

Elektrooptische Transporteigenschaften und stochastisch aktivierte Prozesse Resonanter Tunneldioden



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

vorgelegt von
Fabian Sebastian Hartmann
geboren in Dettelbach
Würzburg 2012

Eingereicht am: 11.12.2012

bei der Fakultät für Physik und Astronomie, Julius-Maximilians-Universität Würzburg

1. Gutachter: Prof. Dr. Lukas Worschech
2. Gutachter: Prof. Dr. Vladimir Dyakonov
der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. Lukas Worschech
2. Prüfer: Prof. Dr. Vladimir Dyakonov
3. Prüfer: Prof. Dr. Reinhold Oppermann
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 27.01.2014

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Abstract	5
1. Einleitung	9
2. Theoretisch physikalische Grundlagen	11
2.1 Transport in Resonanten Tunneldioden	11
2.1.1 Aufbau, Funktionsweise und Ladungstransport	12
2.1.2 Lichteffekte in Resonanten Tunneldioden	15
2.1.3 Rauschen in Resonanten Tunneldioden	18
2.2 Dynamik nichtlinearer Systeme	21
2.2.1 Übergangsraten in bistabilen Systemen	23
2.2.2 Stochastische Resonanz.....	24
2.2.3 Sensordynamik nichtlinearer Systeme	27
3. Experimenteller Teil	31
3.1 Transportuntersuchungen Resonanter Tunneldioden	31
3.1.1 Probenwachstum und Probenstrukturierung	32
3.1.2 Größenabhängigkeit, Ladelinien-Effekt und Modellierung	33
3.2 Universelles und rekonfigurierbares logisches Schalten in Resonanten Tunneldioden . 41	
3.2.1 NOR und NAND Gatter mit hoher Fehlertoleranz.....	41
3.2.2 Logische-Stochastische-Resonanz	49
3.3 Lichtdetektion in Resonanten Tunneldioden	53
3.3.1 Lichtsensitivität durch direkte Fermi-Energie Modulation	54
3.3.2 Photosensitivität und Einzelphotonenauflösung.....	61
3.3.3 Signaldetektion mit der Receiver-Operating-Charakteristik.....	67
3.3.4 Stochastische Resonanz unter optischer und elektrischer Modulierung	72
3.4 Resonante Tunneldioden mit GaInNAs Absorptionsschicht für Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge von 1,3 μm	77
3.4.1 Elektrooptische Transportuntersuchungen ohne optische Kavität	78
3.4.2 Integration in einer optischen Kavität	87
Literaturverzeichnis	95
Veröffentlichungen des Autors	103

Danksagungen.....	104
Lebenslauf.....	105
Versicherung an Eides statt.....	106

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden elektrooptische Transporteigenschaften und stochastisch aktivierte Prozesse Resonanter Tunneldioden (RTDs) bei Raumtemperatur untersucht. Die RTDs wurden auf dem III-V Halbleitermaterialsystem AlGaAs/GaAs durch Molekularstrahlepitaxie, Elektronenstrahlolithographie und trockenchemischen Ätztechniken hergestellt. Im Bereich des negativen differentiellen Leitwerts konnte bistabiles Schalten und hierbei stochastisch aktivierte Dynamik nichtlinearer Systeme untersucht werden. Die Flächenabhängigkeit der Ätzrate konnte ausgenutzt werden, um RTDs mit einem Stamm und zwei Transportästen zu realisieren, welche hinsichtlich ihrer optischen und elektrischen Eigenschaften untersucht wurden. Im ersten experimentellen Abschnitt 3.1 werden die elektrischen Transporteigenschaften Resonanter Tunneldioden bei Raumtemperatur und die Flächenabhängigkeit des kohärenten und nicht-kohärenten Elektronentransports analysiert. Die Realisierung universeller logischer Gatter (NOR und NAND) und deren Rekonfigurierbarkeit durch einen externen Kontrollparameter wird in Abschnitt 3.2 gezeigt. In Abschnitt 3.3 wird die Lichtsensitivität Resonanter Tunneldioden als Photodetektoren für den sichtbaren Wellenlängenbereich und in Abschnitt 3.4 für die Telekommunikationswellenlänge bei $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ demonstriert.

Transportuntersuchungen Resonanter Tunneldioden

Im ersten Abschnitt werden Raumtemperatur Transportuntersuchungen des kohärenten und nicht-kohärenten Elektronentransports in RTD Mesen mit Durchmesser $d = 1000$ bis 50 nm vorgestellt. Die RTD Strukturen bestehen aus Silizium dotierten GaAs Source- und Drainbereichen mit einer intrinsischen Doppelbarrierenstruktur (DBS), welche sich aus 15 nm GaAs, 3 nm $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$, 4 nm GaAs, 3 nm $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ und 15 nm GaAs zusammensetzt. Durch Elektronenstrahlolithographie und trockenchemischen Ätztechniken wurden RTD Mesen mit Durchmesser bis zu $d = 50 \text{ nm}$ prozessiert und die I(V)-Kennlinien als Funktion der RTD Mesenfläche analysiert. Resonanter Tunneltransport konnte für Mesen bis zu einem Durchmesser von 150 nm gefunden werden. Die flächenabhängigen Stromdichten des kohärenten und nicht-kohärenten Elektronentransports deuten auf eine lokale Verarmungszone der Weite $t_{dep} = 45 \text{ nm}$ hin. Diese Verarmung wird durch ein Fermi-Level-Pinning an der GaAs Grenzschicht hervorgerufen und dominiert die Transporteigenschaften ab RTD Mesendurchmesser $d < 300 \text{ nm}$. Für den nicht-kohärenten Elektronentransport konnte diese Verarmung nicht nachgewiesen werden. Zusätzlich erhöhten der Randkanaltransport und heiße Elektronen den nicht-kohärenten Ladungstransport. Das Resonanz-zu-Talstromverhältnis (PVR) zeigte eine exponentielle Abnahme von $PVR = 3,4$ zu $1,3$ bei Reduktion des RTD Mesendurchmessers von $d = 1000$ zu 150 nm . Es wurde gezeigt, dass der nicht-kohärente Elektronentransport das PVR limitiert.

Die Flächenabhängigkeit des Elektronentransports in den RTD Mesen wurde mit RTD Simulationen durchgeführt und mit den experimentellen Daten verglichen. Das verwendete

Simulationsmodell konnte den kohärenten und nicht-kohärenten Elektronentransport nachbilden und lieferte eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Anhand der RTD Simulationen konnte die Erzeugung einer extrinsischen Bistabilität durch Variation einer externen Last gezeigt werden.

Abschnitt 3.1 zeigt zusätzlich die Realisierung von RTD Mesen Strukturen, welche sich durch einen Stamm und zwei Transportäste auszeichnen. Innerhalb einer RTD Mesa wurde ein Graben der Breite $l_{\text{graben}} = 150 \text{ nm}$ prozessiert und die flächenabhängige Ätzrate trockenchemischer Ätztechniken ausgenutzt, um eine Grabentiefe bis kurz vor die RTD Doppelbarriere zu realisieren. Die einzelnen RTD Mesen waren elektrisch isoliert, wobei die Äste kapazitiv gekoppelt waren.

Universelles und rekonfigurierbares logisches Schalten in Resonanten Tunneldioden

Im Bereich des negativen differentiellen Leitwerts wurde das stochastisch aktivierte Schalten bistabiler RTD Mesen untersucht. Durch das Ausnutzen des Ladelinien-Effekts konnte ein ideales Zwei-Niveau-System mit einer variabel einstellbaren Potentialbarriere realisiert werden. Durch eine dynamische Modulation der RTDs mit einer periodischen Spannung der Amplitude V_{ac} und Frequenz $f = 10 \text{ kHz}$ konnten stochastisch generierte Übergänge (Spikes) im idealen Zwei-Niveau-System induziert und dieser Bereich der RTD Funktionalität hinsichtlich seiner logischen Eigenschaften untersucht werden. Die beiden Äste der geätzten RTD dienten als logische Eingänge mit Schaltspannungen von 2 mV und nach Wahl der Amplitude V_{ac} der periodischen Modulation konnte der Ausgang als ein logisches NOR Gatter (für $24,1 \text{ mV} < V_{ac} < 26 \text{ mV}$) oder als NAND Gatter (für $26 \text{ mV} < V_{ac} < 27,6 \text{ mV}$) dargestellt werden. Bei einer Variation der Amplitude von $\Delta V_{ac} = 100 \mu\text{V}$ um $V_{ac} = 26 \text{ mV}$ war eine Rekonfigurierbarkeit (Schalten zwischen NOR und NAND) möglich. Diese RTD Funktionalität wurde durch Simulationen eines idealen Zwei-Niveau-Systems bestätigt, welche die experimentellen Daten exzellent nachbilden konnte. Der logische Ausgang (NOR oder NAND) zeigte eine Robustheit gegenüber dem Rauschuntergrund und die Funktionalität der logischen Gatter war bis zu einem Rauschlevel gleich des logischen Eingangs gegeben.

Zusätzlich wurde Logische-Stochastische-Resonanz (LSR) in bistabilen RTDs nachgewiesen. Anstelle einer deterministischen und periodischen Modulierung des Potentials wurde eine stochastische Modulation mit Rauschleistung P_{noise} verwendet, um ein logisches NOR und NAND Gatter zu realisieren. Im Rauschleistungsbereich $0,6 \text{ nW} < P_{\text{noise}} < 1,2 \text{ nW}$ wurde das NOR und im Bereich $1,2 \text{ nW} < P_{\text{noise}} < 1,8 \text{ nW}$ das NAND Gatter gezeigt. Bei einer Variation der Rauschleistung $P_{\text{noise}} = 1,2 \text{ nW}$ war eine Rekonfigurierbarkeit möglich. Optimale Arbeitspunkte der Rauschleistungen wurden für die logischen Gatter nachgewiesen. Logische-Stochastische-Resonanz war für das NOR Gatter bei einer Rauschleistung $P_{\text{noise}} = 0,8 \text{ nW}$ und für das NAND Gatter bei $P_{\text{noise}} = 1,4 \text{ nW}$ gegeben.

Lichtdetektion in Resonanten Tunneldioden

Die RTDs mit geätzten Graben wurden auf ihre Lichtsensitivität für den sichtbaren Wellenlängenbereich in Abschnitt 3.3 untersucht. Der Elektronentransport unter optischer Anregung mit einem Laser der Wellenlänge $\lambda = 448 \text{ nm}$ zeigte eine Verschiebung der Resonanzbedingung zu betragsmäßig größeren Werten der externen Spannungen im Vergleich zu der Dunkelkennlinie. Eine Akkumulation von generierten Löchern an der DBS und eine erhöhte Photoleitfähigkeit, welche eine Verschiebung der Resonanzbedingung zu kleineren Spannungen bedingt, wurde in RTD Mesen gleichen Schichtaufbaus bestätigt. Die Simulationen der RTD I(V)-Kennlinie zeigte, dass die Verschiebung der Resonanz durch eine Variation der Fermi-Energie hervorgerufen wird, die durch eine direkte optische Anregung von Elektronen und Löchern nahe der DBS der geätzten RTD Mesen erklärt werden konnte. Die Lichtsensitivität der geätzten Strukturen war im Vergleich mit RTD Mesen gleichen Schichtaufbaus signifikant erhöht.

Die Lichtsensitivität und Einzelphotonenauflösung wurden im nichtlinearen und bistabilen Transportbereich der RTDs untersucht. Diese wurden dynamisch mit einer periodischen Modulation der Amplitude V_{ac} und Frequenz $f = 10 \text{ kHz}$ betrieben und die Lichtdetektion durch den Haltezeitenunterschied im Zwei-Niveau-System analysiert. Zwei Bereiche erhöhter Sensitivität konnten gefunden werden, welche durch stochastisch aktivierte Übergänge erzeugt wurden. Sensitivitäten von über 10^6 A/W und Einzelphotonenauflösung konnten nachgewiesen werden.

Die Rolle des Rauschuntergrunds in bistabilen RTD Photodetektoren wurde durch die Haltezeitendifferenz und der Fläche unterhalb der Receiver-Operating-Charakteristik (ROC) untersucht. Hierfür wurden bistabile RTDs periodisch moduliert und für eine Variation der Amplitude der Modulation V_{ac} analysiert. Der Photodetektor zeigte einen Arbeitspunkt, der erst durch das Rauschen einen maximalen Ausgang generierte. Durch Simulationen des idealen Zwei-Niveaus-Systems konnte dies direkt auf die Anzahl von Übergängen im bistabilen Potential der RTDs unter optischer Anregung zurückgeführt werden. Diese Geiger-Resonanz wird durch das Rauschen hervorgerufen und tritt nur für einen Rauschuntergrund ungleich null auf.

Die Synchronisation einer schwach periodischen Modulation mit dem Rauschuntergrund, Stochastische Resonanz, wurde für die geätzten RTD Strukturen unter elektrischer und optischer Anregung nachgewiesen. Die RTDs wurden im bistabilen Bereich durch ein periodisches ac-Signal mit Amplituden $V_{ac} = 2,2$ bis $7,5 \text{ mV}$ und optisch durch einen Laser mit Leistungen $P_{light} = 160$ und 400 nW bei der Frequenz $f = 500 \text{ Hz}$ moduliert. Die spektrale Amplitude der Modulationsfrequenz zeigte für die elektrischen und optischen Anregungen bei einer Rauschleistung $P_{noise} = 32 \text{ nW}$ Stochastische Resonanz.

Resonante Tunneldioden mit einer GaInNAs Absorptionsschicht für Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge von $1,3 \mu\text{m}$

Die Integration auf GaAs basierter RTDs mit der quaternären Absorptionsschicht GaInNAs zur Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ wird in Abschnitt

3.4 gezeigt. Durch die Wahl der Materialkomposition des quaternären Absorptionsmaterials $\text{Ga}_{0,89}\text{In}_{0,11}\text{N}_{0,04}\text{As}_{0,96}$ wurde dieses gitterangepasst auf GaAs gewachsen und erfolgreich in die RTD Struktur implementiert. Die Bandlückenenergie des quaternären GaInNAs war auf die Absorption von Licht der Wellenlänge $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ eingestellt. Drei RTD Proben mit Variation einer GaAs Pufferschichtdicke $d_s = 1, 5$ und 10 nm zwischen der $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ Barriere und der N-basierten Absorptionsschicht wurden gewachsen, prozessiert und deren elektrooptischen Transporteigenschaften bei Raumtemperatur analysiert. Die Flächenabhängigkeit der kohärenten und nicht-kohärenten Transportanteile zeigte ein zunehmendes Resonanz-zu-Talstromverhältnis (*PVR*) von 1,5 für $d_s = 1 \text{ nm}$, über 2,9 für $d_s = 5 \text{ nm}$ bis 3,8 für $d_s = 10 \text{ nm}$. Der kohärente Elektronentransport war unabhängig von den Pufferschichtdicken und die Erhöhung des *PVR* war direkt mit der Reduktion des nicht-kohärenten Elektronentransports korreliert. Dies konnte auf eine Abnahme der Störstellenkonzentration an der DBS mit zunehmender Pufferschichtdicke zurückgeführt werden. RTD Mesen mit einem Au-Ringkontakt wurden realisiert. Die Lichtsensitivität der RTD Mesen für den Telekomwellenlängenbereich $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ konnte nachgewiesen werden. Bei der Reduktion der Pufferschichtdicke von $d_s = 10$ nach 1 nm zeigte sich eine erhöhte Lichtsensitivität, was auf die Coulomb-Wechselwirkung akkumulierte Löcher an der DBS zurückzuführen war. Die Sensitivität des RTD Photodetektors für $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ wurde mit 966 A/W bestimmt und ein Multiplikationsfaktor von über 6000 wurde abgeschätzt. Das Stromrauschen des RTD Photodetektors zeigte dabei einen minimalen Wert von lediglich $6,3 \text{ pA/Hz}^{0,5}$ und die Rausch-Äquivalente Leistung (NEP) kann mit $6,5 \text{ fW/Hz}^{0,5}$ angegeben werden.

In Abschnitt 3.4.2 wird die Integration der RTD Photodetektoren mit GaInNAs Absorptionsschicht in einer optischen Kavität gezeigt. Die optische Kavität bestand aus 5 alternierenden n-dotierten GaAs/AlAs Spiegelpaaren der Schichtdicke $\lambda/4$ und wurde auf eine Resonanzwellenlänge von $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ optimiert. Die Breite der Kavität betrug 2λ . Die elektrische Kontaktierung der RTD Mesen mit Durchmesser $d = 12$ bis $1 \mu\text{m}$ wurden durch einen Au-Ringkontakt realisiert. Reflexionsmessungen der optischen Kavität zeigten eine Resonanz bei der Wellenlänge $\lambda_{res} = 1,299 \mu\text{m}$ mit Gütefaktor der Kavität $Q = 62$ sowie eine Blauverschiebung von $\Delta\lambda = 136 \text{ nm}$ von der Mitte bis 32 mm zum Rand des Wafers. Resonantes Tunneln bei Raumtemperatur konnte in diesen RTD Strukturen gefunden werden und das Resonanz-zu-Talstromverhältnis mit $PVR = 1,2$ bestimmt werden. Die RTD Photodetektoren waren sensitiv auf Licht im nahen Infrarotbereich. Für die Resonanzwellenlänge der Kavität $\lambda_{res} = 1,290 \mu\text{m}$ konnte eine Sensitivität von $S = 31,23 \text{ kA/W}$ bestimmt werden, was einer Erhöhung gegenüber Wellenlängen außerhalb der Resonanz um Faktoren $n_1 = 10,8$ (für $\lambda = 1,260 \mu\text{m}$) und $n_2 = 5,3$ (für $\lambda = 1,320 \mu\text{m}$) entspricht. Die Zunahme der Sensitivität ist direkt mit einer erhöhten Quantenausbeute korreliert.

Abstract

In this thesis, electro-optical transport properties and stochastically-activated processes of resonant tunneling diodes (RTDs) were investigated at room temperature. The RTDs were prepared on the basis of AlGaAs/GaAs heterostructures by molecular beam epitaxy, electron beam lithography and dry chemical etching techniques. In the region of negative differential conductance (NDC) bistable RTD switching was achieved by exploiting the load line effect in combination with stochastically-activated dynamics of nonlinear systems. The surface dependence of the etching rate was exploited in order to realize RTDs with a stem and two transport branches, which were studied with respect to their optical and electrical properties. In the first section of the experimental part, electrical transport properties of resonant tunneling diodes at room temperature and the area dependence of the coherent and non-coherent electron transport properties are described. The realization of universal logic gates (NAND and NOR) and their reconfigurability by external control parameters is then demonstrated in Section 3.2. The light sensitivity of resonant tunneling diode photo-detectors was studied for the visible wavelength range and for the telecommunication wavelength at $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, in Section 3.3, and 3.4, respectively.

Transport characteristic of resonant tunneling diodes

Room temperature switching properties of the coherent and non-coherent transport of electrons were studied in RTD mesas with diameters $d = 1000$ down to 50 nm . The RTD structures consist of silicon n-doped GaAs source and drain regions having an intrinsic double barrier structure (DBS). The DBS is built by 15 nm GaAs, 3 nm $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$, 4 nm GaAs, 3 nm $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ and 15 nm GaAs. Electron beam lithography and dry etching techniques were applied to process RTD mesas with diameters down to $d = 50 \text{ nm}$, and the I(V)-curves of the RTD mesas were analyzed by means of area dependences. Pronounced resonant tunneling was observed for RTD mesas down to a diameter of about 150 nm . The area-dependent current densities of the coherent and non-coherent electron transport point to a sidewall depletion zone of width $t_{dep} = 45 \text{ nm}$. This depletion was associated with the Fermi-level pinning at the GaAs interface and dominates the coherent transport properties for RTDs with mesa diameters smaller than 300 nm . Such a depletion region was not found for the non-coherent electron transport. Rather edge channel transport and hot carriers increase the non-coherent electron transport. The peak-to-valley current ratio (PVR) showed an exponential decrease from $PVR = 3.4$ to 1.3 for a reduction of the RTD mesa diameter from $d = 1000$ to 150 nm . It is demonstrated that the non-coherent electron transport limits the PVR.

The area dependence of the electron transport was also modelled by numerical simulations and compared with the experimental data. The simulation model could reproduce both the coherent and non-coherent electron transport and provided a good agreement between the

experimental data and calculated curves. Also the role of an external load resistance on the bistability of RTDs was modelled precisely.

Section 3.1 describes the realization of branched RTD mesas, which are characterized by a stem and two transport branches. Within the RTD mesas a central trench was processed with a width of $l_{graben} = 150 \text{ nm}$ by exploiting the area-dependent etch rate of dry chemical etching techniques. In this way, each RTD mesa was electrically isolated and the branches were capacitively coupled.

Universal and reconfigurable logic gate switching in resonant tunneling diodes

Noise-activated switching in bistable RTD mesas was studied in the region of negative differential conductance. Due to the load line effect a two-level system was achieved with a variable potential barrier height. A dynamic modulation of the RTDs with a periodic voltage of amplitude V_{ac} and frequency $f = 10 \text{ kHz}$ stochastically generated transitions (spikes) in the two-level system. This region was especially studied in terms of its logical properties. The two branches of the etched RTD served as logical inputs with switching voltages of 2 mV . Dependent on the amplitude of the periodic modulation V_{ac} , the logical output was a NOR gate (for $24.1 \text{ mV} < V_{ac} < 26 \text{ mV}$) or a NAND gate (for $26 \text{ mV} < V_{ac} < 27.6 \text{ mV}$). For a variation of the amplitude of $\Delta V_{ac} = 100 \mu\text{V}$ at $V_{ac} = 26 \text{ mV}$ a reconfiguration (switching between NOR and NAND) was achieved. The switching behavior of the RTDs was modelled numerically by simulation of an ideal two-level system. The logical output (NOR and NAND) showed a high robustness to the noise floor. A functionality of the logic gate up to noise levels equal to the logical input was achieved.

Additionally, Logical-Stochastic-Resonance (LSR) was detected in bistable RTDs. Instead of a deterministic and periodic modulation of the potential, a stochastic noise power P_{noise} was used to realize logic NOR and NAND gates. Within a noise power range $0.6 \text{ nW} < P_{noise} < 1.2 \text{ nW}$ the logic output was NOR and in the range $1.2 \text{ nW} < P_{noise} < 1.8 \text{ nW}$ a logic NAND gate was found. An optimum logical operating noise power was found for both logic gates. LSR was found for the NOR gate at a noise power $P_{noise} = 0.8 \text{ nW}$ and the NAND gate showed an optimum response at $P_{noise} = 1.4 \text{ nW}$.

Light detection in resonant tunneling diodes

Trench-etched RTDs mesas were tested by means of their optical sensitivity in the visible light wavelength range in section 3.3. Under optical excitation with a laser of wavelength $\lambda = 448 \text{ nm}$ the electron transport of the RTDs showed a shift in the resonance voltage to greater absolute values. An accumulation of holes at the DBS and increased photoconductivity, which lead to a lowering of the resonance voltage was also found for RTD mesas based on the same layer structure, but with open ring shaped contacts. The simulations of the RTD I(V)-characteristics showed that the shift of the resonance occurs by a variation of the Fermi energy and was associated by a direct optical excitation of electrons and holes

near the DBS of the etched RTD mesas. The light sensitivity of the etched structures was significantly enhanced in comparison with the same layer structure.

The light sensitivity and especially single-photon resolution of the RTD photodetector were studied in the nonlinear and bistable transport region of the RTD. The RTDs were dynamically biased with a periodic modulation of amplitude V_{ac} and frequency $f = 10 \text{ kHz}$, and the light detection operation was analyzed by the residence-time difference method of the two-level system. Two maxima with increased sensitivities were found and associated with stochastically-activated transitions. Sensitivities of about 10^6 A/W and single-photon resolution was demonstrated.

The effect of the noise floor in bistable RTD photodetectors was investigated by the residence-time difference method and the corresponding receiver-operating-characteristic (ROC). The bistable RTDs were modulated periodically and analyzed by means of the modulation amplitude V_{ac} . The photodetector showed an optimum working point for non-vanishing noise generating a maximum output. Simulations of the ideal two-level system could directly attribute this response to the number of generated transitions in the bistable potential of the RTDs under optical excitation. This Geiger-resonance is controlled by the noise power and occurs only for a nonzero noise floor.

