georg Knebl, Martin Kamp & Lukas Worschech.
 “Innovative mid-infrared detector concepts.”
 At SPIE Optics + Photonics 2016, Optical Engineering+ Applications, Infrared Remote Sensing and Instrumentation XXIV, (San Diego, USA), August 28, 2016. **(Invited Talk)**.
- (8) **Andreas Pfenning**, Fabian Hartmann, Fabian Langer, Sven Höfling, Martin Kamp & Lukas Worschech.
 „Resonant Tunneling Diode Photodetectors for Light Detection at the Telecommunication Wavelength of $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ ”
 At International Nano-Optoelectronics Workshop (iNOW). Würzburg & München, Germany. July 26 - August 4, 2016. (Poster)
- (9) **Andreas Pfenning**, Fabian Hartmann, Fabian Langer, Sven Höfling, Martin Kamp & Lukas Worschech.
 „Cavity-enhanced AlGaAs/GaAs resonant tunneling photodetectors for telecommunication wavelength light detection at $1.3 \mu\text{m}$ ”.
 At SPIE Optics + Photonics 2015, Optical Engineering+ Applications, Infrared Remote Sensing and Instrumentation XXIII, (San Diego, USA). August 10-12, 2015. **(Invited Talk)**.

- (10) **Andreas Pfennig**, Fabian Hartmann, Fabian Langer, Sven Höfling, Martin Kamp & Lukas Worschech.
„*GaSb-based Double Barrier Resonant Tunneling Diodes with Ternary Emitter Prewells*“.
At Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. Berlin, Germany. March 15-20, 2015. (Talk).
- (11) **Andreas Pfennig**, Fabian Hartmann, Fabian Langer, Sven Höfling, Martin Kamp & Lukas Worschech.
„*Photocurrent–Voltage Relations of Resonant Tunneling Photodetectors*“.
At NiPS Summer School 2014 "ICT-Energy: Energy management at micro and nanoscales for future ICT". July 14- 18, 2014. (Talk).
- (12) **Andreas Pfennig**, Fabian Hartmann, Fabian Langer, Sven Höfling, Martin Kamp & Lukas Worschech.
„*Cavity-enhanced resonant tunneling photodetector at telecommunication wavelengths*“.
At NiPS Summer School 2014 "ICT-Energy: Energy management at micro and nanoscales for future ICT". July 14-18, 2014. (Poster).
- (13) **Andreas Pfennig**, Fabian Hartmann, Fabian Langer, Dirk Bisping, Sven Höfling, Martin Kamp, Alfred Forchel & Lukas Worschech.
„*Resonant cavity enhanced telecommunication wavelength light detection by resonant tunneling*“.
At Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Regensburg (Germany). Sunday, March 10, 2013 to Thursday, March 14, 2013. (Talk).

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen mich bei allen zu bedanken, die mir während meines Studiums und während der Anfertigung dieser Doktorarbeit geholfen und mich unterstützt haben. Besonders möchte ich hier hervorheben:

- Prof. Dr. Sven Höfling und Prof. Dr. Martin Kamp für die Aufnahme am *Lehrstuhl für Technische Physik*, die Bereitstellung der zum Gelingen dieser Arbeit notwendigen experimentellen Ausstattungen und die Möglichkeit an einer Vielzahl spannender (Forschungs-) Projekte mitzuwirken.
- Ein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Lukas Worschech für die Aufnahme in die *Nanoelektronik-Gruppe*, die Betreuung des Promotionsvorhabens, die zahlreichen Diskussionen, die fortlaufende Unterstützung und die Möglichkeit an einer Vielzahl spannender (Forschungs-) Projekte mitzuarbeiten.
- Ein besonderer Dank gilt auch Fabian Hartmann für die fortlaufende Unterstützung und geistreichen Diskussionen.
- Monika Emmerling für das exzellente Prozessieren der hier untersuchten Proben.
- Robert Weih, Georg Knebl und Anne Schade für das exzellente MBE-Wachstum der untersuchten Proben.
- Danke an alle Bachelor- und Master-Studenten die über die letzten Jahre mit mir zusammengearbeitet haben: Christoph, Andreas, Janek, Manuel und Sebastian.
- Die TEP-Kollegen und die Kollegen der Nanoelektronik-Arbeitsgruppe im Speziellen für die aufschlussreichen physikalischen und nichtphysikalischen Diskussionen.