The synchronization of a weak periodic modulation with the noise floor, stochastic resonance, was demonstrated for the etched RTD structures under electrical and optical excitation. The RTDs were biased within the bistable region superimposed by an electrical periodic signal with amplitude $V_{ac} = 2.2$ to 7.5 mV and optically coupled to a laser with an output $P_{light} = 160$ and 400 nW at a frequency $f = 500 \text{ Hz}$. The spectral amplitude of the modulation frequency showed an optimum response referred to as Stochastic resonance for both electrical and optical excitations at a noise power $P_{noise} = 32 \text{ nW}$.

GaAs/AlGaAs resonant tunneling diodes with a GaInNAs absorption layer for telecommunication light sensing

The integration of GaAs based RTDs with a quaternary GaInNAs absorption layer for light detection at the telecommunication wavelength $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ is shown in Section 3.4. By choosing the material composition of the quaternary absorption material $\text{Ga}_{0.89}\text{In}_{0.11}\text{N}_{0.04}\text{As}_{0.96}$ a lattice-matched growth to GaAs was achieved and successfully implemented in the RTD structure. The bandgap energy of the quaternary GaInNAs was tuned to the absorption of light of wavelength $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$. Three RTD samples with varying GaAs buffer layer thickness $d = 1, 5$ and 10 nm , between the $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ barrier and the N-based absorption layer were grown and analyzed by means of their electro-optical transport properties at room temperature. The area dependence of the coherent and non-coherent transport showed an increasing peak-to-valley ratio (PVR) of 1.5 for $d_s = 1 \text{ nm}$, 2.9 for $d_s = 5 \text{ nm}$ and 3.8 for $d_s = 10 \text{ nm}$. The coherent electron transport was found to be independent of the buffer layer thickness and the increase in PVR was directly correlated with the reduction of the non-coherent electron transport. This could be achieved by a reduction of impurity concentration at the DBS with increasing buffer layer thickness. RTD

mesas with ring shaped contacts were realized. Light sensitivity of the RTD mesas for the telecommunication wavelength range $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ is demonstrated. For a reduction of the buffer layer thickness from $d_s = 10 \text{ nm}$ to 1 nm an increased light sensitivity due to the Coulomb interaction of accumulated holes at the DBS was found. The sensitivity of the RTD photodetector for $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ was determined to be 966 A/W and a multiplication factor of about 6000 was estimated. Noise measurements were conducted to determine the noise equivalent power of the RTD photodetector, which showed a minimum value of only $6.5 \text{ fW/Hz}^{0.5}$.

In section 3.4.2, the integration of the RTD photodetectors with the GaInNAs absorption layer in an optical cavity is demonstrated. The optical cavity consisted of five alternating n-doped GaAs/AlAs mirror pairs of thickness $\lambda/4$, which are optimized for a resonance wavelength $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$. The width of the cavity was 2λ . The electrical contact of the RTD mesas of diameter $d = 12$ down to $1 \mu\text{m}$ were realized by ring shaped contacts. Reflectance measurements of the optical cavity showed a resonance wavelength of $\lambda_{res} = 1.299 \mu\text{m}$ with a quality factor of the cavity $Q = 62$. A blue shift of $\Delta\lambda = 136 \text{ nm}$ from the center to 32 mm to the edge of the wafer was found. Resonant tunneling at room temperature in these RTD structures was demonstrated. The RTD photodetectors were sensitive to light in the near infrared range and showed a maximum sensitivity for the resonant wavelength. For $\lambda_{res} = 1.290 \mu\text{m}$ a sensitivity of $S = 31.23 \text{ kA/W}$ was determined with enhancement factors $n_1 = 10.8$ (for $\lambda = 1.260 \mu\text{m}$) and $n_2 = 5.3$ (for $\lambda = 1.320 \mu\text{m}$). The enhanced sensitivity is demonstrated to origin from an increased quantum efficiency.

1. Einleitung

Im Jahr 1947 wurde der erste auf Halbleiter basierte Transistor in den Bell Telephone Laboratories durch John Bardeen, Walter H. Brattain und William B. Shockley realisiert, welche hierfür 1956 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet wurden. Welchen Einfluss ihre Entdeckung auf die Halbleiter Elektronik und die Computerindustrie hatte, war zu diesem Zeitpunkt und noch Jahrzehnte danach nicht abzusehen. Damalige Rechenmaschinen basierten auf Röhrentransistoren, welche aufgrund ihrer Abmessung und Funktionalität zu starken Limitierungen in der Anwendung führten. 1965 stellte der Gründer von Intel, Gordon Moore, das nach ihm benannte Gesetz zur Entwicklung der Packungsdichte integrierter Schaltkreise auf. Es besagt, dass sich die Packungsdichte alle 12-18 Monate verdoppelt. [1] Heute geht man davon aus, dass das Mooresche Gesetz noch mindestens ein Jahrzehnt Gültigkeit besitzt, da dann fundamentale physikalische Grenzen dem Vorschreiten der Miniaturisierung von integrierten Schaltkreisen Einhalt gebieten. [2] Physikalische Limitierungen aufgrund der quantenmechanischen Natur des Ladungsträgertransports spielen ab Strukturgrößen in der Größenordnung der De-Broglie Wellenlänge der Ladungsträger eine wichtige Rolle. Als Beispiel sei der Tunneleffekt bei der Funktionalität von RAM Zellen erwähnt, welcher die Anzahl gespeicherter Ladungsträger auf einem Kondensator verringert und somit die Funktionalität der Speicherzelle beeinträchtigt. Einen weiteren wichtigen und limitierenden Faktor der Erhöhung der Packungsdichte stellen dissipative Prozesse dar [3], welche die erzeugte Wärme pro Chip und Rechenoperation mit Erhöhung der Packungsdichte ansteigen lassen. R. Landauer zeigte, dass irreversible Rechenoperationen wie z.B. das Addieren mit einem dissipativen Prozess korreliert sind. [4] Zudem können thermische Fluktuationen, wenn nur wenige Ladungsträger am Transportprozess teilnehmen, zu signifikanten Erhöhungen der Fehlerrate führen. Das dies bereits aktuell in gängigen Prozessoren ein Problem darstellt, lässt sich am Verbrauch von heutigen Supercomputeranlagen ablesen, in denen rund 60 % der Gesamtleistung allein zur Kühlung der Rechenmaschinen verwendet werden.

In der digitalen Elektronik werden thermische Systemfluktuationen dadurch minimiert, indem die Eingänge weit ab vom Rauschuntergrund betrieben werden. Eine alternative Route können aber auch Methoden der Signalverarbeitung sein, die explizit das Rauschen ausnutzen. Tatsächlich existierten Modelle bei denen die Funktionalität von Bauelementen erst durch den Rauschuntergrund gegeben ist. Diese können mit dem Sammelbegriff der Stochastischen Resonanz (SR) zusammengefasst werden. Obgleich Stochastische Resonanz erstmals zur Erklärung von nichtlinearen Systemen mit makroskopischer Längenskala eingeführt wurde, nämlich zur Interpretation der Periodizität von Eiszeiten im Erdklima [5, 6], konnte dieses Phänomen in unterschiedlichsten Systemen z.B. bistabile Ringlaser [7], nanoelektronischen Bauelementen [8, 9] und biologischen Systemen [10] gefunden werden. Der Grund hierfür ist, dass die Bedingungen für SR lediglich ein nichtlineares System, ein schwach periodisches Signal und Rauschen sind. [11, 12] Speziell biologische Systeme, z.B. Neuronen sind ein exzellentes Beispiel, in denen der Rauschunter-

grund nicht vernachlässigbar ist. Neuronen feuern statistisch verteilte Spikes und wie die Informationsverarbeitung und Transmission in diesen Spikefolgen dekodiert ist, ist ein kontrovers diskutiertes Gebiet der Neurowissenschaft. [13-15]

In dieser Arbeit wurden Resonante Tunnelioden (RTDs) und speziell die durch den Rauschuntergrund erzeugten stochastischen Eigenschaften untersucht. RTDs sind nichtlineare Systeme und der Ladungstransport basiert auf dem quantenmechanischen Tunneleffekt. Seit der Pionierarbeit zu RTDs von R. Tsu und L. Esaki im Jahre 1973 [16], wurden diese Bauelemente in unterschiedlichsten Halbleitermaterialsystemen realisiert. Anwendungsbeispiele von RTDs sind die Hochfrequenztechnik mit Frequenzen bis in den THz Bereich [17], logische [18, 19] und elektrooptische Schaltkreise. [20, 21] In dieser Arbeit wurden die elektrooptischen Transporteigenschaften und stochastisch aktivierte Prozesse (Signaldetektion und logisches Schalten) in RTDs auf dem III-V Halbleitermaterialsystem untersucht. Dabei gliedert sich diese Arbeit wie folgt:

Kapitel 2 stellt die theoretisch physikalischen Grundlagen von RTDs dar. Die prinzipielle Funktionsweise von RTDs wird vorgestellt und der Ladungstransport detailliert durch die Berechnung der Transmissionskoeffizienten anhand der Transfermatrixmethode beschrieben (Abschnitt 2.1.1). Die Lichteffekte der Lochakkumulation und erhöhter Photoleitfähigkeit unter optischer Anregung in RTDs wird in Abschnitt 2.1.2 gezeigt. Das Rauschen in RTDs wird in Abschnitt 2.1.3 diskutiert. In Abschnitt 2.2 werden die Dynamik nichtlinearer Systeme, Übergangsraten in bistabilen Systemen (Abschnitt 2.2.1) und Stochastische Resonanz (Abschnitt 2.2.2) dargestellt. Der abschließende Abschnitt 2.2.3 zeigt die Signaldetektion durch Rauschen aktivierter und nichtlinearer Systeme durch die Methode der Haltezeitendifferenz.

Die experimentellen Ergebnisse der Arbeit werden in **Kapitel 3** beschrieben. Abschnitt 3.1 skizziert den Wachstums und Herstellungsprozess von RTD Mesen, sowie Transporteigenschaften des kohärenten und nicht-kohärenten Elektronentransports bei Raumtemperatur. Zusätzlich wird die Realisierung und Charakterisierung von RTD Mesen mit einem gemeinsamem Stamm und zwei Ästen gezeigt. In Abschnitt 3.2 werden die Realisierungen logischer universeller Gatter in bistabilen dynamisch modulierten RTDs und deren Rekonfigurierbarkeit, Fehlertoleranz und Logische-Stochastische-Resonanz diskutiert. Die beiden abschließenden Abschnitte zeigen die Realisierungen von RTD Photodetektoren für den sichtbaren Wellenlängenbereich einer RTD Mesa mit Ätzgraben in Abschnitt 3.3 und in Abschnitt 3.4 von RTDs mit einer integrierten GaInNAs Schicht für den Telekommunikationswellenlängenbereich. Abschließend wird die Integration des RTD Photodetektors in einer optischen Kavität zur Erhöhung der Quantenausbeute vorgestellt.

2. Theoretisch physikalische Grundlagen

Dieses Kapitel beschreibt wichtige theoretische Grundlagen der Resonanten Tunnelndiode (RTD). In Abschnitt 2.1 wird der Ladungstransport in RTDs beschrieben. Die prinzipielle Funktionsweise, der Aufbau und die Berechnung der Transmissionskoeffizienten von einer RTD werden in Abschnitt 2.1.1 dargestellt. Abschnitt 2.1.2 zeigt zwei dominante Lichteffekte in RTDs, die Akkumulation von photogenerierten Löchern an der Doppelbarrierenstruktur (DBS) und die erhöhte Photoleitfähigkeit. Abschließend wird in Abschnitt 2.1.3 das Rauschen in RTDs beschrieben. Die Dynamik nichtlinearer Systeme, in denen Rauschen den Transport dominiert, wird in Abschnitt 2.2 behandelt. Die Bewegungsgleichungen, Übergangsraten (Abschnitt 2.2.1) und Stochastische Resonanz (Abschnitt 2.2.2) werden vorgestellt. Das Kapitel 2 schließt mit der Signaldetektion in nichtlinearen und bistabilen Systemen durch die Methode der Haltezeitendifferenz in Abschnitt 2.2.3.

2.1 Transport in Resonanten Tunnelndioden

Resonante Tunnelndioden basieren auf dem quantenmechanischen Tunneleffekt von Ladungsträgern durch Energiebarrieren und wurden erstmals 1973 von R. Tsu und L. Esaki beschrieben. [16] Rein klassisch betrachtet kann ein Teilchen mit Energie E eine Potentialbarriere der Höhe V_0 nicht überwinden, falls $E < V_0$ ist. Quantenmechanisch betrachtet gilt jedoch, dass die Transmission T der Teilchen (Elektronen) für $E < V_0$ einen endlichen Wert besitzt. Beim Ladungstransport in RTDs wird dieser nichtklassische Effekt ausgenutzt. R. Tsu und L. Esaki zeigten in der Tat, dass die Transmission nicht nur ungleich null sondern sogar maximal gleich eins wird, falls die Energie des einfallenden Elektrons gleich der Energie eines Subbandes im Quantentrog entspricht.

In *Abbildung 2.1* ist das schematische Funktionsprinzip einer RTD dargestellt, welche aus zwei Barrieren (z.B. AlGaAs) und einem Quantentrog (z.B. GaAs) besteht. Durch das quantenmechanische Einschlusspotential bilden sich im Potentialtopf diskrete Subbandenergieniveaus $E_{0,1,\dots,n}$ aus. Ohne angelegte externe Spannung V (Teilbild (a)) sind die Fermi-Energien E_F des Source- ($E_{F,s}$) und Drainbereichs ($E_{F,d}$) unterhalb des Resonanzniveaus mit Energie E_0 und es existieren keine Elektronen für die gilt: $E \approx E_0$. Der resultierende Strom (Teilbild (e)) I ist daher gleich null. Im thermodynamischen Gleichgewicht (ohne externe Spannung) ist auch für $E_{F,s,d} > E_0$ kein resultierender Nettostrom zu finden, da die Tunnelwahrscheinlichkeiten von Source nach Drain und umgekehrt identisch sind. Wird nun eine externe Spannung V angelegt (Teilbild (b)) und diese stetig erhöht (von (b) nach (d)), d.h. die Energie der Elektronen in Source $E_{F,s}(V) = E_{F,s}(V = 0) + eV$ (e ist die Elementarladung) variiert, so setzt ein Stromfluss ein, falls für Elektronen aus dem Fermi-See des Sourcebereiches $E \approx E_0$ gilt. Der Strom steigt und erreicht ein Maximum nahe des Leitungsbandminimums (Teilbild (c)). Wird die externe Spannung V weiter erhöht, so dass das Resonanzniveau E_0 unterhalb des Leitungsbandminimums des Sourcebereiches liegt, ist wiederum die Bedingung $E \approx E_0$ nicht erfüllt. Dieser Bereich in der Transportkennlinie

einer RTD wird auch negativer differentieller Leitwertsbereich (NDC-Bereich¹) genannt, da der Strom mit zunehmender Spannung abfällt.

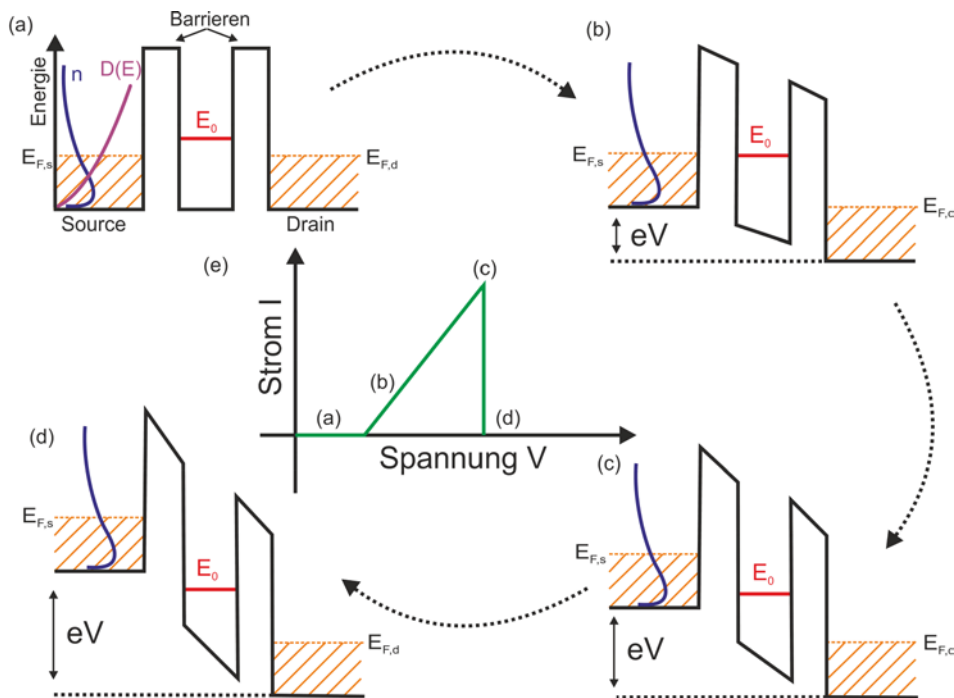


Abbildung 2.1: Schematische Funktionsweise einer RTD bei Erhöhung der angelegten Spannung V . Durch das quantenmechanische Einschlusspotential bilden sich im Quantentrog diskrete Subbandniveaus mit Energien $E_{0,1,\dots,n}$ aus und die Transmission der Elektron wird maximal, falls $E \approx E_0$ gilt. Wird die externe Spannung V stetig erhöht (von (a) nach (d)), so beginnt der Stromfluss I (in (b)), erreicht ein Maximum nahe des Leitungsbandminimums (in (c)) und fällt für große Spannungen V (in (d)) schließlich wieder ab. Zusätzlich sind in (a) die 3D-Zustandsdichte $D(E)$ und die Elektronenverteilung n und in (e) die resultierende Strom-Spannung-Kennlinie dargestellt.

Idealerweise ist der resultierende Strom nach der Resonanzbedingung gleich null und steigt erst wieder, wenn höhere Energieniveaus $E_{1,\dots,n}$ erreicht werden. Durch nicht-koherente Transportanteile, z.B. Elektron-Phonon- [22] oder Elektron-Störstellen-Streuung [23], kann dieser von null verschieden sein. Nach dieser schematischen Darstellung des Ladungstransportes in RTDs soll im Folgenden genauer auf den Aufbau, die Funktionsweise und der Berechnung der Transmissionskoeffizienten eingegangen werden.

2.1.1 Aufbau, Funktionsweise und Ladungstransport

In *Abbildung 2.2(a)* ist der Leitungsbandverlauf einer RTD mit zwei 3 nm breiten $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ Barrieren und einem 4 nm breiten GaAs Quantentrog und die Amplituden der Transmission dargestellt. [24] Die beiden Barrieren erzeugen eine Potentialbarriere mit

¹ NDC = engl. negative differential conductance

2.1 Transport in Resonanten Tunneldioden

Energie $V_0 = 600 \text{ meV}$ und im Quantentrog bilden sich zwei Subbandniveaus mit Energien $E_0 \approx 150 \text{ meV}$ und $E_1 \approx 530 \text{ meV}$ aus. Die Transmission besitzt bei beiden Subbandniveaus Maxima mit einer Transmissionswahrscheinlichkeit von $T = 1$. Um die Amplituden der Transmission zu berechnen existieren unterschiedliche Ansätze, wobei im Folgenden speziell die Methode der Transfermatrix beschrieben wird, was in *Abbildung 2.2(b)* schematisch dargestellt ist.

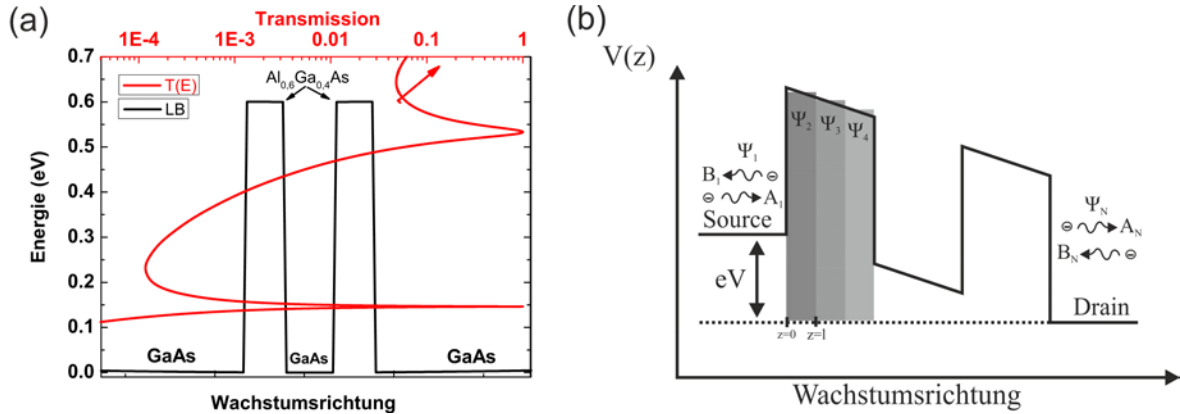


Abbildung 2.2: (a) Simulation einer RTD Doppelbarrierenstruktur mit zwei 3 nm $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ Barrieren und dem 4 nm breiten GaAs Quantentrog. [24] Durch das quantenmechanische Einschlusspotential bilden sich diskrete Energieniveaus mit $E_0 \approx 150 \text{ meV}$ und $E_1 \approx 530 \text{ meV}$ aus, bei denen die Transmission $T(E)$ der Elektronen maximal wird. (b) Schematisches Potential $V(z)$ der RTD bei Spannung V und die zur Berechnung der Transmissionskoeffizienten verwendete Diskretisierung bei der Transfermatrixmethode. Die Struktur wird in n identische Bereiche konstanten Potentials unterteilt.

Die Gesamtenergie $E(\mathbf{k})$ der Elektronen lässt sich in laterale und vertikale Anteile mit

$$E = \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} + E_z \quad (2.1)$$

separieren. \hbar ist die Planck-Konstante h geteilt durch 2π und m^* die effektive Masse. Der erste Summand stellt die kontinuierlichen Energien in der lateralen x-y Ebene und der zweite Summand die diskreten Energien E_z in der vertikalen Wachstumsrichtung z dar. Für das ungestörte System und in der Näherung effektiver Massen kann die dreidimensionale Schrödingergleichung in laterale und vertikale Anteile separiert werden und für den vertikalen Anteil lässt sie sich durch [25]

$$H\Psi(z) = -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \left(\frac{1}{m^*(z)} \nabla \right) \Psi(z) + V(z)\Psi(z) = E_z \Psi(z) \quad (2.2)$$

angegeben. Die effektive Masse $m^*(z)$ ist ebenfalls von der vertikalen Ausbreitung abhängig und die Gesamtwellenfunktion des Systems Ψ ist das Produkt der Wellenfunktionen aus den lateralen $\Psi(x,y)$ und vertikalen $\Psi(z)$ Anteilen. Das Potential $V(z)$ wird in n Sektionen konstanten Potentials der Länge l unterteilt und die Wellenfunktion in der i -ten Sektion lässt sich mit

$$\Psi_i(z) = A_i \cdot \exp(jk_i z) + B_i \cdot \exp(-jk_i z) \quad (2.3)$$

beschreiben. Dabei ist $k_i = \sqrt{2m_i^*(E_z - V_i)}/\hbar$ die komplexe Wellenzahl. A_i und B_i beschreiben die einfallenden und reflektierten Amplituden (siehe *Abbildung 2.2(b)*). Aus den Randbedingungen für die Wellenfunktionen (Stetigkeit und stetig differenzierbar) folgt, dass die Amplituden A_{i+1} und B_{i+1} mit den Amplituden A_i und B_i über

$$\begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \alpha_i & 1 - \alpha_i \\ 1 - \alpha_i & 1 + \alpha_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

zusammenhängen, wobei α_i durch

$$\alpha_i = \frac{k_i m_{i+1}^*}{k_{i+1} m_i^*} \quad (2.5)$$

gegeben ist. [26] Gleichung (2.4) ist nur für $z = 0$ gültig und die Amplituden an der Grenzfläche bei $z = l$ müssen gleichermaßen betrachtet werden. Die Wellenfunktionen in der $i+1$ -ten Sektion (bei $z = l$) und die dazugehörigen Amplituden \tilde{A}_{i+1} und \tilde{B}_{i+1} lassen sich mit

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_{i+1}(z) &= \Psi_{i+1}(l_{i+1}) = \exp(jk_{i+1}l_{i+1}) \Psi_{i+1}(0) \\ \begin{pmatrix} \tilde{A}_{i+1} \\ \tilde{B}_{i+1} \end{pmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \gamma_{i+1} & 0 \\ 0 & \gamma_{i+1}^{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.6)$$

darstellen. Dabei ist $\gamma_i = \exp(jk_i l_i)$. Mit den Matrizen T_i aus Gleichung (2.4) und C_i aus Gleichung (2.6) sind die Amplituden der Wellenfunktion in der n -ten Sektion mit der ersten Sektion durch

$$\begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix} = T_{n-1} C_{n-1} T_{n-2} C_{n-2} \cdots T_2 C_2 T_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

verbunden. Unter der Annahme, dass keine Reflexionen bei n und das die Amplitude der einfallenden Welle gleich eins ist folgt:

$$\begin{pmatrix} A_n \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ B_1 \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Der Transmissionskoeffizient ist über ein- und ausfallenden Fluss f definiert, welche über die Kontinuitätsgleichung mit

$$f = \frac{\hbar}{j2m^*} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) \quad (2.9)$$

bestimmt sind. Aus dem Verhältnis des einfallenden f_1 und des auslaufenden Flusses f_n kann der Transmissionskoeffizient T_c mit

$$T_c = \frac{f_n}{f_1} = \frac{k_n m_1^* A_n^2}{k_1 m_n^* A_1^2} = \frac{k_n m_1^*}{k_1 m_n^*} \frac{1}{T_{22}^2} \quad (2.10)$$

errechnet werden. Nach der Berechnung des Transmissionskoeffizienten ist die Stromdichte J der RTD schließlich durch

$$J = \frac{em^*k_B T}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty \left(T_c \cdot \ln \left[\frac{1 + e^{(E_F - E_z)/k_B T}}{1 + e^{(E_F - E_z - eV)/k_B T}} \right] dE_z \right) \quad (2.11)$$

gegeben. [16] Dabei ist k_B die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur, V die Spannung und E_F die Fermi-Energie. Näherungsweise kann die Transmission nahe der Resonanzenergie E_R als Lorentz-förmig angenommen werden und für symmetrische Barrieren lässt sich T_c mit

$$T_c(E, V) = \frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{\left[E - \left(E_R - \frac{eV}{2}\right)\right]^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (2.12)$$

darstellen. Die energetische Resonanzbreite Γ setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen:

- Die **homogene** Verbreiterung des Resonanzniveaus wird durch die Heisenbergsche Unschärfe Relation mit $\Delta E \Delta \tau > \hbar$ hervorgerufen und ist durch die Lebensdauer $\Delta \tau$ bestimmt.
- Die **inhomogene** Verbreiterung des Resonanzniveaus setzt sich aus Beiträgen der Fluktuationen der Quantentrogbreiten und der Materialkompositionen zusammen.

Für geringe Resonanzbreiten Γ , d.h. $\Gamma \ll k_B T$, liefert die Transmission nur signifikante Beiträge, falls $E_z \approx E_R - eV/2$ gilt und kann sonst vernachlässigt werden. Durch die Substitution $E_z = E_R - eV/2$ in Gleichung (2.11) und nach Integration über T_c ist der Strom der RTD durch

$$J = \frac{em^* \Gamma k_B T}{4\pi^2 \hbar^3} \ln \left[\frac{1 + e^{((E_F - E_R + eV/2)/k_B T)}}{1 + e^{((E_F - E_R - eV/2)/k_B T)}} \right] \cdot \left[\frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \left(\frac{E_R - eV/2}{\Gamma/2} \right) \right] \quad (2.13)$$

gegeben. [27]

2.1.2 Lichteffekte in Resonanten Tunneldioden

Resonante Tunneldioden sind lichtaktive nanoelektronische Bauelemente, bei denen im Wesentlichen zwei unterschiedliche Lichtmechanismen auftreten. Einerseits ist dies die Erhöhung der Leitfähigkeit unter Beleuchtung (Photoleitfähigkeit) und andererseits die Coulomb-Wechselwirkung akkumulierter Löcher an der RTD Doppelbarriere. [28-31] Die Tunnel- und Rekombinationsdynamik der akkumulierten Löcher gibt die Geschwindigkeit und die Sensitivität des RTD Photodetektors an. Je länger die Akkumulationsdauer (geringere Tunnelwahrscheinlichkeit) desto sensitiver ist der Photodetektor. Durch den Mechanismus der Lochakkumulation konnten RTD Photodetektoren mit einer Geschwindigkeit von 500 kHz und einer Einzelphotonenauflösung hergestellt und charakterisiert werden. [32, 33] Diese Strukturen verwenden eine aktive InGaAs/InAs Quantenpunktschicht in

einer GaAs bzw. InP Matrix, wodurch die Löcher im Quantenpunkt-potentialtopf eingefangen werden und dadurch die Akkumulationsdauer signifikant erhöht wird.

Links in *Abbildung 2.3* ist der schematische Valenz- und Leitungsbandverlauf einer RTD nahe der Resonanzspannung dargestellt. Die RTD Struktur besteht aus hochdotierten Source- und Drainbereichen, der intrinsischen Doppelbarrierenstruktur und dem undotierten Absorptionsbereich der Länge l . Wird die RTD mit Licht der Energie E_{light} beleuchtet und gilt $E_{light} > E_{gap}$ (E_{gap} ist die Bandlückenenergie der Absorptionsschicht), so werden Elektron-Loch-Paare erzeugt und durch das angelegte elektrische Feld E separiert. Die Elektronen werden (für die dargestellten angelegte Spannung) von der DBS entfernt und die Löcher zur DBS beschleunigt. Die Anzahl der generierten Elektron-Loch-Paare G ist durch

$$G = \alpha \frac{P_{op}}{E_{light}} \quad (2.14)$$

gegeben. [34] P_{op} ist die Lichtleistungsdichte und α der Absorptionskoeffizient des Halbleitermaterials. Die generierten Ladungsträger rekombinieren nach der mittleren Lebensdauer τ und im Gleichgewicht sind die Loch- und Elektronendichten δp , δn durch $\delta p = \delta n = G \cdot \tau$ gegeben. Die Gesamtanzahlen sind $n = n_0 + \delta n$ und $p = p_0 + \delta p$, wobei n_0 und p_0 die intrinsischen Ladungsträgerkonzentrationen der Absorptionsschicht darstellen.

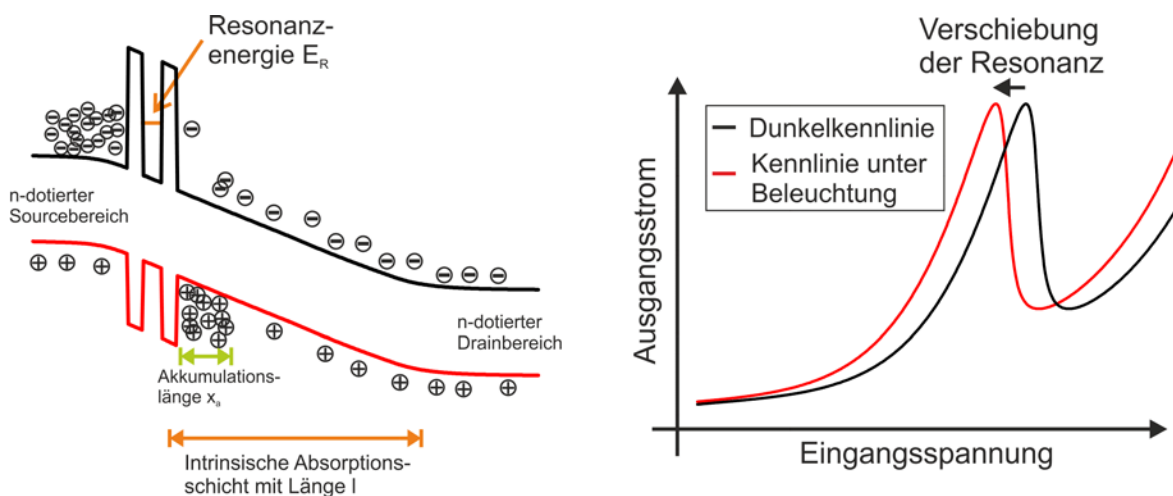


Abbildung 2.3: (Links:) RTD Valenz- und Leitungsbandverlauf für eine angelegte Spannung nahe der Resonanz. Unter Beleuchtung werden Elektron-Loch-Paare generiert und durch das elektrische Feld separiert. Nur die Löcher driften zur DBS (Elektronen werden entfernt) und akkumulieren für eine gewisse Zeitdauer. Durch diese Akkumulation wird ein zusätzliches elektrisches Feld generiert, was die Transmission der Elektronen von Source nach Drain beeinflusst. (Rechts:) Durch die Lochakkumulation und erhöhte Photoleitfähigkeit verschiebt die Kennlinie der RTD unter Beleuchtung zu kleineren Vorwärtsspannungen.

Die Ladungsträgergeneration unter optischer Beleuchtung wirkt auf zweierlei Art auf die RTD Charakteristik. Der Gesamtwiderstand R_g eines RTD seriellen Netzwerkes setzt sich aus einem intrinsischen Widerstand R_{rtd} und parasitären Widerständen R_p (Kontaktwiderstände, Bonddraht etc.) mit $R_g = R_{rtd} + R_p$ zusammen. Durch R_g ist der Spannungsabfall V an der RTD Doppelbarriere bei angelegter Spannung V_{bias} durch $R_g \cdot I$ verringert. Durch die generierten Ladungsträger verringert sich der intrinsische Widerstand R_{rtd} um ΔR_{rtd} und ist durch

$$\Delta R_{rtd} = \Delta \rho \frac{l}{A} - (\rho + \Delta \rho) \frac{x_a}{A} \quad (2.15)$$

gegeben. [31] ρ ist der spezifische Widerstand der RTD mit Fläche A und x_a die Lochakkumulationslänge. Die Reduktion des spezifischen Widerstandes $\Delta \rho$ kann über die intrinsischen Ladungsträgerdichten und die jeweiligen Beweglichkeiten $\mu_{p,n}$ der Elektronen (n) und Löcher (h) durch

$$\Delta \rho = \frac{-(\mu_n + \mu_p) \delta p}{e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0)[(\mu_n n_0 + \mu_p p_0) + (\mu_n + \mu_p) \delta p]} \quad (2.16)$$

angegeben werden. Besonders reduziert sich Gleichung (2.16) unter starker optischer Beleuchtung, d.h. $(\mu_n + \mu_p) \delta p \gg (\mu_n n_0 + \mu_p p_0)$ zu

$$\Delta \rho \approx -\rho = \frac{1}{e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0)} \quad (2.17)$$

und kompensiert demnach den intrinsischen Widerstand der RTD, d.h. $R_{rtd} = \Delta R_{rtd}$. Der Spannungsabfall an der RTD erhöht sich für die gleiche angelegte externe Spannung V_{bias} und die Resonanz verschiebt zu geringeren Spannungen (siehe rechts in *Abbildung 2.3*).

Der zweite und bei kleinen Leistungen dominante Lichteffect in RTDs wird durch die bereits kurz skizzierte Lochakkumulation induziert. Für die in *Abbildung 2.3* gezeigte Vorwärtsspannung werden die generierten Elektronen von der DBS weg, die Löcher jedoch an die DBS hin beschleunigt. Die Löcher akkumulieren für eine Zeit τ an der DBS und erzeugen ein zusätzliches elektrisches Feld E_I , welches die Transmission der Elektronen von Source nach Drain beeinflusst. Durch das zusätzliche Feld E_I wird die Resonanzspannung zu kleineren Werten verschoben (siehe rechts in *Abbildung 2.3*) und hat dadurch den gleichen Effekt, wie die bereits beschriebene erhöhte Leitfähigkeit. Nach der Zeit τ rekombinieren die akkumulierte Löcher oder tunneln durch die DBS. Um das zusätzliche Feld und Spannung V_I zu bestimmen, muss die Ladungsverteilung ρ_s an der Doppelbarriere ermittelt werden:

$$V_I = \frac{2\varepsilon_w l_b + \varepsilon_b l_w}{\varepsilon_w \varepsilon_b} \rho_s \cdot \quad (2.18)$$

$\varepsilon_{w,b}$ sind die Permittivitäten des Quantentrogs (w) und der Barrieren (b) und $l_{w,b}$ die dazugehörigen Schichtdicken. Die Gesamtladung Q ist durch die Akkumulationslänge x_a und der RTD Fläche A bestimmt, d.h. $Q = p x_a A e$, wobei p die Lochkonzentration ist. Um V_I zu bestimmen müssen x_a und p ermittelt werden. Die akkumulierten Löcher erzeugen ebenfalls ein elektrostatisches Feld E_2 und die Spannung V_2 gibt den Spannungsabfall in der

Lochakkumulationsschicht an und wird über die Integration des Feldes von $x = 0$ nach $x = x_a$ mit

$$V_2 = \frac{ex_a^2 p}{2\varepsilon_i} \quad (2.19)$$

ermittelt. [31] Zusätzlich kann durch die Verschiebung des Quasi-Fermi-Niveaus die Spannung V_2 in der Joyce-Dixon Näherung durch

$$V_2 = \frac{kT}{e} \left[\ln\left(\frac{p}{\delta p}\right) + \frac{p - \delta p}{\sqrt{8N_v}} \right] \quad (2.20)$$

bestimmt werden, wobei N_v der Zustandsdichte entspricht. [31] Gleichungen (2.19) und (2.20) stellen ein System zur Bestimmung von x_a und p dar. Die zweite Gleichung ist durch die Ratengleichung der Ankunftszeit $A_r = v_h \delta p / x_a$ und der Rekombinationsrate $D_r = p / \tau$ gegeben. Insgesamt ist das Gleichungssystem zur Bestimmung von x_a und p :

$$px_a^2 = \frac{2\varepsilon_i kT}{e^2} \left[\ln\left(\frac{p}{\delta p}\right) + \frac{p - \delta p}{\sqrt{8N_v}} \right] \quad (2.21)$$

$$px_a = v_h \tau_0 \delta p$$

Die Lösung von Gleichung (2.21) liefert p und x_a . Dadurch können ρ_s bzw. V_I (nach Gleichung (2.18)) ermittelt werden und somit die zusätzliche Spannung aufgrund der Lochakkumulation bestimmt werden.

2.1.3 Rauschen in Resonanten Tunneldioden

In Resonanten Tunneldioden kann das Rauschen durch drei wesentliche Beiträge beschrieben werden: Thermisches Rauschen, 1/f-Rauschen und Schrotrauschen². [35-40] Für kleine Frequenzen, d.h. $f \leq 1 \text{ kHz}$, ist der dominante Beitrag zur spektralen Leistungsdichte $S(f)$ durch das 1/f-Rauschen gegeben, welches dem Namen nach ein mit 1/f abklingendes Rauschspektrum erzeugt. Dieses kann durch die Überlagerung von Generations- und Rekombinationszentren (G-R Zentren) [41] oder durch Mobilitätsschwankungen erklärt werden. [42] Dieses Rauschen ist universell und nicht nur in RTDs oder elektronischen Bauelementen zu finden. Beispielsweise konnte es beim Rhythmus des Herzschlags [43] und der Anzahl von Primzahlen in aufeinanderfolgenden Intervallen gleicher Länge [44] gefunden werden. Im Gegensatz zum 1/f-Rauschen sind das thermische Rauschen und das Schrotrauschen spektral flach mit einer konstanten spektralen Leistungsdichte $S(f) = S$. Aufgrund der thermischen Energie der Ladungsträger fluktuiert die Ladungsträgergeschwindigkeit beim Ladungstransport, was zu einer mittleren Rauschspannung [45, 46]

$$\overline{v}^{-2} = 4kTR\Delta f \quad (2.22)$$

führt. R ist der Widerstand des Leiters und Δf die Frequenzbandbreite des Systems. Diese von J.B. Johnson und H. Nyquist³ gefundene Gesetzmäßigkeit gilt für $f \ll (k_B T / h)$, stellt aber im Quantenlimit, d.h. für $f \gg (k_B T / h)$ lediglich eine Näherung dar. [46]

² Schrotrauschen = engl. shot noise

³ Thermisches Rauschen wird auch als Johnson-Nyquist Rauschen bezeichnet.

Der dominante Beitrag zum Rauschen in RTDs wird weder durch das thermische noch $1/f$ -Rauschen, sondern durch das Schrotrauschen generiert. Dieses geht auf die diskrete Natur der Ladungsträger zurück und ist im Gegensatz zum thermischen Rauschen im Nichtgleichgewicht (Ladungstransport) gegeben. [47, 48] Die spektrale Leistungsdichte $S_{voll}(f)$ des Schrotrauschens ist flach, d.h. $S_{voll}(f) = S_{voll}$ und kann mit der Elementarladung e und dem Strom I durch

$$S_{voll} = 2eI \quad (2.23)$$

angegeben werden. Gleichung (2.23) gilt nur für ein unkorreliertes System, in dem die Ladungsträgerstatistik durch die Poisson-Verteilung beschrieben wird. [48] S_{voll} wird auch als reiner Poisson-Wert des Schrotrauschens bezeichnet. Aus Abweichungen der Poisson-Verteilung des Schrotrauschens aus Gleichung (2.23) können Rückschlüsse auf vorhandenen Elektron-Elektron-Wechselwirkungen gezogen werden. [35] Als ein Maß für die zugrundeliegende Statistik (Korrelation der Ladungsträger) wird der Fano-Faktor F mit

$$F = \frac{S(f)}{S_{voll}} \quad (2.24)$$

definiert. [35, 37, 49, 50] Der Fano-Faktor $F = 1$ spiegelt das unkorrelierte und rein Poisson-verteilte Schrotrauschen aus Gleichung (2.23) wider. Für Fano-Faktoren im Bereich $0 \leq F < 1$ ist das Schrotrauschen gegenüber S_{voll} vermindert und die zugrundeliegende Statistik ist *sub-poissonisch*. Dies tritt beispielsweise bei der Emission einer Fermionenquelle auf, bei der durch das Pauli-Verbot die gleichzeitige Emission zweier Fermionen untersagt ist. Es resultiert eine negative Korrelation (sog. Anti-Bunching). [35, 51] Für Fano-Faktoren $F > 1$ ist die Statistik *super-poissonisch*, was einer positiven Korrelation, z.B. gebündelte Emission in bosonischen Systemen (sog. Bunching) entspricht. [49, 52]

In Resonanten Tunnelndioden ist das Schrotrauschen spannungsabhängig und die Statistik kann sowohl *super-*, *sub-* oder *rein-poissonischer* Natur sein. [35, 37, 48-50, 53-55] Die Elektron-Elektron-Interaktionen werden durch das Pauli-Verbot und der Coulomb-Wechselwirkung beschrieben. Da der Ladungstransport in RTDs durch Fermionen gegeben ist, wirkt das Pauli-Verbot stets repulsiv und bewirkt ein Anti-Bunching. [35] Hierdurch verringert sich das Schrotrauschen mit Fano-Faktoren im Bereich $0,5 \leq F < 1$. Ob der Fano-Faktor Werte unterhalb von $F < 0,5$ annehmen kann, wird in der Literatur noch diskutiert. [56-58] Im Gegensatz zum Pauli-Verbot kann die Coulomb-Wechselwirkung sowohl repulsiv als auch attraktiv wirken und Anti-Bunching bzw. Bunching verursachen. Speziell erzeugt die Coulomb-Wechselwirkung im Bereich des negativen differentiellen Leitwerts (NDC) der RTD Bunching mit Fano-Faktoren $F > 1$. [49] In *Abbildung 2.4* ist der schematische Prozess, welcher zur Erhöhung des Schrotrauschens mit Fano-Faktoren $F > 1$ für RTDs im NDC-Bereich führt, dargestellt. Ein vom Sourcebereich in den Quantentrog tunnelndes Elektron erhöht in diesem die potentielle Energie um $e/(C_1+C_2)$, wobei $C_{1,2}$ die Kapazitäten zwischen Quantentrog und den Source- bzw. Drainbereichen sind. Dadurch schiebt das Resonanzniveau relativ zum Leitungsbandminimum des Sourcebereiches nach oben und unbesetzte Zustände im Quantentrog liegen nun oberhalb des Leitungsbandmi-

nimums. Dadurch sind freie und unbesetzte Zustände für nachtunnelnde Elektronen vorhanden. Für den NDC-Bereich kann das Pauli-Verbot vernachlässigt werden, da immer freie Zustände für die tunnelnden Elektronen zur Verfügung stehen.

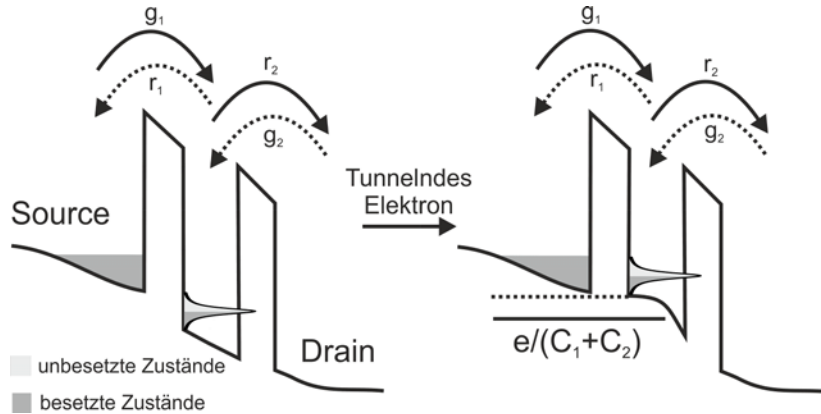


Abbildung 2.4: Erhöhung des Schrotrauschens im NDC-Bereich einer RTD. Ein von Source in den Quantentrog tunnelndes Elektron erhöht die Energie im Quantentrog um $e/(C_1+C_2)$. Die zuvor unbesetzten Zustände im Quantentrog sind nun oberhalb des Leistungsbandminimums des Sourcebereiches und stehen Elektronen zur Verfügung. Mehrere Elektronen können nachtunneln und es resultiert eine positive Korrelation mit Fano-Faktoren $F > 1$.

Nach Refs. [49, 50] können Generations- und Rekombinationsraten für den Ladungstransport angegeben werden. Elektronen, welche von Source (1) und Drain (2) in den Quantentrog tunneln, werden durch die Generationsraten $g_{1,2}$ und Elektronen, welche vom Quantentrog in die Source- und Drainbereiche tunneln, werden durch die Rekombinationsraten $r_{1,2}$ beschrieben. Für den Transport von Source nach Drain können g_2 und r_1 vernachlässigt werden. Sowohl g_1 als auch r_2 sind abhängig von der Teilchenzahl N im Quantentrog und können durch diese angegeben werden. N ist spannungsabhängig und im Gleichgewicht stellt sich eine mittlere Teilchenzahl N_m im Quantentrog ein. Diese Gleichgewichtsbedingung genügt der Ladungsträgerneutralität, d.h. es gilt $g_1(N_m) = r_2(N_m)$ und $I = e \cdot g_1(N_m) = e \cdot r_2(N_m)$. [49] Die charakteristischen Generations- und Rekombinationszeiten können nun, um diese Gleichgewichtsverteilung mit

$$\frac{1}{\tau_g} = - \left. \frac{dg_1}{dN} \right|_{N=N_m}, \quad \frac{1}{\tau_r} = \left. \frac{dr_2}{dN} \right|_{N=N_m} \quad (2.25)$$

entwickelt werden und der Fano-Faktor für $2\pi f \tau_g \tau_r \ll \tau_g + \tau_r$ mit

$$F = \frac{S(f)}{2eI} = 1 - \frac{2\tau_g \tau_r}{(\tau_g + \tau_r)^2} \quad (2.26)$$

dargestellt werden. [49] Nach Gleichung (2.25) ist τ_g im Spannungsbereich $0 < V < V_{peak}$ positiv (da g_1 für steigende N kleiner wird) und durch das Pauli-Verbot und der repulsiven Coulomb-Wechselwirkung treten Fano-Faktoren $F \leq 1$ auf. τ_r ist immer, unabhängig von der Spannung, positiv. Im NDC-Bereich hingegen variiert die Zustandsdichte im Quanten-

trog stark mit der Anzahl der Ladungsträger, was zu einem negativen τ_g führt und damit nach Gleichung (2.26) zu einer Erhöhung des Fano-Faktors. Tatsächlich konnte der Verlauf des Fano-Faktors mit Werten bis $F = 6,6$ experimentell ermittelt werden. [49]

2.2 Dynamik nichtlinearer Systeme

Bei nanoelektronischen Bauelementen können einerseits quantenmechanische Effekte auftreten und andererseits der Rauschuntergrund im Vergleich zum eigentlichen Signal sogar dominieren. [3, 59] In Systemen bei denen eine nicht vernachlässigbar stochastische Kraft wirkt, muss dies bei der Beschreibung der Dynamik berücksichtigt werden. Robert Brown analysierte solch nicht deterministische Bewegungen bei mikroskopischen Teilchen (Pollerbewegung), welche durch thermische Fluktuationen der Umgebung (Flüssigkeit) entstehen und von Einstein und Smoluchowski theoretisch beschrieben wurde. [60, 61] Analog zu quantenmechanischen Betrachtungen ist hier keine explizite Aussage über die Bewegungstrajektorie möglich, sondern wird über statistische Mittelung, z.B. den Ensemble-Mittelwert, beschrieben. In *Abbildung 2.5(a)* ist die Bewegung eines Brownschen Teilchens⁴ in einer Flüssigkeit bei Temperatur T gezeigt. Durch thermische Fluktuationen erfährt das Teilchen zufällige Stöße und die zeitliche Bewegungstrajektorie ist nicht voraus-sagbar.

Um die Dynamik eines solchen Systems zu beschreiben, wird die Bewegungsgleichung in einer Dimension $x(t)$ für ein Brownsches Teilchen untersucht. Ein Teilchen mit Masse m und Reibungskoeffizient η bewegt sich im periodischen Potential $V(x) = V(x+l)$ und erfährt eine externe Kraft F . Dies wird durch die Langevin-Gleichung mit

$$m \frac{d^2}{dt^2} x(t) + \frac{d}{dx} V(x) - F = -\eta \frac{d}{dt} x(t) + \xi(t) \quad (2.27)$$

beschrieben. [62, 63] Die deterministischen Anteile sind links und die stochastischen Anteile, durch die thermische Umgebung, rechts in Gleichung (2.27) dargestellt. Die thermischen Fluktuationen $\xi(t)$ werden durch ein Gauß-verteilttes, weißes Rauschen mit Mittelwert $\langle \xi(t) \rangle = 0$, welches dem Fluktuations-Dissipations-Theorem [46, 64]

$$\langle \xi(t) \cdot \xi(s) \rangle = 2\eta k_B T \delta(t - s) \quad (2.28)$$

genügt, beschrieben. Dabei ist $2\eta k_B T$ die Rauschintensität oder Rauschstärke. Für mikroskopische Systeme, bei denen thermische Fluktuationen signifikant sind, kann die Dynamik üblicherweise als stark gedämpft⁵ betrachtet werden. [65] Die massenlose Langevin-Gleichung (2.27) ist hierfür durch

$$\eta \frac{d}{dt} x(t) = -\frac{d}{dx} V(x) + F + \xi(t) \quad (2.29)$$

darstellbar. Die Idealisierung des Rauschens durch ein unkorreliertes und Gauß-verteilttes Rauschen in Gleichung (2.28) stellt eine Näherung dar. Tatsächlich ist die Korrelationszeit

⁴ Als Brownsche Teilchen werden ideale nicht wechselwirkende Teilchen der Masse m bezeichnet.

⁵ engl. overdamped

des Rauschens endlich, z.B. für das $1/f$ -Rauschen, kann aber als klein gegenüber den relevanten Zeitskalen des Systems angenommen werden. [63] Ohne externe Kraft $F = 0$ kann Gleichung (2.29) durch eine Diskretisierung mit kleinen Zeitintervallen Δt durch

$$x(t_{n+1}) = x(t_n) - \Delta t \left[\frac{d}{dx} V(x(t_n)) + \xi_n \right] / \eta \quad (2.30)$$

beschrieben werden. [63] Dabei sind $t_n = n\Delta t$ und $\langle \xi_n^2 \rangle = 2\eta k_B T / \Delta t$. Wirkt auf das Teilchen keine externe Kraft F , so ist keine gerichtete Bewegung (Transport), d.h. $\langle v(t) \rangle = 0$, möglich. Dies ist unabhängig von der Form des Potentials $V(x)$. [62]

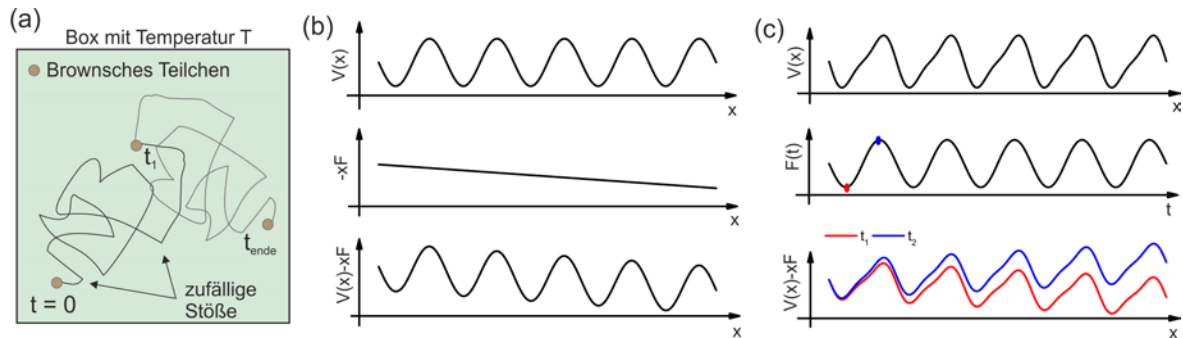


Abbildung 2.5: (a) Ein ideales Brownsches Teilchen bewegt sich in einer Flüssigkeit der Temperatur T und erfährt durch thermische Fluktuationen zufällige Stöße. Die Bewegungstrajektorie ist zu den Zeitpunkten t_1 und t_{ende} nicht deterministisch bestimmbar. (b) Periodisches und symmetrisches Potential $V(x)$ und treibende Kraft F . Das resultierende Potential $V(x) - xF$ erzeugt einen gerichteten Transport. (c) Asymmetrisches Ratschenpotential und periodische Kraft $F(t)$. Für die Zeit t_1 ist das Potential leicht nach unten und für t_2 leicht nach oben gekippt. Aufgrund des asymmetrischen Ratschenpotentials entsteht ein gerichteter und durch das Rauschen generierter Transport.

Um Transport in von Rauschen dominierten Systemen zu erhalten, existieren unterschiedliche Ansätze. Für ein periodisches und symmetrisches Potential, z.B. $V(x) = -V_0 \sin(2\pi x/l) = V(x+l)$, kann gerichteter Transport erfolgen, wenn die Symmetrie des Systems durch die treibende Kraft F gebrochen wird. In *Abbildung 2.5(b)* ist das periodische Potential $V(x)$ (oben), eine gerichtete Kraft F (mitte) und das resultierende Potential $V(x) - xF$ (unten) dargestellt. F kann beispielsweise durch einen Temperaturgradienten realisiert werden. Im Gegensatz zum symmetrischen Potential aus *Abbildung 2.5(b)* ist das Ratschenpotential (oben in *Abbildung 2.5(c)*) selbst asymmetrisch, z.B. $V(x) = -V_0 [\sin(2\pi x/l) + 1/4 \sin(4\pi x/l)] = V(x+l)$. Transport kann durch eine periodische und symmetrische Kraft $F(t) = F_0 \cos(\omega t)$ (mitte und unten in *Abbildung 2.5(c)*) oder eine stochastische Kraft realisiert werden. [62] Solche Brownschen Motoren konnten in molekularen asymmetrischen und symmetrischen Nanodrähten [66, 67], in Quantengleichrichtern [68] und in einer magnetischen ferroelektrischen Flüssigkeit [69] nachgewiesen werden. Speziell kann auch in Systemen mit periodischem Potential und periodischer Diffusion gleicher Periodizität Transport beobachtet werden, wenn eine von Null verschiedene Phasenbeziehung zwischen beiden existiert. [68, 70-72]

2.2.1 Übergangsraten in bistabilen Systemen

Im vorherigen Abschnitt wurde die Dynamik von Teilchen in einem beliebigen Potential, welches durch eine stochastische und deterministische Kraft bewegt wird, beschrieben. Speziell werden nun bistabile Systeme und Übergangsraten betrachtet. Das bistabile Potential kann durch

$$V(x) = -\frac{a}{2}x^2 + \frac{b}{4}x^4 \quad (2.31)$$

beschrieben werden und ist in *Abbildung 2.6(a)* für $a = b = 1$ dargestellt. Das Potential besitzt zwei lokale Minima bei $\pm x_m$, welche durch eine Potentialbarriere der Höhe ΔV separiert sind. Das Potentialmaximum liegt bei x_b . Ist ein Teilchen zur Zeit t_0 bei $-x_m$ lokalisiert, so muss es die Potentialbarriere überwinden, um einen Übergang nach $+x_m$ zu generieren. Umgekehrt gilt dies für ein Teilchen, welches bei t_0 in $+x_m$ lokalisiert war. Das Teilchen muss hierfür Energie aufnehmen und an der Potentialbarriere abgeben, um ins Potentialminimum zu relaxieren. Falls das thermische Rauschen $D = k_B T$ deutlich geringer als die Potentialbarriere ist, d.h. $k_B T \ll \Delta V$ (siehe unten in *Abbildung 2.6(b)*), erzeugt dies eine schwache Störung des Systems und das Teilchen wird sich im Potentialminimum um seinen Gleichgewichtszustand bei $+x_m$ bewegen. Übergänge von $+x_m$ nach $-x_m$ können auftreten, falls die Teilchen die stochastische Kraft „akkumulierten“. Gilt für das thermische Rauschen $k_B T \approx \Delta V$ (mitte in *Abbildung 2.6(b)*) oder $k_B T > \Delta V$ (oben in *Abbildung 2.6(b)*) kann dieses sich nahezu frei zwischen beiden Minima bewegen.

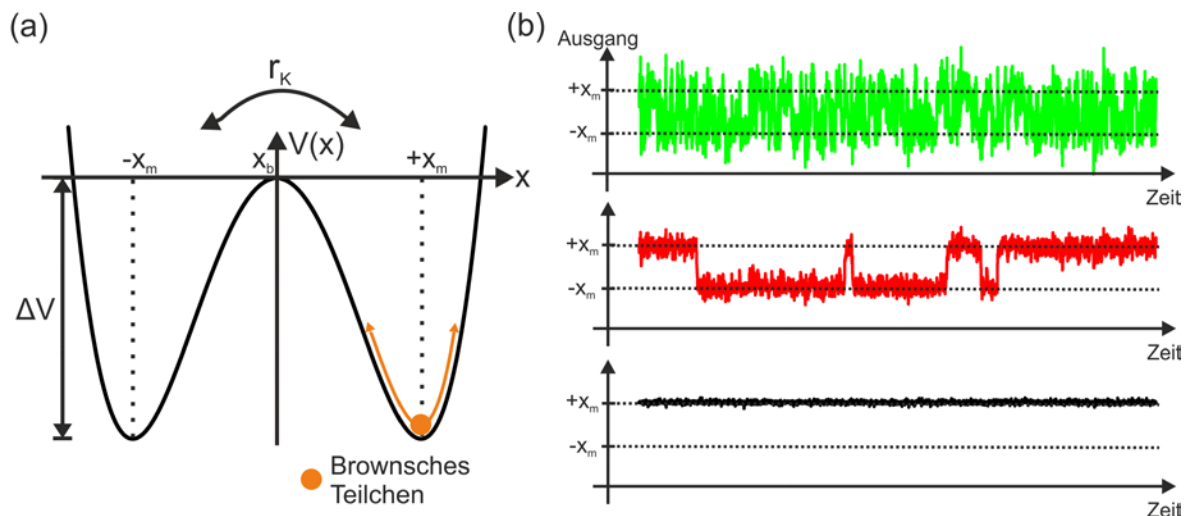


Abbildung 2.6: (a) Bistabiles Potential $V(x)$ nach Gleichung (2.31) mit den beiden stabilen Zuständen bei $\pm x_m$ und der Potentialbarriere ΔV . Die Übergänge zwischen den beiden stabilen Minima sind durch die Kramers-Rate r_K gegeben. (b) Zeitliche Dynamik eines Teilchens im Potential aus (a), welches für t_0 bei $+x_m$ lokalisiert war. Mit zunehmender Rauschintensität (unten nach oben) können die Teilchen Übergänge zwischen $+x_m$ und $-x_m$ induzieren oder für geringe Rauschintensitäten (unten) nur Bewegungen im Potentialminimum vollführen.

Die Übergangsrate für das Teilchen in stark gedämpften Systemen, d.h. $\gamma \gg \omega_b$ wird durch die von Kramers aufgestellte Rate [73, 74]

$$r_K = \frac{\omega_0 \omega_b}{2\pi\gamma} \exp\left(-\frac{\Delta V}{D}\right) \quad (2.32)$$

angegeben. Dabei ist $\omega_0^2 = V''(x_m)/m$ die Frequenz bei $\pm x_m$, $\omega_b^2 = |V''(x_b)/m|$ die Oszillationsfrequenz bei x_b und γ die Dämpfung. In symmetrisch bistabilen Systemen sind die Kramers-Raten für Übergänge von $+(-)x_m$ zu $-(+x_m)$ identisch. Die in Gleichung (2.32) beschriebene Kramers-Rate entspricht der Inversen der intrinsische Zeitskala zweier Übergänge in bistabilen Systemen und ist abhängig von der Potentialbarriere und der Stärke des thermischen Rauschens. Die Verweildauer eines Teilchens T_K ist die Inverse der Kramers-Rate r_K und gibt die Zeit an, die ein Teilchen in einem der beiden Potentialminima lokalisiert ist. Der nächste Abschnitt zeigt, wie diese (intrinsische) Zeitskala mit einer externen Zeitskala synchronisiert und in Abhängigkeit des Rauschens die Antwort des Systems maximiert werden kann.

2.2.2 Stochastische Resonanz

Das Konzept und der Begriff „Stochastische Resonanz“ (SR) wurde ursprünglich von *Benzi et al.* und *Nicolis et al.* eingeführt und geprägt, welche die Periodizität von Eiszeiten im Erdklima zu erklären versuchten. [5, 6, 75-78] Über einen Zeitraum von 1 Millionen Jahren konnte im Erdklima eine Periodizität zwischen zwei Klimaextrema, einer Eiszeit und einer Warmzeit, von 100.000 Jahren beobachtet werden. Die einzig vergleichbare Zeitskala dieser Periodizität ist jedoch die Exzentrizitätsschwankung der Erdumlaufbahn um die Sonne, welche durch planetare Gravitationsstörungen hervorgerufen wird. Deren Einfluss auf das Erdklima, d.h. durch die Variation der Sonneneinstrahlung, alleine kann jedoch nahezu vernachlässigt werden. *Benzi et al.* und *Nicolis et al.* erklärten die gefundene Periodizität dadurch, dass sie das Erdklima als bistabiles System beschrieben. Die Potentialminima des Erdklimas wurden durch eine Eiszeit und eine Warmzeit beschrieben, welche durch eine Potentialbarriere separiert sind. Übergänge zwischen beiden Klimaextrema können auf kurzer Zeitskala durch zufällige Fluktuationen im Erdklima, z.B. Vulkanausbrüche, Fluktuationen in der Sonneneinstrahlung etc., induziert werden. Diese von der Rauschstärke D induzierten Übergänge sind durch die Zeitskala $T_K(D)$ (die Inverse der Kramers-Rate r_K aus Gleichung (2.32)) gegeben. Zusätzlich wirkt die schwach periodische Modulation durch die Exzentrizitätsschwankung. Stochastische Resonanz ist die Synchronisation beider Zeitskalen und die Resonanzbedingung, d.h. die Zeitskalenbedingung der SR ist durch

$$2T_K(D) = T_\Omega \quad (2.33)$$

Gegeben. [11] T_Ω ist die Periodendauer der deterministischen Modulation. In *Abbildung 2.7* ist das Prinzip der SR schematisch dargestellt. Zu Beginn ist das bistabile Potential (z.B. linkes Potentialminimum entspricht einer Eiszeit und rechtes einer Warmzeit) symmetrisch und beide Zustände sind energetisch gleichwertig. Wirkt nun zusätzlich zu den

zufälligen Fluktuationen eine periodische Modulation mit Amplitude A_0 und Frequenz Ω , so wird das Potential durch $V(x,t) = V(x) - xA_0\cos(\Omega t)$ moduliert. Nach $T_\Omega/4$ ist das Potential derart verkippt, dass das rechte gegenüber dem linken Potentialminimum energetisch bevorzugt ist. Ohne Rauschen ($D = 0$) kann ein links lokalisiertes Teilchen nicht ins rechte energetisch bevorzugte Potentialminimum übergehen. Umgekehrt gilt dies für ein rechts lokalisiertes Teilchen zur Zeit $3T_\Omega/4$. Erlaubt man dem Teilchen durch Rauschen Übergänge zwischen beiden Potentialminima und werden diese mit der Zeitskala der periodische Modulation synchronisiert (siehe Gleichung (2.33)) folgt Stochastische Resonanz.

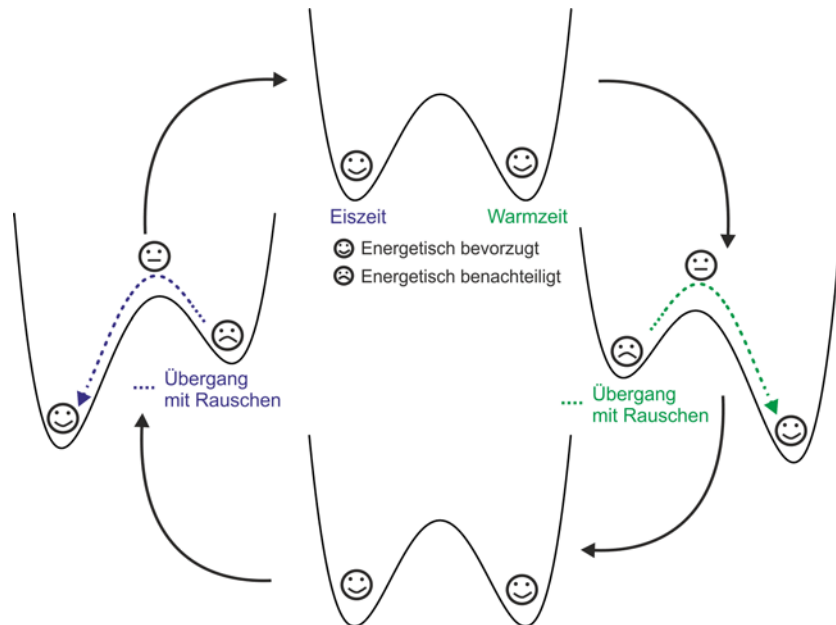


Abbildung 2.7: Das bistabile Potential $V(x)$ wird durch ein schwach periodisches Signal mit $V(x,t) = V(x) - xA_0\cos(\Omega t)$ moduliert. Innerhalb einer Periode ist jeweils ein Potentialminimum (Eis- oder Warmzeit) energetisch bevorzugt (lachender Smiley). Eine optimale Bedingung herrscht (Stochastische Resonanz), wenn die durch das Rauschen gegebene Übergangsrate mit der periodischen Modulation synchronisiert wird (nach Ref. [11]).

Um SR mathematisch zu betrachten, wird die periodische Antwort des Systems $x_{pa}(D)$ als Funktion der Rauschstärke D analysiert. Hierfür wird der Mittelwert durch Mittelung über das Ensemble der durch Rauschen induzierten Möglichkeiten realisiert. Hierbei gehen die Anfangsbedingungen verloren und der Mittelwert $\langle x(t) \rangle_{as} = \langle x(t + T_\Omega) \rangle_{as}$ ist eine periodische Funktion von T_Ω . Für kleine Amplituden ist der Ausgang $\langle x(t) \rangle$ durch

$$\langle x(t) \rangle = x_{pa} \cos(\Omega t - \phi_{pa}) \quad (2.34)$$

gegeben. $x_{pa}(D)$ ist die Amplitude und ϕ_{pa} die Phase, welche durch

$$x_{pa}(D) = \frac{A_0 \langle x^2 \rangle_0}{D} \frac{2r_K}{\sqrt{4r_K^2 + \Omega^2}} \quad (2.35)$$

und

$$\phi_{pa}(D) = \arctan\left(\frac{\Omega}{2r_K}\right) \quad (2.36)$$

genähert werden können. [11] Dabei ist $\langle x^2 \rangle_0$ die rauschabhängige Varianz des unmodulierten Systems und für das Zwei-Niveau-System durch $\langle x^2 \rangle_0 = x_m^2$ gegeben. Offensichtlich hängt der Ausgang in Gleichung (2.35) von der Rauschstärke D ab. Mit zunehmender Rauschstärke steigt $x_{pa}(D)$ an, erreicht ein Maximum bei D_{SR} und fällt schließlich wieder ab. Aus Gleichung (2.35) lässt sich schließlich die Bedingung für Stochastische Resonanz mit

$$4r_K^2(D_{SR}) = \Omega^2(\Delta V / D_{SR} - 1) \quad (2.37)$$

bestimmen. Die in Gleichung (2.37) beschriebene Bedingung für Stochastische Resonanz ist nicht identisch mit der Zeitskalenbedingung der SR (siehe Gleichung (2.33)). Gleichung (2.33) stellt lediglich eine Näherung dar, welche die Synchronisierung lediglich qualitativ erfasst.

Um SR zu detektieren können die folgenden Vorgehensweisen verwendet werden. Die integrierte Leistung p_I im spektralen Bereich $S(\omega)$ bei $\pm\Omega$ ist $p_I = \pi(x_{pa})^2(D)$ und für das modulierte Signal ist diese $p_A = \pi(A_0)^2$. [11] Für die spektrale Verstärkung η folgt:

$$\eta = p_I / p_A = [x_{pa}(D) / A_0]^2 \quad (2.38)$$

Als Ausgang dient die spektrale Antwort des Systems, welche sich aus dem Untergrund $S_N(\omega)$ und einer Serie von Delta-förmigen Spikes bei $\omega = (2n+1)\Omega$ mit $n = 0, \pm 1, \pm 2$ etc. zusammensetzt. Dabei ist die Generation von ungeradzahlig Vielfachen der Eingangsfrequenz ein Hinweis auf periodisch getriebene und symmetrische nichtlineare Systeme. [79] Insgesamt ist die Leistung durch

$$S(\omega) = \frac{\pi}{2} x_{pa}(D)^2 [\delta(\omega - \Omega) + \delta(\omega + \Omega)] + S_N(\omega) \quad (2.39)$$

geben. Eine weitere Möglichkeit der Beschreibung der SR, ist die Methode der Haltezeitenverteilungen der beiden stabilen Zustände. Zur Verdeutlichung sind in *Abbildung 2.8(a)* zunächst die zeitlichen Ausgangssignale eines idealen Zwei-Niveau-Systems mit den beiden stabilen Ausgängen V_H und V_L für drei unterschiedliche Rauschstärken dargestellt. Für ein geringes Rauschen, d.h. $D < D_{SR}$ (unten) ist der Ausgang (schwarz) nicht mit dem Eingang korreliert (orange) und es treten kaum Übergänge zwischen den beiden stabilen Zuständen auf. Die Kramers-Rate r_K (siehe Gleichung (2.32)) ist gering und die Zeiten der Verweildauern $T_{H,L}$, in der das System seinen Zustand behält ist groß. Die Verteilung der Haltezeiten $N(T_{H,L}) = N(T)$ ist für ein solches System mit Modulationsperiode T_Ω durch eine Serie von ungeradzahlig Vielfachen von $T_\Omega/2$ mit

$$T_{H,L} = (2n-1) \frac{T_\Omega}{2} \quad (2.40)$$

gegeben, was in der Haltezeitenverteilung in *Abbildung 2.8(b)* dargestellt ist. Für Rauschstärken oberhalb der optimalen Intensität, d.h. $D > D_{SR}$, ist der Rauschuntergrund dominant. Das periodische Modulationssignal und der Ausgang sind unkorreliert und die Verteilung der Haltezeiten $N(T)$ ist für $\Omega \rightarrow 0$ exponentiell abklingend mit Exponent $-T/T_K$. Die

Haltezeitenverteilung in *Abbildung 2.8(b)* ist nicht ideal exponentiell abklingend, da $\Omega \rightarrow 0$ nicht gegeben ist. Tatsächlich wird die Methode der Haltezeitendifferenz bei Variation von Ω und konstanter Rauschstärke D verwendet.

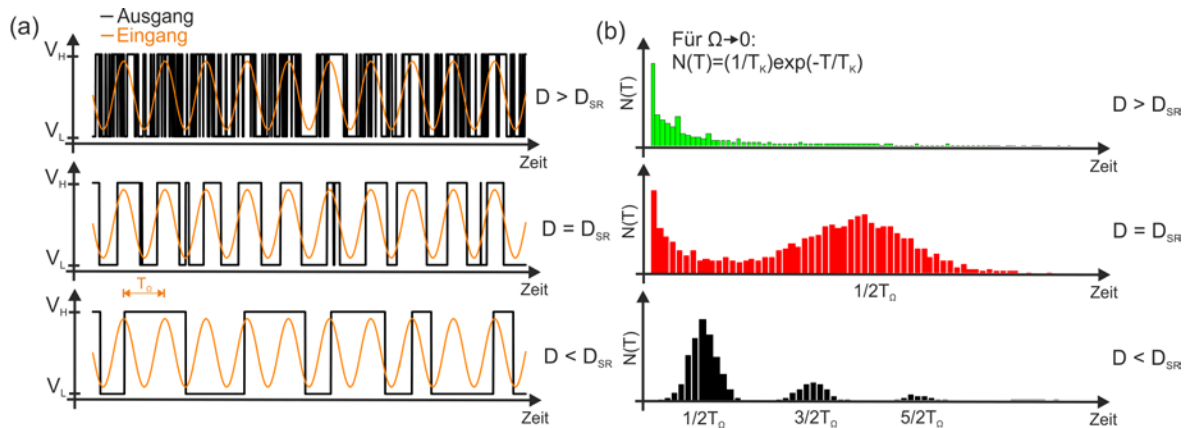


Abbildung 2.8: (a) Zeitliche Ausgangssignale (schwarz) und periodisches Eingangssignal (orange) für Rauschstärken $D < D_{SR}$, $D = D_{SR}$ und $D > D_{SR}$ (von unten nach oben). (b) Verteilung der Haltezeiten $N(T)$ für die Rauschstärken aus (a). Ist SR erreicht, so ist die Verteilung der Haltezeiten bei $T_Q/2$ und für $D < D_{SR}$ durch ungeradzahlige Vielfache von $T_Q/2$ gegeben.

Streng genommen kann keine SR erreicht werden, wenn die Frequenz des periodischen Signals und nicht das Rauschen variiert wird. Dennoch kann eine Synchronisation bei Variation von Ω erreicht werden, was als *Bone fide* Stochastische Resonanz bezeichnet wird. [80] Ist die Bedingung für Stochastische Resonanz erreicht, d.h. $D = D_{SR}$ (siehe Gleichung (2.37) und mittlere *Abbildung 2.8*), so ist der Ausgang nahezu perfekt mit dem Eingang korreliert. Der Ausgang folgt dem Eingang und die Haltezeitenverteilung $N(T)$ erreicht ein Maximum bei $T_Q/2$. Als Ausgang für die Methode der Haltezeitenverteilung dient die Fläche P_1 der Verteilung bei $T_Q/2$ und wird über

$$P_1 = \int_{T_1 - \alpha T_Q}^{T_1 + \alpha T_Q} N(T) dT \quad \text{mit } 0 < \alpha \leq \frac{1}{4} \quad (2.41)$$

bestimmt. [11] Diese erreicht für $D = D_{SR}$ ein Maximum.

2.2.3 Sensordynamik nichtlinearer Systeme

In der Sensordynamik nichtlinearer Systeme, z.B. bistabilen Systemen, wird zum Auslesen des Detektors häufig eine spektrale Technik verwendet. Hierfür wird das System periodisch mit Amplitude A und Frequenz Ω moduliert. A ist signifikant größer als der Rauschuntergrund σ_ξ . Das zu detektierende dc-Signal mit Amplitude ε erzeugt eine Asymmetrie im Potential, weshalb Informationen über das Signal in den geradzahligen höheren Harmonischen $n \cdot 2\Omega$ vorhanden sind. Die spektrale Amplitude bei 2Ω ist proportional zur Wurzel der Signalamplitude. [81] Diese Methode hat einige Nachteile z.B. die hohe Onboard-

Leistung, welche benötigt wird, um das Modulationssignal zu generieren und weit vom Rauschuntergrund zu treiben. Für einen NAND (Noise activated nonlinear dynamics sensor⁶) ist die Antwort des Systems auf ein externes Signal ε nicht die spektrale Antwort, sondern der Haltezeitenunterschied in den stabilen Zuständen. [82-85] In *Abbildung 2.9(a)* und *(b)* ist dessen Funktionsweise dargestellt.

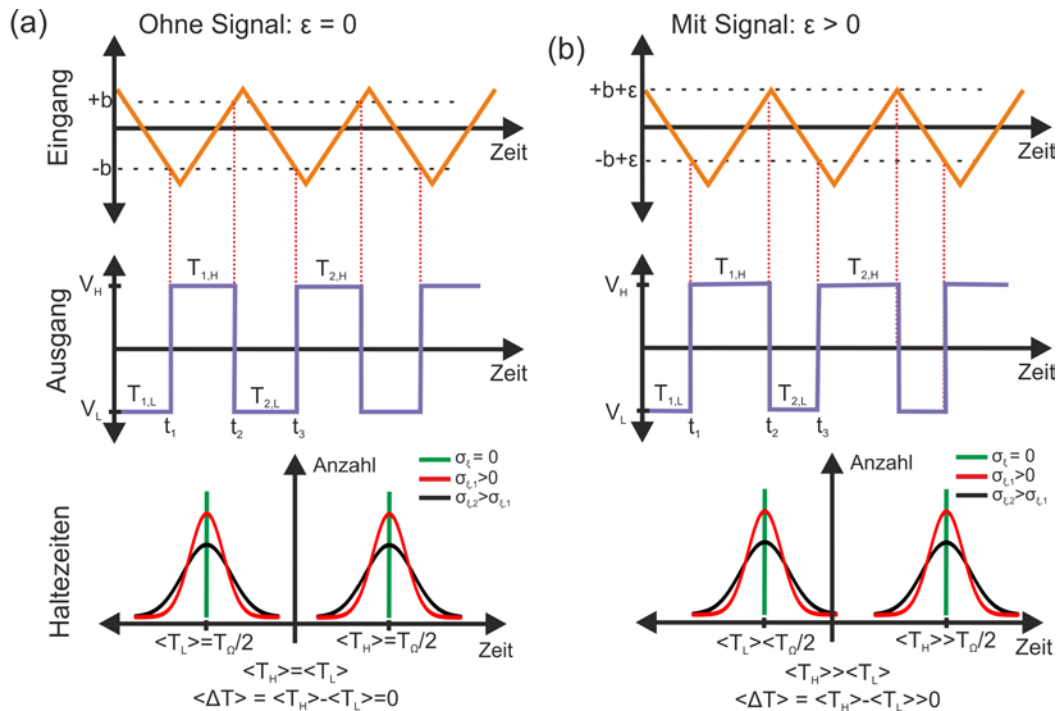


Abbildung 2.9: Funktionsweise eines bistabilen Detektors mit Schwellen bei $\pm b$ (oben) und den stabilen Ausgängen V_L und V_H (mitte) durch die Methode der Haltezeitendifferenz. **(a)** Ohne Signal ($\varepsilon = 0$) wird das System dynamisch moduliert und die Mittelwerte der Haltezeiten $\langle T_H \rangle = \langle T_L \rangle = T_Q/2$ sind identisch und der Haltezeitenunterschied $\langle \Delta T \rangle = 0$. Durch das Rauschen σ_ξ sind die Verteilungen der Haltezeiten (unten) bei $T_Q/2$ Gaußförmig. **(b)** Das zu detektierende Signal ε verändert die Symmetrie im System und verschiebt die Schwellen zu $\pm(b + \varepsilon)$ (oben). Die Mittelwerte der Haltezeiten sind nicht mehr gleich, $\langle T_H \rangle > \langle T_L \rangle$ (mitte und unten) und die Haltezeitendifferenz $\langle \Delta T \rangle$ ist ungleich null.

In einem bistabilen und idealen Zwei-Niveau-System sind die Ausgänge durch den stabilen *high* V_H und *low* Zustand V_L (mitte) gegeben und durch die Schwellenspannungen bei $\pm b$ (oben) getrennt. Wird das System mit einer Amplitude $A > b$ betrieben, so oszilliert der Ausgang zwischen den beiden Zuständen und die Haltezeit in beiden Zuständen ist identisch und durch $\langle T_{H,L} \rangle = T_Q/2$ gegeben. Durch ein vorhandenes Rauschen sind die Haltezeiten nicht deterministisch, sondern durch eine Verteilung um $T_Q/2$ gegeben (unten). Der Mittelwert beider Haltezeiten lässt sich hier über

⁶ Durch Rauschen aktivierter nichtlinearer dynamischer Sensor

$$\langle T_{H,L} \rangle = \frac{1}{n_{H,L}} \sum_{i=1}^{n_{H,L}} T_{i,H,i,L} \quad (2.42)$$

bestimmen und ist für das symmetrische System (ohne Signal ε) gleich dem Mittelwert ohne Rauschen $\langle T_{H,L} \rangle = T_Q/2$. Dabei ist $n_{H,L}$ die Anzahl der Übergänge. Als Ausgang des Detektors dient die Haltezeitendifferenz $\langle \Delta T \rangle$, welche durch

$$\langle \Delta T \rangle = \langle T_H \rangle - \langle T_L \rangle \quad (2.43)$$

definiert ist. Für $\langle T_H \rangle = \langle T_L \rangle$ folgt, dass die Haltezeitendifferenz $\langle \Delta T \rangle = 0$ ist. Ein zu detektierendes Signal (*Abbildung 2.9(b)*), verändert die Symmetrie im System und die Schwellspannungen verschieben zu $\pm(b+\varepsilon)$ (*oben*). Die Verschiebung der Schwellspannungen resultiert in unterschiedlichen Haltezeiten $\langle T_H \rangle \neq \langle T_L \rangle$ (mitte und unten) und für die Haltezeitendifferenz folgt $\langle \Delta T \rangle \neq 0$.

In Abhängigkeit der Schwellspannung b , der Amplitude des periodischen Signals A und des Rauschuntergrundes σ_ξ , können drei Fällen unterschieden werden [84]:

- $\sigma_\xi \ll (A - b)$: Für ein geringes Rauschen sind in den Haltezeiten zwei ausgezeichnete Maxima bei den Mittelwerten $\langle T_H \rangle$ und $\langle T_L \rangle$ zu finden.
- $\sigma_\xi \approx (A - b)$: Für ein moderates Rauschen laufen beide Maxima zusammen, da durch das Rauschen alleine auch Übergänge stattfinden können, welche nicht mit der Frequenz des periodischen Signals korreliert sind.
- $\sigma_\xi \gg (A - b)$: Für ein großes Rauschen wird der Ausgang durch den Rauschuntergrund dominiert und die Haltezeitendifferenz $\langle \Delta T \rangle$ wird geringer und tendiert zu $\langle \Delta T \rangle \rightarrow 0$ für $\sigma_\xi \rightarrow \infty$.

Die Haltezeitendifferenz $\langle \Delta T \rangle$ ist aber keine monotone Funktion des Rauschens. Vielmehr zeigt sich, dass der Ausgang des Detektors $\langle \Delta T \rangle$ für ein gewisses Rauschen sogar maximal werden kann. [84] Für einen großen Rauschuntergrund, d.h. $\sigma_\xi \gg (A-b)$, ist der Ausgang nahezu unabhängig von der Amplitude der periodischen Modulation und nur durch die rauschaktivierten Übergänge bestimmt. Zur Bestimmung der Haltezeitendifferenz kann die Standarddarstellung verwendet werden und um $\langle T_L \rangle$ zu bestimmen wird der Übergang von der unteren Schwellspannung $(-b + \varepsilon)$ zu der oberen Schwellspannung mit $(b + \varepsilon)$ und gleichermaßen für $\langle T_H \rangle$ durch Gleichungen

$$\begin{aligned} \langle T_L \rangle &= \tau \sqrt{\pi} \int_{u_2}^{u_1} e^{u^2} [1 + \operatorname{erf}(u)] du \\ \langle T_H \rangle &= \tau \sqrt{\pi} \int_{u_2}^{u_1} e^{u^2} [1 - \operatorname{erf}(u)] du \end{aligned} \quad (2.44)$$

bestimmt. [85] Dabei sind $u_1 = (b + \varepsilon) / \sigma \sqrt{\pi}$ und $u_2 = (-b + \varepsilon) / \sigma \sqrt{\pi}$. Die Haltezeitendifferenz $\langle \Delta T \rangle$ lässt sich aus den beiden Haltezeiten $\langle T_L \rangle$ und $\langle T_H \rangle$ aus Gleichung (2.44) bestimmen und ist in Näherung für kleine ε durch

$$\langle \Delta T \rangle = 4\varepsilon \sqrt{\pi\tau / \sigma^2} \exp\left(-\frac{b^2}{2\sigma_\xi^2}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{b}{\sqrt{2\sigma_\xi^2}}\right) \quad (2.45)$$

gegeben. Aus Gleichung (2.45) folgt, dass die Sensordynamik der NANDs für den rein durch Rauschen kontrollierten Bereich eine lineare Funktion von ε ist. Daher ist die Sensitivität konstant. Die Methode der Haltezeitendifferenz konnte unter anderem in nichtlinearen und bistabilen Elektronenwellenleitern [86] und in Fluxgate-Magnetfelddetektoren [87-89] gezeigt werden.

3. Experimenteller Teil

Dieses Kapitel stellt die wesentlichen experimentellen Ergebnisse der vorgelegten Arbeit dar. In Abschnitt 3.1 werden Transportuntersuchungen von RTD Mesen bei Raumtemperatur beschrieben. Das Probenwachstum und die Fertigung von RTD Mesen (Lithographie und Ätztechniken) werden in Abschnitt 3.1.1 skizziert. Die Flächenabhängigkeit des kohärenten und nicht-kohärenten Ladungstransportes, die Erzeugung von Bistabilität und die Realisierung von RTDs mit einem Ätzgraben innerhalb der Mesa werden in Abschnitt 3.1.2 gezeigt. Abschnitt 3.2 stellt die Realisierung logischer Gatter (NOR/NAND) in bistabilen RTDs und speziell deren Rekonfigurierbarkeit in Abschnitt 3.2.1 dar. Logische-Stochastische-Resonanz (LSR) wird in Abschnitt 3.2.2 behandelt. RTDs als sensitive Photodetektoren werden in den Abschnitten 3.3 und 3.4 vorgestellt. Abschnitt 3.3.1 zeigt den Lichteffect in unterschiedlich strukturierten RTD Mesen und Abschnitt 3.3.2 die Photosensitivität und Einzelphotonenauflösung in geätzten RTD Mesen. Abschnitt 3.3.3 stellt die Detektionstheorie schwacher Signale und Abschnitt 3.3.4 Stochastische Resonanz bei optischer Modulation dar. RTD Photodetektoren mit einer quaternären GaInNAs Absorptionsschicht für die Telekommunikationswellenlänge bei $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ wird im abschließenden Abschnitt 3.4 gezeigt. Die Integration des RTD Photodetektors (Abschnitt 3.4.1) in einer optischen GaAs/AlAs Kavität bildet den Abschluss der Arbeit und wird in Abschnitt 3.4.2 vorgestellt.

3.1 Transportuntersuchungen Resonanter Tunneldioden

Resonante Tunneldioden (RTDs) sind nanoelektronische Bauelemente und wurden erstmals 1973 durch R. Tsu und L. Esaki vorgestellt. [16] In RTDs wird der quantenmechanischen Tunneleffekt ausgenutzt, um Ladungstransport zu realisieren. Diese basieren zumeist aus zwei Barrieren, welche einen Quantentrog umschließen. Die Transmission der Elektronen wird maximal, wenn die Energie der Elektronen gleich der Energie eines im Quantentrog ausgebildeten Subbandes entspricht. [16, 90] Bereits 1974 konnte durch *L.L. Chang et al.* [91] erstmals eine auf GaAs basierte RTD realisiert und der resonante Tunneleffekt nachgewiesen werden. Seit diesen Pionierarbeiten konnten RTDs auf unterschiedlichsten Materialsystemen, z.B. AlSb/InAs/InP [92] oder Si/SiGe [93], mit Anwendungen in der Hochfrequenztechnik mit Frequenzen bis in den THz Bereich [17], in logischen [18, 19] und elektrooptischen Schaltkreisen [20, 21], sowie als Lichtemitter [94, 95] realisiert werden. Bei der Miniaturisierung einer RTD stellt der aktive Bereich einer RTD in Wachstumsrichtung (Quantisierungsrichtung) mit lediglich wenigen Nanometern nicht den limitierenden Faktor dar. Für die Skalierung des Ladungstransportes einer RTD, d.h. das Verhältnis der kohärenten und nicht-kohärenten Transportanteile, ist die laterale Ausdehnung (Ebene parallel zur Wachstumsrichtung) einer RTD Mesa limitierend und stellt beispielsweise in der Hochfrequenzanwendungen eine entscheidende Barriere dar. [17, 96] Speziell Oberflächeneffekte beeinflussen den nicht-kohärenten Ladungstransport und limitieren durch ihren parasitären Eigenschaften die Miniaturisierung von RTD Mesen. [97] In den

folgenden Abschnitten werden das Probenwachstum, die Probenstrukturierung und die Skalierung von RTD Mesen auf AlGaAs/GaAs Basis vorgestellt und diskutiert.

3.1.1 Probenwachstum und Probenstrukturierung

In *Abbildung 3.1* ist die Probe und die einzelnen Prozessierungsschritte (von links oben nach rechts unten) zur Herstellung der RTD Mesen schematisch dargestellt. Ausgangspunkt der RTD Strukturen war ein mit Silizium (Si) n-dotiertes GaAs Substrat mit einer Dotierkonzentration $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Durch Molekularstrahlepitaxie können die einzelnen RTD Schichten mit atomarer Präzision gewachsen werden. Zunächst wurde eine 200 nm dicke GaAs Pufferschicht mit $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und eine weitere 100 nm dicke GaAs Schicht mit $n = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ gewachsen.

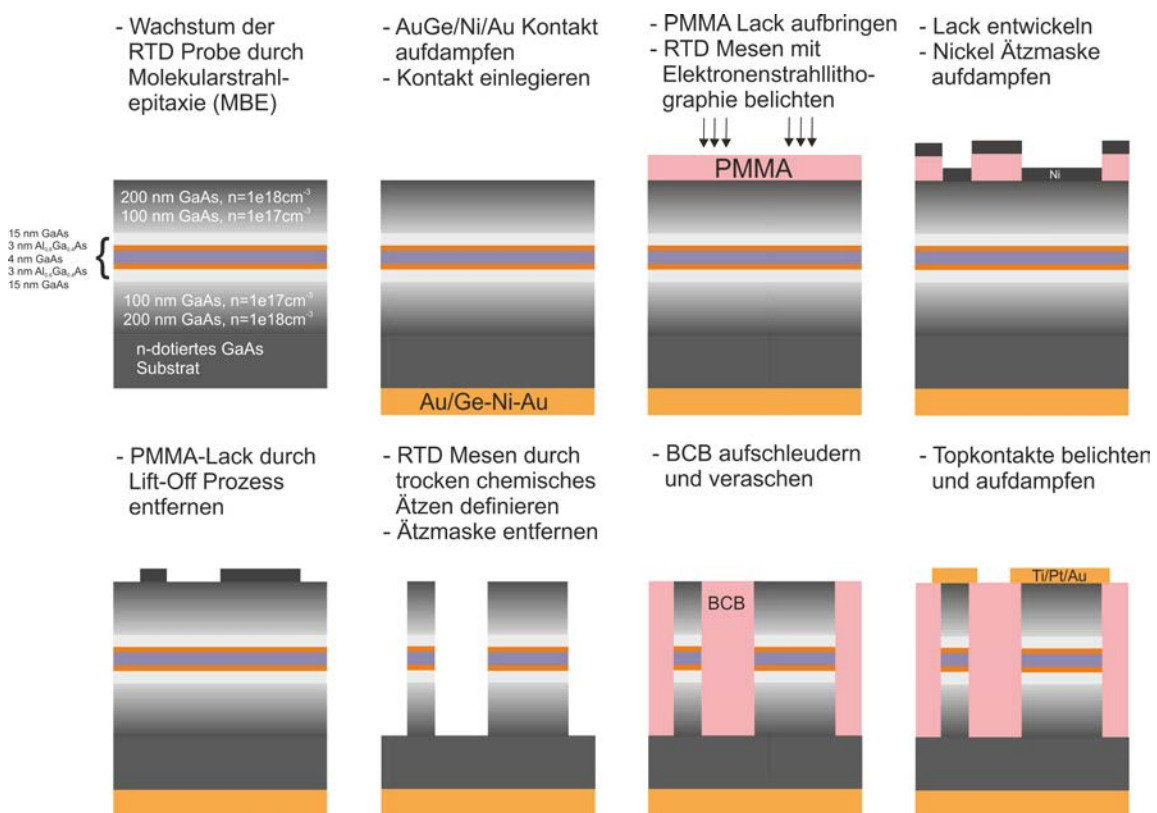


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der einzelnen Prozessschritte der RTD Mesen (von links oben nach rechts unten). Auf dem GaAs Substrat wurde der RTD Schichtaufbau durch Molekularstrahlepitaxie gewachsen und der AuGe/Ni/Au-Kontakt aufgedampft und einlegiert. Der Belichtungslack (PMMA) wurde aufgebracht und durch Elektronenstrahlithographie die späteren RTD Mesen belichtet. Nach der Lack-Entwicklung wurde die Ätzmaske aufgedampft und durch den Lift-Off Prozess entfernt. Die RTD Mesen wurden trockenchemisch geätzt. Die Ätzmaske wurde entfernt und zur Planarisierung und Isolierung BCB (Polymer) aufgebracht und verascht. Im abschließenden Prozessschritt wurde der obere Ti/Pt/Au-Topkontakt analog den vorherigen Prozessschritten aufgedampft.

Die undotierte Doppelbarrierenstruktur (DBS) besteht aus 15 nm GaAs, 3 nm $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$, 4 nm GaAs, 3 nm $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ und schließlich wieder 15 nm GaAs. Abschließend wurden wiederum 100 nm und 200 nm GaAs mit $n = 1 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ und $n = 1 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ gewachsen. Die n-dotierten GaAs Schichten bilden den Kontakt für die eigentliche intrinsisch leitende RTD Doppelbarriere. Nach dem Wachstum wurden in unterschiedlichen Arbeitsschritten RTD Mesen mit Durchmesser von $d = 12\text{ }\mu\text{m}$ bis lediglich 50 nm strukturiert. Dabei wurde zunächst am Substrat der n-Kontakt aufgedampft, welcher aus einer Au-Ge/Ni/Au-Legierung besteht. Dieser wurde zur Reduktion der Schottky-Barriere am Halbleiter-Metall-Übergang bei einer Temperatur von 380°C für 30 s einlegiert. [96] Um die RTD Mesen zu definieren, wurde der Belichtungslack (positiver PMMA Lack) mit einer Dicke von etwa $d = 500\text{ nm}$ aufgebracht und anschließend durch Elektronenstrahlithographie Muster der RTD Mesen belichtet. Nach der Lackentwicklung wurde die Nickel Ätzmaske aufgedampft und der restliche Lack durch einen Lift-Off Prozess entfernt. Die lithographisch definierten Mesen wurden trockenchemisch geätzt (ECR-RIE⁷) und danach die Ätzmaske entfernt. Zur Planarisierung und elektrischen Isolierung wurde ein Polymer (BCB⁸) aufgeschleudert und verascht. Den Abschluss bildete das Aufbringen des oberen Kontaktes (Ti/Pt/Au) nach dem gerade beschriebenen Prinzip (bis Lift-Off Prozess). Die strukturierten RTD Proben wurden durch einen Silberleitlack auf den Probenhalter angebracht (Kontakt am Substrat) und die einzelnen RTD Mesen wurden durch einen Au-Bonder kontaktiert.

3.1.2 Größenabhängigkeit, Ladelinien-Effekt und Modellierung

In *Abbildung 3.2(a)* ist schematisch eine RTD Mesa mit Durchmesser d und eine Elektronenmikroskop-Aufnahme mit $d = 200\text{ nm}$ dargestellt. Die geometrische Fläche der Mesa ist durch $A_{geo} = (d/2)^2\pi$ gegeben und mit dem Strom I lässt sich die Stromdichte J über $J = I/A_{geo}$ bestimmen. Zusätzlich tritt für RTD Mesen eine Randkanalverarmung durch ein Fermi-Level-Pinning an der GaAs Grenzsicht auf. [98, 99] In der Verarmungszone der Länge t_{dep} sind keine Ladungsträger vorhanden, was schematisch in *Abbildung 3.2(a)* für den Leitungsbandverlauf (LB) dargestellt ist. Dadurch reduziert sich die effektive RTD Mesenfläche zu $A_{eff} = (d/2 - t_{dep})^2\pi$. Die Gesamtstromdichte J der RTD Mesa setzt sich aus kohärenten J_k und nicht-kohärenten J_{nk} Transportanteilen zusammen. J_{nk} ist wiederum durch nicht-kohärenten Ladungstransport durch Elektronen-Störstellen- und Elektron-Phonon-Streuprozesse in der aktiven RTD Mesenschicht $J_{nk,1}$ und durch Randkanaltransport und heiße Elektronen mit $J_{nk,2}$ geben. In *Abbildung 3.2(b)* sind zwei RTD $J(V)$ -Kennlinien für Mesen mit Durchmesser $d = 1$ und $0,4\text{ }\mu\text{m}$, aufgenommen bei Raumtemperatur, dargestellt. Die Stromdichte J steigt mit zunehmender Vorwärtsspannung V_{bias} an und erreicht ein lokales Maximum mit $J_{peak}(V_{peak})$, bei der die Resonanzbedingung erfüllt ist. Mit steigender Vorwärtsspannung V_{bias} fällt J bis $J_{valley}(V_{valley})$ ab und der Bereich zwi-

⁷ ECR-RIE = engl. Electron Cyclotron Resonance - Reactive Ion Etching

⁸ BCB = Benzocyclobuten

schen V_{peak} und V_{valley} wird negativer differentieller Leitwertbereich (NDC-Bereich⁹) genannt. Im NDC-Bereich der RTD mit Durchmesser $d = 1 \mu m$ ist zusätzlich ein Plateau ausgeprägt, welches durch Instabilitäten in der $J(V)$ -Kennlinie erzeugt wird und den zeitlichen Mittelwert von Oszillationen zwischen J_{valley} und J_{peak} entspricht. [25, 100] Idealerweise ist der Resonanzstrom J_{peak} nur durch kohärente (ohne Streuprozesse) Transportanteile J_k gegeben, d.h. $J_{peak} \approx J_k$, und der Talstrom J_{valley} ist verschwindend gering. Der nicht-kohärente Ladungstransport J_{nk} bedingt einen endlichen Wert für J_{valley} und stellt den dominierenden Anteil an J_{valley} mit $J_{valley} \sim J_{nk} = J_{nk,1} + J_{nk,2}$ dar. [97] Für die untersuchten RTD Mesen bilden sich zwei Subbandniveaus im Quantentrog mit Energien $E_0 \approx 150 meV$ und $E_1 \approx 530 meV$ (siehe Abschnitt 2.1) aus. Bei der Resonanzspannung V_{peak} gilt $\eta e V_{peak} \approx E_0$, wobei η einer dimensionslosen Effektivität entspricht. Für $V_{peak} \approx 1 V$ und $E_0 \approx 150 meV$, kann η mit 15 % abgeschätzt werden. Dadurch lässt sich die RTD Resonanzspannung für das nächsthöhere Subbandniveau mit Energie E_1 mit $V_{peak,1} \approx 3,4 V$ bestimmen. Es können daher kohärente Transportanteile bei der Talstromspannung V_{valley} vernachlässigt werden ($V_{bias} \ll V_{peak,1}$). Der Strom ab V_{valley} ist im Wesentlichen durch den nicht-kohärenten Ladungstransport bestimmt, d.h. $J_k = 0$. In *Abbildung 3.2(b)* ist für die RTD mit $d = 1 \mu m$ zusätzlich ein exponentieller Fit des nicht-kohärenten Transportbereiches ($V_{bias} > V_{valley}$) extrapoliert bis $V_{bias} = 0 V$ dargestellt. Aus dem exponentiellen Fit kann der Anteil des nicht-kohärenten Ladungstransports J_{nk} zum Resonanzstrom J_{peak} über $J_{nk}(V_{peak})/J_{peak}(V_{peak})$ mit 15 % ermittelt werden.

Links in *Abbildung 3.2(c)* sind die gemessenen Resonanz- J_{peak} und Talstromdichten J_{valley} als Funktion der RTD Mesenfläche A dargestellt. Die Talstromdichte J_{valley} ist nahezu konstant und unabhängig von der Mesenfläche. Im Gegensatz dazu ist die Resonanzstromdichte J_{peak} nicht unabhängig von A und fällt beispielsweise von $J_{peak} = 0,64$ nach $J_{peak} = 0,25 mA/\mu m^2$ für $A = 0,795$ nach $0,018 \mu m^2$ ab. Dies ist durch die Randkanalverarmung t_{dep} und der damit verbundenen Reduktion der RTD Mesenfläche zu $A_{eff} = (d/2 - t_{dep})^2 \pi$ gegeben. Die Talstromdichte J_{valley} sollte gleichermaßen mit der Mesenfläche A_{eff} abfallen. Im Gegensatz zum kohärenten Resonanzstrom setzt sich der Talstrom aber aus zwei Anteilen $J_{nk,1}$ und $J_{nk,2}$ zusammen. $J_{nk,1}$ ist der nicht-kohärente Transportanteil durch die aktive RTD Mesenfläche und sollte ebenfalls flächenabhängig mit A_{eff} sein. Jedoch bilden sich leitende Randkanäle aus und durch zusätzliche heiße Elektronen kann die Stromdichte $J_{nk,2}$ näherungsweise durch die Fläche der Verarmungszone $A_{dep} = t_{dep}^2 \pi$ angenommen werden kann. Die Gesamtstromdichte J_{nk} ist die Summe beider nicht-kohärenter Transportanteile und daher näherungsweise durch die geometrischen RTD Mesenfläche $A_{geo} = (d/2)^2 \pi$ gegeben. Rechts in *Abbildung 3.2(c)* ist das Resonanz-zu-Talstromverhältnis (PVR), definiert durch $PVR = J_{peak}/J_{valley}$, dargestellt. Dieses fällt exponentiell von $PVR = 3,4$ nach $1,3$ ab. Der minimale RTD Mesen Durchmesser kann über eine Extrapolation für $PVR = 1$ mit $d = 106 nm$ abgeschätzt werden.

⁹ NDC = engl. negative differential conductance

3.1 Transportuntersuchungen Resonanter Tunneldioden

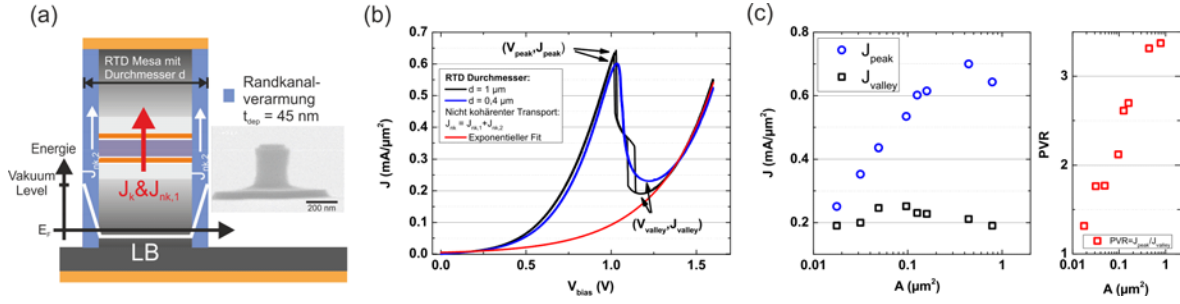


Abbildung 3.2: (a) Schematische Darstellung einer RTD Mesa mit geometrischem Durchmesser d und Elektronenmikroskop-Aufnahme mit $d = 200$ nm. Der kohärente J_k und der nicht-kohärente Transport $J_{nk,1}$ sind durch die effektive RTD Mesenfläche A_{eff} gegeben. Der nicht-kohärente Strom $J_{nk,2}$ durch Randkanaltransport und heiße Elektronen. (b) $J(V)$ -Kennlinien mit Durchmesser $d = 1$ und $0,4$ μm mit der Resonanz bei $J_{\text{peak}}(V_{\text{peak}})$, dem Talstrom bei $J_{\text{valley}}(V_{\text{valley}})$ und dem negativen differentiellen Leitwertbereich zwischen $V_{\text{peak}} < V_{\text{bias}} < V_{\text{valley}}$. Zusätzlich ist der exponentielle Fit des nicht-kohärenten Transports $J_{nk} = J_{nk,1} + J_{nk,2}$ dargestellt. (c) Resonanz- und Talstromdichten $J_{\text{peak, valley}}$ (links) und $\text{PVR} = J_{\text{peak}}/J_{\text{valley}}$ (rechts) als Funktion der RTD Mesenfläche. J_{valley} ist nahezu konstant und J_{peak} fällt für Durchmesser kleiner 300 nm signifikant ab. Die Reduktion des PVR von $3,4$ auf $1,3$ ist auf die konstante Talstromdichte J_{valley} zurückzuführen.

Um die Flächenabhängigkeit der RTD Strukturen und die Abhängigkeit der Randkanalverarmung, Randkanaltransport und Transport heißer Elektronen genauer zu analysieren, wurden RTD Simulationen nach *Schulman et al.* durchgeführt. [27] Ausgangspunkt ist der kohärente Transportanteil J_k , welcher sich in der Näherung effektiver Massen mit

$$J_k = \frac{em^* k_B T}{4\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty dE T(E, V) \ln \left[\frac{1 + e^{(E_F - E)/k_B T}}{1 + e^{(E_F - E - eV)/k_B T}} \right] \quad (3.1)$$

beschreiben lässt. [16, 27] E_F ist die Fermi-Energie, E_R die Resonanzenergie (relativ zum Leitungsbandminimums des Quantentrogs) und eV die Spannung an der RTD. Die Transmission $T(E, V)$ kann durch eine Lorentzkurve mit

$$T(E, V) = \frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{\left[E - \left(E_R - \frac{eV}{2}\right)\right]^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.2)$$

angenähert werden. Γ ist die energetische Resonanzbreite. Für symmetrische Barrieren fällt jeweils $eV/2$ der angelegten Spannung über eine der beiden Barrieren ab. Für geringe Resonanzbreiten Γ , d.h. $\Gamma \ll k_B T$, liefert die Transmission nur signifikante Beiträge, falls $E \approx E_R - eV/2$ gilt. Durch die Substitution $E = E_R - eV/2$ und nach Integration über $T(E, V)$ ist der kohärente Stromanteil der RTD schließlich durch

$$J_k = \frac{em^* \Gamma k_B T}{4\pi^2 \hbar^3} \ln \left[\frac{1 + e^{((E_F - E_R + eV/2)/k_B T)}}{1 + e^{((E_F - E_R - eV/2)/k_B T)}} \right] \cdot \left[\frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \left(\frac{E_R - eV/2}{\Gamma/2} \right) \right] \quad (3.3)$$

gegeben. In den Simulationen werden Simulationsparameter verwendet, mit denen sich die Stromdichte J_k als

$$J_k = A \ln \left[\frac{1 + e^{((B-C+n_1V)e/k_B T)}}{1 + e^{((B-C-n_1V)e/k_B T)}} \right] \cdot \left[\frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \left(\frac{C - n_1V}{D} \right) \right] \quad (3.4)$$

darstellen lässt. Die einzelnen Fit Parameter lassen sich an das Experiment annähern, um den Verlauf der RTD $J(V)$ -Kennlinie zu beschreiben. n_1 entspricht einer dimensionslosen Effektivität. Die Simulationsparameter können jedoch so normiert werden, dass sie mit realen und physikalischen Werten der RTD verglichen werden können. Beispielsweise wurde $C = 0,1536$ gewählt, was einer Resonanzenergie von circa $E_R \approx 150 \text{ meV}$ entspricht und aus vergleichenden Simulation (z.B. Nicht Gleichgewichts Green Funktion) berechnet wurde (siehe Abschnitt 2.1). [101] Um die gesamte RTD Kennlinie zu simulieren, muss noch der nicht-kohärente Transportanteil J_{nk} bestimmt werden, welcher durch den exponentiellen Verlauf

$$J_{nk} = H \left(e^{(n_2 eV/kT)} - 1 \right) \quad (3.5)$$

approximiert wird. H und n_2 sind empirische Fitparameter. Der Gesamtstrom lässt sich mit $J = J_k + J_{nk}$ beschreiben. Über die Stromdichte J lässt sich bei bekannter RTD Mesenfläche A_{geo} der Strom bestimmen. Um die unterschiedlichen Flächenabhängigkeiten des kohärenten und nicht-kohärenten Transportanteils zu bestimmen, wurde für den kohärenten Strom $I_k = J_k \cdot A_{eff}$ die effektive und für den nicht kohärenten Talstrom $I_{nk} = J_{nk} \cdot A_{geo}$ die die geometrische Mesenfläche verwendet. Die gesamte Stromdichte J wurde schließlich über $J = I/A_{geo}$ bestimmt. In *Abbildung 3.3(a)* ist eine experimentell bestimmte RTD $I(V)$ -Kennlinie für $d = 750 \text{ nm}$ und die dazugehörige Simulation nach Gleichungen (3.4) und (3.5) dargestellt. Die Parameter der Simulation waren $A = 26629$, $C = 0,1536$, $n_1 = 0,1495$, $n_2 = 0,0725$, $B = 0,0202$, $H = 640$ und $D = 0,003$. Die $I(V)$ -Kennlinie der Simulation spiegelt den experimentellen Verlauf gut wider. Für die effektive RTD Mesenfläche $A_{eff} = (d/2 - t_{dep})^2 \pi$ wurde eine Verarmungslänge $t_{dep} = 45 \text{ nm}$ verwendet. Links in *Abbildung 3.3(b)* sind die Resonanz- und Talströme $I_{peak, valley}$ und rechts in *Abbildung 3.3(b)* die dazugehörigen $PVRs$ als Funktion der RTD Mesenfläche aus dem Experiment und der Simulation dargestellt. Die experimentell gefundene Flächenabhängigkeit kann durch die Simulationen gut beschrieben werden.

Der NDC-Bereich der RTDs kann ausgenutzt werden, um eine Bistabilität in der Transferkennlinie zu erzeugen. In den Abschnitten 3.2 und 3.3 wird diese Bistabilität mehrfach verwendet und soll anhand der oben skizzierten RTD Simulation näher beschrieben werden. Um die Bistabilität zu erzeugen, wird der Ladelinien-Effekt einer externen Last mit Widerstand R ausgenutzt.

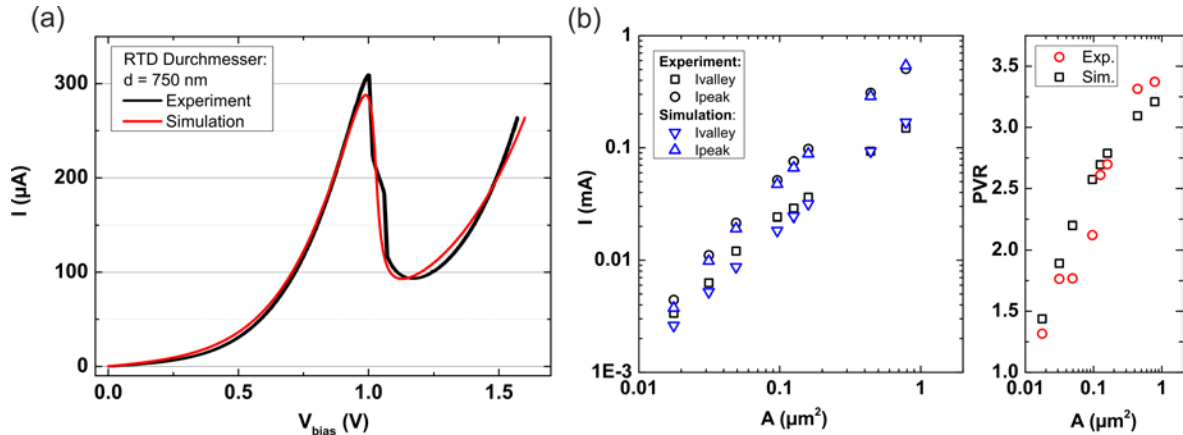


Abbildung 3.3: (a) Experimentelle RTD $I(V)$ -Kennlinie mit Durchmesser $d = 750$ nm und simulierte Kennlinie nach Gleichungen (3.4) und (3.5). (b) Resonanz- und Talströme $I_{peak, valley}$ als Funktion der RTD Meseinfläche für experimentelle (schwarz) und simulierte (blau) Daten (links) sowie die dazugehörigen PVRs (rechts).

Die Ladelinie bedingt zwei wesentliche Änderungen der intrinsischen (ohne Last) RTD Kennlinie, was in *Abbildung 3.4(a)* schematisch dargestellt ist. Außerhalb des NDC-Bereiches schneidet die Lastgerade (Geraden A und C) mit Steigung $-1/R$ die RTD Kennlinie in einem Punkt. Der Schnittpunkt gibt den (Strom)Ausgang des Netzwerks vor. Die hierfür notwendige extern angelegte Spannung V_{bias} wird durch die Last zu größeren Werten verschoben. An der Last fällt die Spannung $V_L = R \cdot I$ ab, was die Spannung an der RTD um $V = V_{bias} - V_L$ reduziert. Im NDC-Bereich hingegen hat die Lastgerade für $1/R < G_{rtd}$ (G_{rtd} ist der RTD Leitwert) drei Schnittpunkte (siehe Gerade B). Es kann gezeigt werden, dass die beiden Punkte 1 und 2 stabil sind und Punkt 3 instabil ist. [25] Wird die RTD Kennlinie aufgenommen und dadurch die Vorwärtsspannung von $V_{bias} = 0$ V erhöht (up-sweep), so ist der stabile Ausgang durch den Schnittpunkt 1 gegeben. Nach der Resonanzspannung fällt der Ausgang ab und die Lastgerade schneidet die RTD Kennlinie in einem Punkt im nicht-kohärenten Transportbereich (Gerade C). Wird die Vorwärtsspannung erniedrigt (down-sweep), so ist der Schnittpunkt 3 (Gerade B) der stabile Ausgang und für die gleiche angelegte Spannung V_{bias} ist der Ausgang bistabil (sowohl durch 1 und 3 gekennzeichnet). Die Erzeugung der Bistabilität ist in *Abbildung 3.4(b)* für die simulierte RTD Kennlinie aus *Abbildung 3.3(a)* gezeigt. In der Simulation wurde der Lastwiderstand um einen Faktor 10 von $R = 0,1$ zu 1 k Ω erhöht. Die Kennlinie verschiebt einerseits zu größeren Vorwärtsspannungen und andererseits ist die auftretende Bistabilität zu erkennen. Die Hysterese der RTD V_{hys} ist durch zwei Schwellenspannungen V_{t1} und V_{t2} gekennzeichnet ($V_{hys} = V_{t1} - V_{t2}$) und die beiden stabilen Ausgänge sind durch $I_H \approx I_{peak}$ und $I_L \approx I_{valley}$ definiert. Je nach RTD Durchmesser (G_{rtd}) kann durch eine Widerstandsvariation (Variation der Lastgerade) die Hysteresebreite der RTD eingestellt werden. Über einen großen Bereich können V_{t1} und V_{t2} variiert werden. Die in *Abbildung 3.4(b)* gezeigten RTD Kennlinien wurden nach Gleichungen (3.4) und (3.5) simuliert, wobei der externe Lastwiderstand durch

3.1 Transportuntersuchungen Resonanter Tunneldioden

$$V = V_{bias} - (R + R_{rtd} + R_p)I \quad (3.6)$$

berücksichtigt wurde. Insgesamt ist der Spannungsabfall V (in Gleichungen (3.4) und (3.5)) an der RTD durch die externe Spannung V_{bias} und den Spannungsabfällen am parasitären Widerstand R_p , dem RTD Widerstand R_{rtd} und am externen Lastwiderstand R gegeben. Setzt man Gleichung (3.6) in die Gleichungen (3.4) und (3.5) ein und löst diese rekursiv, so erhält man die RTD Kennlinie abhängig von der Wahl der externen Last R .

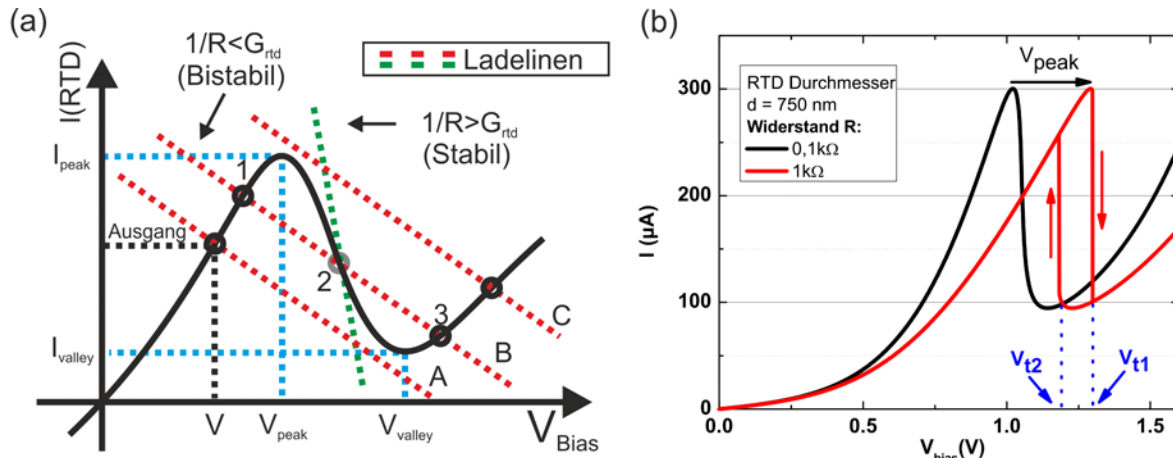


Abbildung 3.4: (a) Skizze zur Erläuterung des Ladelinien-Effekts auf die intrinsische RTD Kennlinie. Die Last mit Steigung $-1/R$ hat im NDC-Bereich der RTD drei (Linie B) und sonst einen (Linien A und C) Schnittpunkte. Für den up-sweep ist Punkt 1 (Linie B) und für den down-sweep ist Punkt 3 der stabile Ausgang. Für geringe Lastwiderstände (grün gestrichelt) ist auch im NDC-Bereich nur ein Schnittpunkt vorhanden und der Ausgang ist stabil. (b) Simulierte RTD Kennlinie für zwei unterschiedliche Lastwiderstände $R = 0,1$ und $1 \text{ k}\Omega$. Durch die Ladelinie verschiebt die Resonanzspannung V_{peak} zu positiveren Werten und die $I(V)$ -Kennlinie wird bistabil mit Schwellenspannungen V_{t1} für den up- und V_{t2} für den down-sweep, welche durch die Wahl von R beeinflusst werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zusätzlich zu den bisherig vorgestellten Zwei-Kontakt auch spezielle, mit drei Kontakten versehene RTD Strukturen realisiert. Diese bestehen aus einem gemeinsamen Stamm, der in zwei Äste einmündet. Die in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Ätz- und Lithographieverfahren in Kombination mit einer flächenabhängigen Ätzrate wurden verwendet, um innerhalb der RTD Mesa einen Spalt der Breite $d_{sp} \approx 150 \text{ nm}$, Tiefe t_{sp} und Länge $l_{sp} = d$ zu definieren. Der Spalt bzw. Ätzgraben in der RTD Mesa wurde so konzipiert, dass er bis nahe, außerhalb der Mesa aber durch die Doppelbarriere ($t_{sp} \sim 300 \text{ nm}$), geätzt wurde. Dadurch entstehen RTD Mesen, welche elektrisch voneinander isoliert, aber durch die beiden Äste gekoppelt sind. RTD Mesen mit Durchmesser $d = 2$ bis $0,6 \mu\text{m}$ wurden realisiert. Die geeignete Wahl der Grabenbreite (und daraus die Ätztiefe) ist essentiell für das RTD Schalten. Sie bedingt über die flächenabhängige Ätzrate die Ätztiefe t_{sp} , welche durch Transportuntersuchungen bei Variation der Last an

beiden Ästen untersucht werden kann. Hierfür wurde die externe Spannung V_{bias} am Stamm der RTD angelegt und der Strom am linken Ast (LB = left branch) über den Widerstand R_{LB} und am rechten Ast (RB = right branch) über R_{RB} gemessen. In *Abbildung 3.5* sind I(V)-Kennlinien der beiden Äste einer RTD Mesa mit konstanter Last am linken Ast $R_{LB} = 0,1 \text{ k}\Omega$ und variabler Last am rechten Ast $R_{RB} = 0,1$ und $1 \text{ k}\Omega$ (links nach rechts) dargestellt. In (a) ist die Ätztiefe bis kurz vor und in (b) bis kurz nach der Doppelbarriere.

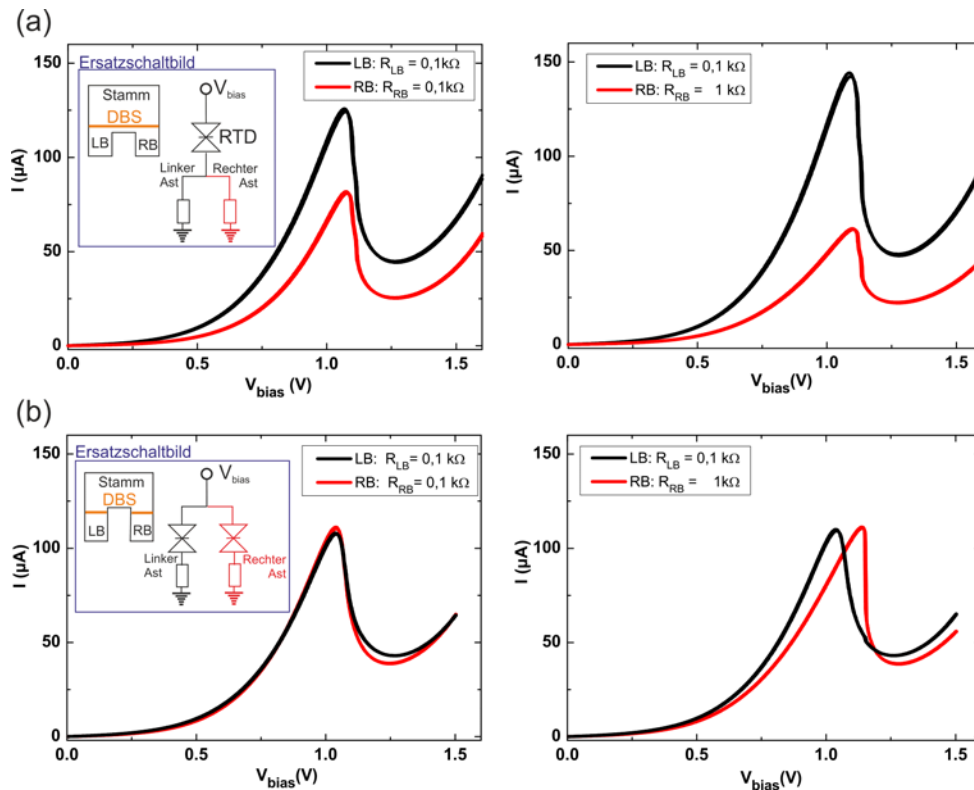


Abbildung 3.5: I(V)-Kennlinien einer RTD Struktur mit Ätztiefen bis kurz vor der DBS in (a) und bis nach der DBS in (b). (a) Bei Variation der externen Last an RB mit $R_{RB} = 0,1$ auf $1 \text{ k}\Omega$ bleibt die Resonanzspannung beider Äste gleich. Der Strom in den Ästen ist invers proportional zu den Widerständen. (b) Durch die Variation der externen Last verschieben die Resonanzspannungen relativ zu einander. Der Strom in den Ästen $I_{peak,LB}$ und $I_{peak,RB}$ bleibt nahezu konstant.

Dies kann durch die Änderung der I(V)-Kennlinien bei Variation der Last am rechten Ast analysiert werden. Links in *Abbildung 3.5(a)* sind für identische Lastwiderstände $R_{LB} = R_{RB} = 0,1 \text{ k}\Omega$ an beiden Ästen die Ströme in Resonanz $I_{peak,LB}$ und $I_{peak,RB}$ unterschiedlich. Für den linken Ast ist $I_{peak,LB} = 125 \mu\text{A}$ und für den rechten Ast ist $I_{peak,RB} = 81 \mu\text{A}$. Beide Äste besitzen aber die gleiche Resonanzspannungen $V_{peak} = V_{peak,LB} = V_{peak,RB} = 1,07 \text{ V}$. Wird der Lastwiderstand am rechten Ast auf $R_{RB} = 1 \text{ k}\Omega$ erhöht (rechts in *Abbildung 3.5(a)*), so verschieben beide Resonanzspannungen gleichermaßen $V_{peak} = V_{peak,LB} = V_{peak,RB} = 1,10 \text{ V}$, aber die Ströme in den Ästen $I_{RB,LB}$ unterscheiden sich deutlich. Der Strom im rechten Ast fällt auf $I_{RB} = 61 \mu\text{A}$ ab und im linken Ast steigt er auf $I_{LB} = 142$

μA . Da beide Äste gleichermaßen eine Verschiebung der Resonanzspannung V_{peak} bei Variation der Last an nur einem der Äste zeigen, können diese als eine RTD betrachtet werden und der Strom in beiden Ästen verteilt sich nach dem Gesamtwiderstand des Astes (siehe Ersatzschaltbild in *Abbildung 3.5(a)*). Durch den Ätzprozess sind die Flächen beider Äste (RB und LB) nicht identisch. Da der Strom eines Astes proportional zu seiner Fläche ist, kann aus dem Stromverhältnis das Flächenverhältnis der Äste mit

$$\frac{A_{LB}}{A_{RB}} = \frac{I_{RB}}{I_{LB}} = 0.65$$

bestimmt werden. Für die RTD Struktur in *Abbildung 3.5(b)* sind die Änderung in den Charakteristika bei Variation des Lastwiderstands unterschiedlich. Für den gleichen Lastwiderstand an beiden Ästen $R_{RB} = R_{LB} = 0,1 \text{ k}\Omega$ sind die Resonanzströme $I_{peak,LB} = I_{peak,RB} = 110 \mu\text{A}$ und die Resonanzspannungen $V_{peak,LB} = V_{peak,RB} = 1,04 \text{ V}$ nahezu identisch. Wird der Lastwiderstand am rechten Ast auf $R_{RB} = 1 \text{ k}\Omega$ erhöht, so bleiben die Resonanzströme mit $I_{peak,LB} = I_{peak,RB} = 110 \mu\text{A}$ unverändert. Die Resonanzspannungen sind jedoch mit $V_{peak,LB} = 1,04 \text{ V}$ und $V_{peak,RB} = 1,14 \text{ V}$ signifikant unterschiedlich. Für den rechten Ast verschiebt diese durch Variation der Ladelinie. Der linke Ast bleibt davon unberührt und kann demnach als eigenständige RTD betrachtet werden (siehe Ersatzschaltbild in *Abbildung 3.5(b)*). Im weiteren Verlauf der Arbeit wurden nur RTD Strukturen verwendet, welche bis kurz vor die DBS geätzt wurden.

3.2 Universelles und rekonfigurierbares logisches Schalten in Resonanten Tunneldioden

In herkömmlichen elektronischen Schaltkreisen werden logische Gatter dadurch realisiert, dass Eingangs- und Ausgangssignale weit größer als der Rauschuntergrund sind, um die Fehler (Bit Error Rate = BER) zu minimieren. [102-106] Die BER gibt an, in wie vielen Bits ein Fehler, z.B. *low* an Stelle von *high* oder umgekehrt, auftritt. Durch die stetige Miniaturisierung der in Computerchips verwendeten Bauelemente, einhergehend mit der Herabsetzung der Arbeitsspannung zur Verringerung der Verlustleistung wird es in Zukunft immer schwieriger werden sehr niedrige Fehlertoleranzen zu erreichen. [107, 108] Interessanterweise zeigt die Natur Wege auf, wie Systeme unter Bedingungen mit starkem Rauschen arbeiten und funktionieren können. Neuronen verarbeiten Informationen gerade in einem von Rauschen dominierten Untergrund. [109-111] Grundsätzlich sind Neuronen als nichtlineare Systeme durch charakteristische Schwellen ausgezeichnet, ab der Übergänge von einem Anfangs- in einen angeregten Ausgangszustand auftreten. Solche Übergänge, Spikes genannt, werden von Neuron „gefeuert“, wenn das Eingangssignal die Schwelle durchbricht. Information kann sowohl in der Anzahl der generierten Spikes als auch in der Verteilung des zeitlichen Abstandes zwischen den generierten Spikes kodiert werden. [14, 15] Insbesondere kann in Neuronen das zugrundeliegende Rauschen selbst (ohne externe Information) Spikes generieren. Abschnitt 3.2 beschreibt die Realisierung logischer Gatter in geätzten RTD Strukturen, welche die Nichtlinearität und das vorhandene Rauschen in diesen nanoelektronischen Bauelementen, in Analogie zu Neuronen ausnutzt. Durch die Bistabilität der verwendeten Strukturen, lassen sich durch Rauschen induzierte Signalzüge generieren, welche durch Änderung der periodischen Modulation stark variiert werden können. Dadurch ist es möglich, zwei universelle logische Gatter (NOR und NAND) zu realisieren und es kann durch eine geringe Variation der periodischen Modulation zwischen diesen geschaltet werden. Besonders wird die Eigenschaft der logischen Gatter auf das Rauschen untersucht. Einerseits können hohe Fehlertoleranzen realisiert werden, welche bis zu einem Rauschuntergrund gleich dem logischen Eingang funktionieren. Andererseits kann zwischen den beiden logischen Gattern durch die Variation des Rauschens geschaltet werden. Logische-Stochastische-Resonanz (LSR) tritt für beide Gatter auf.

3.2.1 NOR und NAND Gatter mit hoher Fehlertoleranz

In *Abbildung 3.6(a)* sind Elektronenmikroskop-Aufnahmen von geätzten RTD Strukturen mit Durchmesser $d = 600 \text{ nm}$ und der zur Messung verwendete elektrische Schaltplan dargestellt. Am Stamm der RTD wurde der statische Arbeitspunkt mit V_{bias} und zusätzlich eine periodische Modulierung der Amplitude V_{ac} mit Frequenz $f = 10 \text{ kHz}$ eingestellt. Als Ausgang V diente der Spannungsabfall über einen der Lastwiderstände $R = 500 \Omega$ an einem Ast. Die logischen Eingänge $V_{1,2} = 2 \text{ mV}$ wurden an die Äste der RTD gelegt. Die Transferkennlinie der RTD, die Einstellung des Arbeitspunktes V_{bias} und die periodische Modulierung mit Amplitude $V_{ac} = 23 \text{ mV}$ sind in *Abbildung 3.6(b)* dargestellt. Durch die geeignete Wahl der Last $R = 500 \Omega$ ist die RTD bistabil mit den Schwellenspannungen $V_{th} =$

1,25 V für den up- und $V_{t2} = 1,22$ V für den down-sweep. Die beiden stabilen Ausgänge sind $V_L \approx 90$ mV und $V_H \approx 200$ mV. Der statische Arbeitspunkt wurde mit $V_{bias} = 1,25$ V so gewählt, dass er im Bereich der beiden Schwellenspannungen mit $V_{t2} < V_{bias} < V_{t1}$ liegt und nahe an V_{t1} ist. Ohne periodische Modulation, d.h. $V_{ac} = 0$ mV, ist der Ausgang durch den unteren stabilen Zustand mit V_L definiert. Der Übergang von V_L nach V_H kann nur erfolgen, falls das Eingangssignal die Schwellenspannung V_{t2} erreicht. Zusätzlich zum statischen Spannungsanteil wird nun das periodische Signal mit Amplitude V_{ac} (siehe unten in *Abbildung 3.6(b)*) angelegt und in Abhängigkeit von V_{ac} können nun drei Bereiche unterschieden werden.

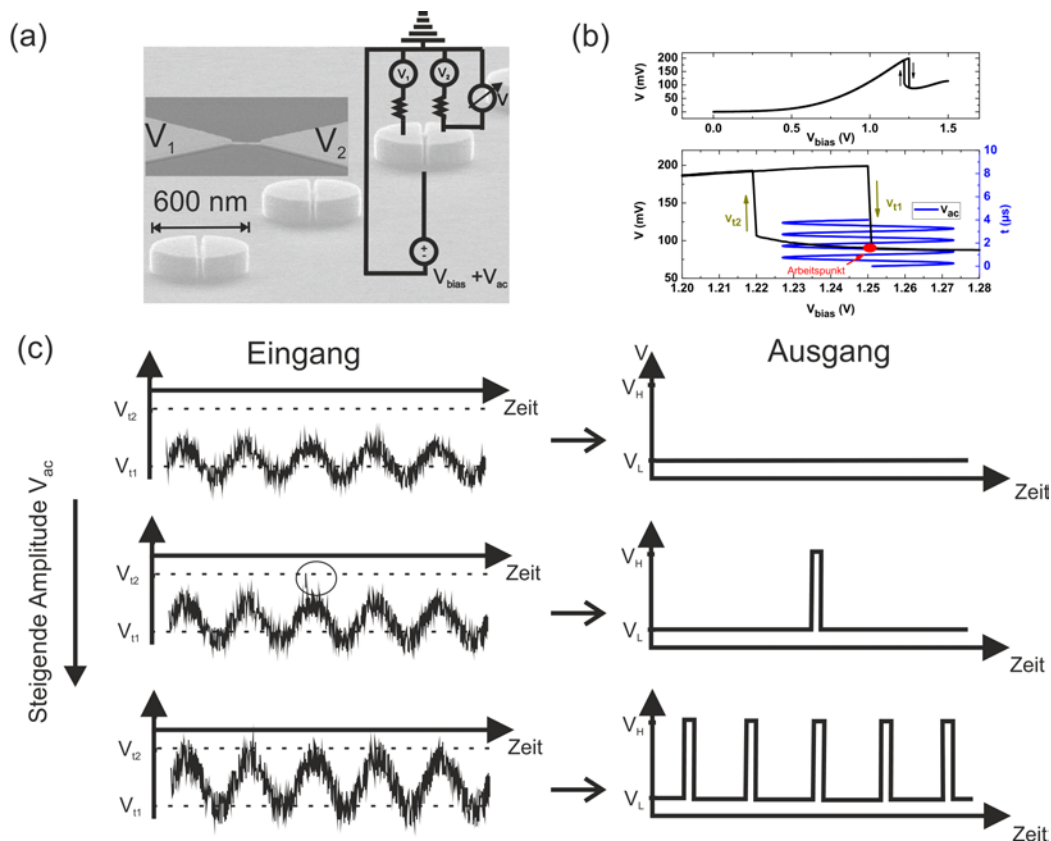


Abbildung 3.6: (a) Elektronenmikroskop-Aufnahmen von geätzten RTDs mit Durchmesser $d = 600$ nm und elektronischer Schaltplan. Durch V_{bias} wurde der Arbeitspunkt der RTD definiert, welcher zwischen V_{t2} und V_{t1} , aber näher an V_{t1} gesetzt war. Durch V_{ac} wurde die RTD periodisch moduliert und an den beiden Ästen der RTD Struktur wurden die logischen Eingänge V_1 und V_2 angelegt und als Ausgang V diente der Spannungsabfall an $R = 500 \Omega$. (b) Bistabile Transferkennlinie der RTD (oben) und zeitliche Modulation für $V_{ac} = 23$ mV und $V_{bias} = 1,25$ V (unten). (c) Schematischer RTD Ein- (links) und Ausgang (rechts) für steigende Amplituden V_{ac} (von oben nach unten). Für kleine Amplituden (oben) erreicht das zeitliche Signal V_{t2} nicht und der Ausgang ist durch V_L gegeben. Wird die Amplitude sukzessive erhöht (mitte), können durch das Rauschen Übergänge von V_L nach V_H induziert werden. Für große Amplituden (unten) ist in jeder Periode ein Übergang zu finden.

Diese sind in *Abbildung 3.6(c)* schematisch dargestellt. Insgesamt setzt sich der zeitliche Spannungsanteil aus dem periodischen Signal mit V_{ac} und dem Rauschuntergrund V_{noise} mit Standardabweichung σ_{noise} zusammen. Für geringe Modulationsamplituden (oben in *Abbildung 3.6(c)*), z.B. $V_{ac} = 23 \text{ mV}$ (siehe *Abbildung 3.6(b)*) wird die Schwellspannung V_{t2} nie erreicht und der Ausgang V der RTD ist durch $V = V_L$ gegeben. Nun wird die Amplitude V_{ac} des periodischen Signals so erhöht (mitte in *Abbildung 3.6(c)*), dass es ohne Rauschen die Schwellspannung V_{t2} nicht erreichen kann. Gilt jedoch, dass

$$|V_{bias} - V_{ac}(t) - V_{t2}| < V_{noise}(t) \quad (3.7)$$

so kann durch einen Rauschpuls V_{noise} die Schwellspannung V_{t2} überwunden und ein Übergang von V_L nach V_H induziert werden. Mitte in *Abbildung 3.6(c)* ist ein solcher Übergang in der dritten Periode dargestellt. Umgekehrt geht V in den Ausgangszustand mit V_L über, wenn das zeitliche Signal wieder V_{t1} erreicht. Dadurch entstehen durch das Rauschen stochastisch verteilte Übergänge. Die Anzahl N der insgesamt generierten Spikes hängt sensitiv vom Rauschuntergrund, der Wahl der Amplitude V_{ac} und der Einstellung des Arbeitspunktes V_{bias} ab. Wird die Amplitude des periodischen Signals weiter erhöht (unten in *Abbildung 3.6(c)*) und gilt, dass $(V_{bias} - V_{ac}(t) - V_{t2}) < 0$, so werden in jeder Periode des zeitlich abhängigen Signals Übergänge von V_L nach V_H induziert. Die Anzahl der Spikes N ist maximal und durch N_{ges} gegeben.

In *Abbildung 3.7* sind der zeitliche Verlauf des Ausgangssignals V der RTD für unterschiedliche Amplituden des periodischen Signals mit $V_{ac} = 23, 25,9, 26$ und 30 mV dargestellt. Analog zu *Abbildung 3.6(c)* ist für $V_{ac} = 23 \text{ mV}$ (links oben) mit einer Arbeitspannung nahe V_{t1} das periodische Signal zu gering, um die Schwellspannung V_{t2} zu erreichen. Der Ausgang V der RTD ist für den gesamten zeitlichen Verlauf deterministisch bestimmt. Im Gegensatz dazu ist für die größte Amplitude mit $V_{ac} = 30 \text{ mV}$ (rechts unten) der zeitliche Verlauf unterschiedlich. Durch die Erhöhung der Amplitude von $V_{ac} = 23$ auf 30 mV wird die Schwellspannung V_{t2} in jeder Periode erreicht und das Ausgangssignal V oszilliert zwischen V_L und V_H . Für das periodische Signal mit $V_{ac} = 30 \text{ mV}$ werden demnach Spikes in jeder Periode induziert. Der durch das Rauschen dominierte Bereich ist für Amplituden zwischen $23 < V_{ac} < 30 \text{ mV}$ erreicht und für $V_{ac} = 25,9$ und 26 mV dargestellt. Der RTD Ausgang V ist für die Amplitude $V_{ac} = 25,9 \text{ mV}$ noch hauptsächlich durch V_L gegeben. Hin und wieder werden jedoch einzelne Spikes generiert. Die stochastische Natur des Rauschens ist in der zufälligen zeitlichen Abfolge der Spikes zu erkennen. Es existieren sowohl Bereiche in denen keine, einzelne und mehrere Spikes zu finden sind. Insgesamt ist für $V_{ac} = 25,9 \text{ mV}$ das zeitliche Signal zu gering, um die Schwellspannung V_{t2} zu erreichen. Jedoch ist die Bedingung aus Gleichung (3.7) erfüllt. Bei der Erhöhung der Amplitude um $\Delta V_{ac} = 100 \mu\text{V}$ von $V_{ac} = 25,9 \text{ mV}$ auf 26 mV (rechts oben), ist der Ausgang V der RTD signifikant unterschiedlich mit einer deutlichen Erhöhung der Anzahl N der Spikes. Offensichtlich ist der Ausgang im Bereich der durch Rauschen aktivierten Spikes nichtlinear. Welche Eigenschaften diese Nichtlinearität auf den Ausgang des logischen Gatters hat, wird im Folgenden erläutert.

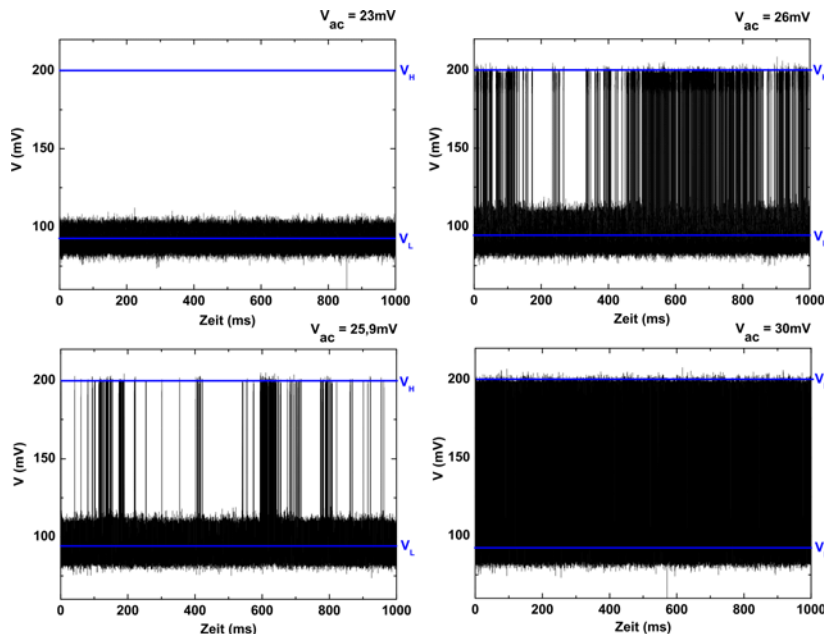


Abbildung 3.7: Zeitliche Ausgangssignale V der RTD für unterschiedliche Amplituden $V_{ac} = 23, 25,9, 26$ und 30 mV des periodischen Signals. Für $V_{ac} = 23$ mV (links oben) ist der Ausgang V gleich V_L (ohne Spikes) und für $V_{ac} = 30$ mV wird in jeder Periode ein Übergang von V_L nach V_H induziert. Für $V_{ac} = 25,9$ und 26 mV sind die Amplituden zu gering, um eigenständig Übergänge zu induzieren. Durch den Rauschuntergrund können jedoch Spikes generiert werden, wobei die Anzahl N signifikant von der Wahl der Amplitude abhängt. Bei Erhöhung der Amplitude von $V_{ac} = 25,9$ auf 26 mV steigt die Anzahl der Spikes signifikant.

Für die Messungen wurde der Ausgang V der RTD Struktur zeitlich mit einem Speicheroszilloskop aufgenommen und für die unterschiedlichen logischen Eingangskombinationen analysiert. Als Ausgang dient der Mittelwert $\langle V \rangle$, welcher mit der Anzahl der generierten Spikes N , über

$$\langle V \rangle \propto \frac{1/2(V_H + V_L)N + V_L(N_{ges} - N)}{N_{ges}} \quad (3.8)$$

zusammenhängt. Dabei ist N_{ges} die maximale Anzahl der mögliche Übergänge im Integrationsintervall ΔT und durch $N_{ges} = \Delta T \cdot f$ gegeben. Für $\Delta T = 50$ ms und $f = 10$ kHz sind maximal 500 Übergänge möglich. Werden keine Spikes generiert, d.h. $N = 0$, so ist der Ausgang mit $\langle V(N = 0) \rangle = V_L$ durch den unteren stabilen Zustand und für $N = N_{ges}$ durch $\langle V(N = N_{ges}) \rangle = 1/2(V_H + V_L)$ gegeben. Bisher wurde nur die Änderung des Ausgangs bei Variation der Amplitude V_{ac} betrachtet. Zusätzlich zum statischen Arbeitspunkt V_{bias} und der periodischen Modulation mit Amplitude V_{ac} wurde an den beiden Ästen der RTD Struktur (siehe *Abbildung 3.6(a)*) die logischen Schaltspannungen $V_{1,2}$ angelegt. Diese waren $V_{1,2} = 0$ mV für den logischen Null (*low*) und $V_{1,2} = 2$ mV für den logischen Eins (*high*) Eingang. Insgesamt ergeben sich die möglichen logischen Eingangskombinationen I mit $I = 0$ für $V_1 = V_2 = 0$ mV, $I = 1$ für $V_1 = 0(2)$ mV und $V_2 = 2(0)$ mV und schließlich $I = 2$ mit $V_1 = V_2 = 2$ mV. Für $I = 0$ sind beide Eingänge auf *low*, $I = 1$ sind die logischen Mischzu-

stände und für $I = 2$ sind beide Eingänge auf *high*. Links in *Abbildung 3.8(a)* ist der Mittelwert des RTD Ausgangs $\langle V \rangle$ (siehe Gleichung (3.8)) als Funktion von V_{ac} für die unterschiedlichen logischen Eingangskombinationen $I = 0, 1$ und 2 dargestellt. Für alle I und kleine Amplituden ($V_{ac} < 24 \text{ mV}$) ist der Ausgang $\langle V \rangle = V_L$. Nach Gleichung (3.8) folgt, dass für diesen Fall keine Übergänge ($N = 0$) von V_L nach V_H induziert wurden und die Amplitude V_{ac} zu gering war, um die Bedingung aus Gleichung (3.7) zu erfüllen. Umgekehrt ist für alle Eingangskombinationen ab $V_{ac} > 28 \text{ mV}$ der Ausgang $\langle V \rangle$ nahezu konstant und durch $\langle V \rangle = \frac{1}{2}(V_H + V_L)$ gegeben. In jeder Periode des periodischen Signals werden Übergänge induziert und die Anzahl der Übergänge N ist maximal mit $N = N_{ges}$. Um den logischen Ausgang zu definieren wurde eine Schwelle mit $V_{th} = 115 \text{ mV}$ definiert, welche durch $V_{th} = 1/4V_H + 3/4V_L$ (nach Gleichung (3.8)) gegeben ist und somit den Fall $N = N_{ges}/2$ widerspiegelt. Ist der Ausgang oberhalb der Schwelle, also mindestens 50 Prozent generierte Spikes, so ist der logische Ausgang *high*, sonst *low*. Für den logischen Eingang $I = 0$ ist $\langle V \rangle$ für Amplituden $V_{ac} < 24 \text{ mV}$ unterhalb der Schwelle. Wird die Amplitude stetig erhöht, so steigt $\langle V \rangle$ ab $V_{ac} > 24 \text{ mV}$ signifikant an, überquert die Schwelle bei etwa $V_{ac} \approx 24,1 \text{ mV}$ und bleibt schließlich für Amplituden $V_{ac} > 24,1 \text{ mV}$ oberhalb der Schwelle. Der logische Ausgang ist *low* für $V_{ac} < 24,1 \text{ mV}$ und *high* für $V_{ac} > 24,1 \text{ mV}$. Dieses lässt sich nicht nur für den logischen Eingang $I = 0$, sondern ebenfalls für $I = 1$ und 2 beobachten. Für $I = 1$ wird der logische Ausgang von *low* nach *high* bei der Amplitude $V_{ac} = 26 \text{ mV}$ und für $I = 2$ bei $V_{ac} = 27,6 \text{ mV}$ erreicht. In Abhängigkeit der Amplitude der periodischen Modulation können insgesamt drei Bereiche identifiziert werden. Unterhalb $V_{ac} < 24 \text{ mV}$ und oberhalb $V_{ac} > 27,6 \text{ mV}$ ist der Ausgang $\langle V \rangle$ auch immer unterhalb bzw. oberhalb der Schwelle V_{th} und der logische Ausgang ist *low* bzw. *high* für $I = 0, 1$ und 2 . Dies entspricht keinem logischen Gatter. Im Amplitudenbereich $24,1 \text{ mV} < V_{ac} < 26 \text{ mV}$ hingegen ist der Ausgang nur für $I = 0$ *high* und ansonsten für $I = 1$ und 2 *low*. Die Wahrheitstabelle für diesen Amplitudenbereich ist dem eines logischen NOR Gatters. Zusätzlich ist für den Spannungsbereich $26 \text{ mV} < V_{ac} < 27,6 \text{ mV}$ nur der Ausgang für $I = 2$ unterhalb der Schwelle. Für $I = 0$ und 1 ist der Ausgang *high* und für $I = 2$ gleich *low*. Dies entspricht nicht mehr dem Ausgang eines logischen NOR aber nun eines NAND Gatters. In Abhängigkeit der Amplitude V_{ac} konnten somit zwei universelle logische Gatter realisiert werden. Durch die geeignete Wahl der Amplitude V_{ac} lässt sich das Gatter einstellen und bei der Amplitude $V_{ac} = 26 \text{ mV}$ ist der Ausgang des logischen Gatters für eine Variation der Amplitude von $\Delta V_{ac} = 100 \mu\text{V}$ rekonfigurierbar, d.h. zwischen den beiden logischen Gatter kann geschaltet werden. Um die Rekonfigurierbarkeit detaillierter untersuchen zu können, ist rechts in *Abbildung 3.8* die normierte Steilheit S als Funktion der Amplitude V_{ac} für die logischen Eingangskombinationen $I = 0, 1$ und 2 dargestellt. Diese ist mit

$$S = \frac{d\langle V \rangle}{dV_{ac}} \frac{1}{\langle V \rangle} \quad (3.9)$$

definiert, welche die normierte Ausgangsänderung $\langle V \rangle$ als Funktion der Eingangsänderung V_{ac} angibt. Zusätzlich ist in *Abbildung 3.8* das theoretische thermische Limit herkömmlicher Transistoren mit $e/k_B T$ dargestellt. [112]

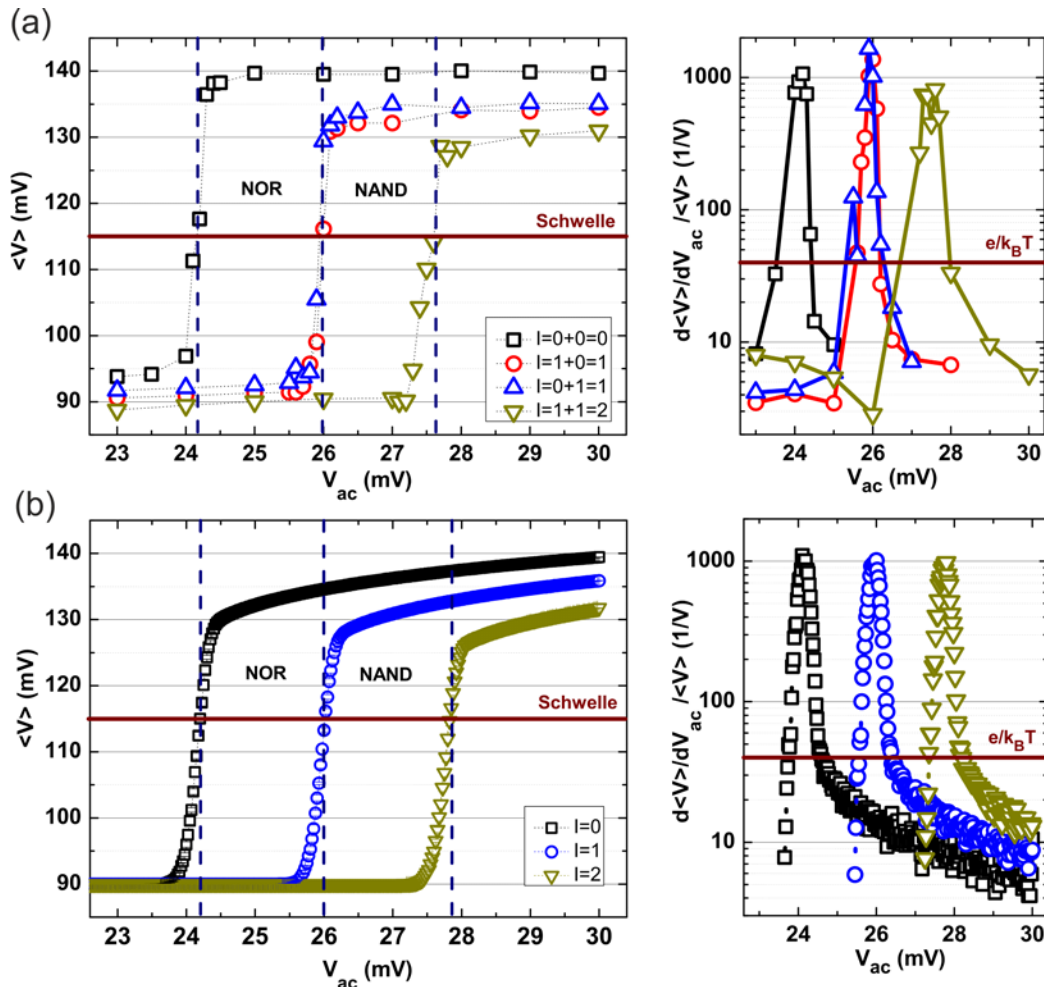


Abbildung 3.8: (a) (Links:) RTD Ausgang $\langle V \rangle$ als Funktion der Amplitude V_{ac} für die logischen Eingangskombinationen $I = 0, 1$ und 2 . Ein logisches NOR Gatter ist im Bereich $24,1 \text{ mV} < V_{ac} < 26 \text{ mV}$ und ein NAND Gatter im Bereich $26 \text{ mV} < V_{ac} < 27,6 \text{ mV}$ zu finden. Bei einer Amplitude von $V_{ac} = 26 \text{ mV}$ kann zwischen den beiden logischen Gattern (von NOR nach NAND und umgekehrt) mit einer Amplitudenvariation von lediglich $\Delta V_{ac} \sim 100 \mu\text{V}$ geschaltet werden. (Rechts:) Normierte Steilheit (nach Gleichung (3.9)) für die unterschiedlichen logischen Eingangskombinationen. Zusätzlich ist das thermische Limit $e/k_B T \sim 40(1/V)$ herkömmlicher Transistoren eingezeichnet. (b) Die ST-Simulation zu den experimentellen Daten in (a) zeigt eine gute Übereinstimmung sowohl im RTD Ausgang $\langle V \rangle$ (links) als auch in der normierten Steilheit (rechts).

Dieses Limit ist universell und für alle klassischen Transistoren gültig. Offensichtlich ist in Bereichen, in denen der RTD Ausgang durch das Rauschen dominiert ist, signifikant gegenüber $e/k_B T \sim 40(1/V)$ erhöht. Maximale Werte von $S_{max} \sim 1000 (1/V)$ werden erreicht, was einer Erhöhung um einen Faktor 25 gegenüber dem theoretischen Limit entspricht. Dadurch ist es möglich, dass der RTD Ausgang und damit die Funktionalität des logischen Gatters in einem Amplitudenbereich von lediglich $100 \mu\text{V}$ geändert werden kann. Durch die nicht thermisch limitierte normierte Steilheit kann einerseits durch eine geringe Amplitudenvariation zwischen den logischen Gattern geschaltet werden. Andererseits

ergibt sich ein zweiter wesentlicher Aspekt. Um diesen genauer darzustellen, wurden die experimentellen Daten simuliert.

Unterschiedliche Methoden können verwendet werden, z.B. RTD Simulationen analog dem *Schulman* Modell (siehe Abschnitt 3.1.2). Um jedoch die Universalität der Ergebnisse nicht explizit auf die RTD Funktionalität zurückzuführen, wurden Simulationen eines idealen Zwei-Niveau-Systems (Schmitt-Trigger-Modell) durchgeführt. [7] Das Simulationsprinzip ist in *Abbildung 3.9(a)* dargestellt. Ausgangspunkt ist die Transfercharakteristik eines idealen Schmitt-Triggers (ST) mit den beiden stabilen Zuständen V_H und V_L , welche durch die beiden Schwellenspannungen bei $\pm b$ separiert sind. In den Simulationen können diese aus dem Experiment extrahiert werden, d.h. $V_{L,H}$ in der Simulation entsprechen $V_{L,H} = 90$ (200) mV und $\pm b = \pm 15$ mV sind durch die Hysteresebreite $V_{hys} = 30$ mV der RTD gegeben. Ist der Anfangszustand durch V_L definiert, so kann ein Übergang von V_L nach V_H nur erzeugt werden, wenn das Signal $V(t)$ die Schwelle bei $-b$ erreicht. Der Ausgangszustand mit V_L kann anschließend nur wieder gesetzt werden, wenn das zeitliche Signal die Schwelle bei $+b$ erreicht. In *Abbildung 3.9(b)* ist das zeitliche Eingangssignal (Rechteckfunktion) und das entsprechende Ausgangssignal dargestellt. Der Ausgang ist bei t_0 durch V_L gegeben und erreicht zur Zeit t_1 die Barriere bei $-b$. Der Ausgang geht von V_L nach V_H über und verweilt in V_H bis zum Zeitpunkt t_2 . Für das Zeitintervall $T_{L,1} = t_1 - t_0$ ist der Ausgang V_L und für $T_{H,1} = t_2 - t_1$ ist der Ausgang V_H . In der Simulation ist das Eingangssignal $V(t)$ keine Rechteckspannung und setzt sich aus zeitabhängigen und den statischen Anteilen mit

$$V(t) = V_{bias} + V_{ac} \sin(2\pi ft) + I + \xi(t) \quad (3.10)$$

zusammen. V_{bias} ist der Arbeitspunkt, I der logische Eingang und V_{ac} die Amplitude des periodischen Signals mit Frequenz $f = 10$ kHz . Zusätzlich wird das Rauschen $\xi(t)$ zu den deterministischen Eingängen überlagert, welches das gesamte Rauschen der RTD simuliert. $\xi(t)$ ist ein Gauß-verteilt und exponentiell korreliertes Rauschen mit Mittelwert $\langle \xi(t) \rangle = 0$ und Korrelationszeit τ , welches über einen Ornstein-Uhlenbeck-Prozess [84, 113] mit

$$\frac{\partial \xi(t)}{\partial t} = -\lambda \xi + \sigma F \quad (3.11)$$

simuliert wird. $\lambda = \tau^{-1}$ und F ist ein unkorreliertes Rauschen mit Varianz σ^2 . Das Rauschen $\xi(t)$ ist exponentiell korreliert mit der Autokorrelation

$$\langle \xi(t) \cdot \xi(s) \rangle = \sigma_\xi^2 \exp\left(-\frac{|t-s|}{\tau}\right) \quad (3.12)$$

und der Varianz $\sigma_\xi^2 = \sigma^2 \tau / 2$.

Gleichfalls zu den deterministischen Signalen (V_{ac} , V_{bias} und I) wurde das Rauschen aus dem Experiment mit einem Network-Analyzer ermittelt und ist mit $\sigma_\xi = 0,14$ mV bestimmt worden. Analog zu den Experimenten wird der Ausgang $\langle V \rangle$ für eine Integrationszeit von $\Delta T = 50$ ms ermittelt. Links in *Abbildung 3.8(b)* ist der Ausgang $\langle V \rangle$ als

Funktion der Amplitude V_{ac} für die Simulation der RTD (analog zu *Abbildung 3.8(a)*) dargestellt. Auch sind rechts in *Abbildung 3.8(b)* die dazugehörigen normierten Steilheiten (nach Gleichung (3.9)) gezeigt. Der Vergleich der numerisch ermittelten Transfercharakteristiken mit den experimentellen Daten liefert eine gute Übereinstimmung. Lediglich minimale Abweichungen in den Bereichen der einzelnen logischen Gatter sind zu finden.

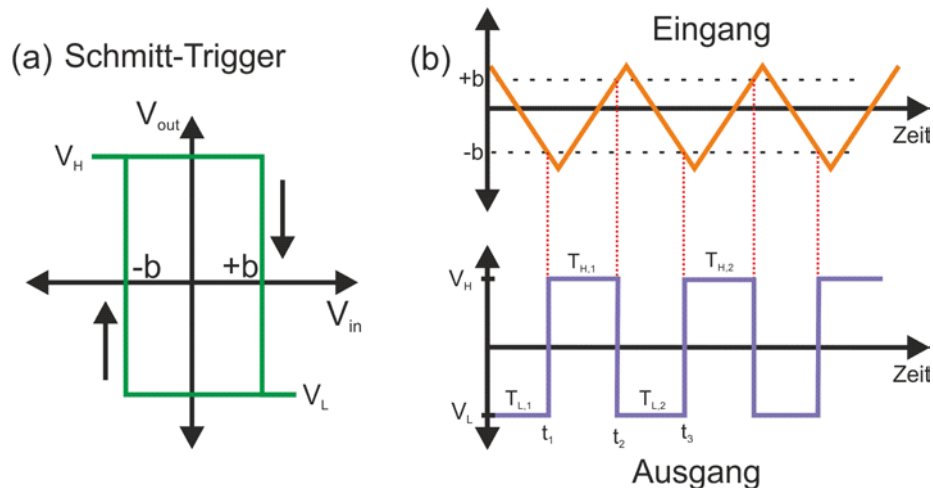


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung zur Simulation der RTD durch ein ideales Zwei-Niveau-System (Schmitt-Trigger-Modell). Die beiden stabilen Zustände V_L und V_H sind durch die Barrieren bei $\pm b$ separiert. Das Eingangssignal wird durch die Kombination aus statischen und zeitabhängigen Anteilen zusammengesetzt. Ist der Ausgang bei t_0 bei V_L , so wird dieser auf V_H gesetzt, falls der Eingang $-b$ erreicht wird. Umgekehrt wird wieder V_L gesetzt, falls $+b$ erreicht wird. Der Ausgang ist auf V_L mit den Haltezeiten $T_{L,1,\dots,n}$ und auf V_H mit $T_{H,1,\dots,n}$.

Um die zweite wesentliche Eigenschaft der beiden logischen Gatter zu untersuchen, wird das Rauschen innerhalb der Simulation geändert. In *Abbildung 3.10* ist der Ausgang $\langle V \rangle$ als Funktion der Rauschspannung σ für die NOR Konfiguration in (a) und der NAND Konfiguration in (b) dargestellt. Die Rauschspannung ist auf den logischen Eingang I normiert und für die NOR Konfiguration wurde $V_{ac} = 24,3 \text{ mV}$ und für die NAND Konfiguration $V_{ac} = 26 \text{ mV}$ gewählt. Für das NAND Gatter ist der Ausgang für die logischen Eingänge $I = 0$ und I stets oberhalb der Schwelle und variiert minimal mit dem Rauschen. Für die logische Eingangskombination mit $I = 2$ ist abhängig von der Rauschspannung σ/I der logische Ausgang unterhalb der Schwelle für $\sigma/I < 1$ und für $\sigma/I > 1$ stets oberhalb der Schwelle. Bis zu einem Rauschuntergrund vergleichbar der logischen Schaltspannung I kann somit immer noch ein logisches Gatter erkannt werden und oberhalb ist kein logisches Gatter zu identifizieren. Umgekehrt ist für die NOR Konfiguration mit $V_{ac} = 24,3 \text{ mV}$, nur der Ausgang für $I = 0$ immer oberhalb der Schwelle. Analog zum NAND Gatter ist bis zu einem Rauschen von $\sigma/I \sim 1$ auch die NOR Funktionalität gegeben. Insgesamt können beide logischen Gatter bis zu einem Rauschuntergrund von 100 % des logischen Eingangs betrieben werden.

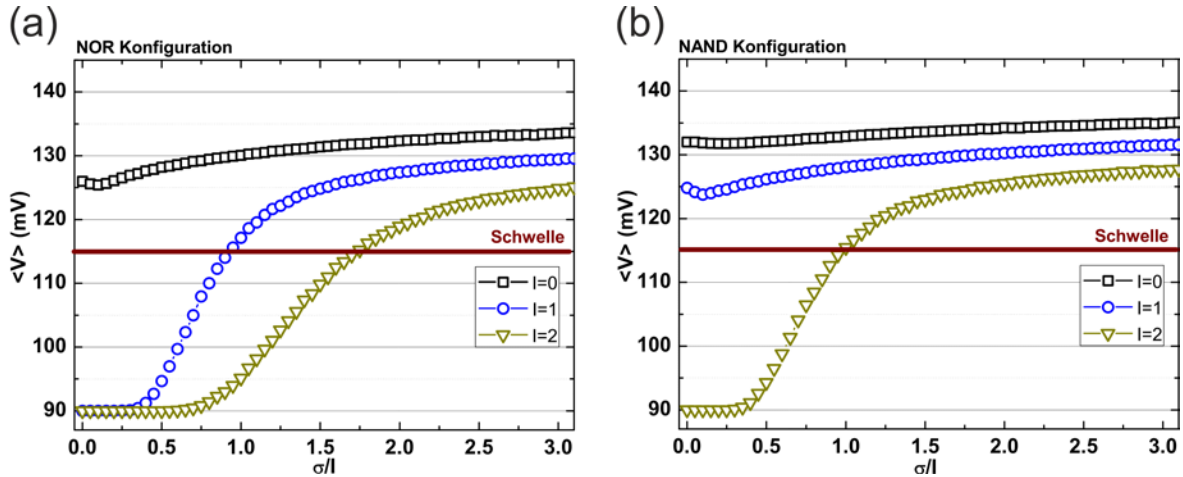


Abbildung 3.10: Ausgang des logischen Gatters $\langle V \rangle$ in NOR (a) und in NAND Konfiguration in (b) für die unterschiedlichen logischen Eingänge als Funktion der normierten Rauschspannung σ/I . Bis zu Rauschspannungen vergleichbar mit dem logischen Eingang $\sigma/I \approx 1$ ist für beide Konfigurationen ein funktionierendes logisches Gatter zu erkennen.

3.2.2 Logische-Stochastische-Resonanz

Im vorherigen Abschnitt wurde die Realisierung zweier logischer und universeller Gatter, NOR und NAND, in geätzten RTD Strukturen gezeigt. Durch den externen Kontrollparameter der Amplitude des periodischen Signals V_{ac} konnte zwischen den beiden Gattern geschaltet werden. Die hohe Fehlertoleranz der logischen Gatter bis zu einem Rauschuntergrund identisch dem logischen Eingang und die Rekonfigurierbarkeit sind ausgezeichnete Eigenschaften dieser Systeme. In nichtlinearen Systemen mit einem nicht zu vernachlässigen Rauschuntergrund können Phänomene beobachtet werden, in denen der Ausgang des Systems nicht durch das Rauschen minimiert wird. Im Gegensatz dazu können sogar Mechanismen zu einer Erhöhung und Verbesserung des Ausgangs durch das Rauschen auftreten. Diese werden unter dem Begriff „Stochastische Resonanz“ zusammengefasst. [7, 11, 114] Murali *et al.* [115-117] und Worschech *et al.* [118] haben dieses Prinzip auf logische Gatter erweitert und gezeigt, dass der Ausgang eines logischen Gatters ebenfalls maximal wird, wenn der Rauschuntergrund von null verschieden ist. In dieser Logischen-Stochastischen-Resonanz (LSR) ist der Ausgang des logischen Gatters, ob NOR oder NAND, analog zur SR maximal für einen definierten Rauschuntergrund. Für beide logischen Gatter gibt es einen fest definierten optimalen Rauschuntergrund, bei dem die Wahrscheinlichkeiten für die Gatter $P_{NAND,NOR}$ maximal werden und sonst deutlich geringer sind. Um jedoch zwischen beiden logischen Gattern zu schalten, also von NOR nach NAND und umgekehrt muss ein weiterer Parameter, die effektive Schwellenspannung des Systems verändert werden. [115, 118]

Analog zu Abschnitt 3.2.1 wurde eine geätzte RTD Struktur verwendet und der Messaufbau ist in *Abbildung 3.6(a)* dargestellt. Die Amplitude des periodischen Signals wurde fixiert und betrug $V_{ac} = 76,8$ mV mit der Frequenz $f = 1$ kHz. Zusätzlich wurde ein

Rauschgenerator am Stamm der RTD angelegt, welcher ein Gauß-verteilttes, weißes Rauschen liefert und eine Cut-Off Frequenz von $f = 20 \text{ MHz}$ besitzt. Der Ausgang der RTD $\langle V \rangle$ wurde erneut für die unterschiedlichen logischen Eingänge, aber nun als Funktion der Rauschleistung P_{noise} gemessen. In *Abbildung 3.11(a)* ist der gemessene RTD Ausgang $\langle V \rangle$ als Funktion der Rauschleistung P_{noise} für die unterschiedlichen logischen Eingänge $I = 0, 1$ und 2 dargestellt. Die logischen Eingänge wurden analog zum vorherigen Abschnitt definiert und die Schaltspannungen waren $V_{1,2} = 0(2) \text{ mV}$. Die zu den experimentellen Daten dazugehörigen Simulationen sind in *(b)* dargestellt. Die Schwellenspannung V_{th} wurde mit 110 mV definiert, was $V_{th} = 1/4V_H + 3/4V_L$ (nach Gleichung (3.8)) entspricht.

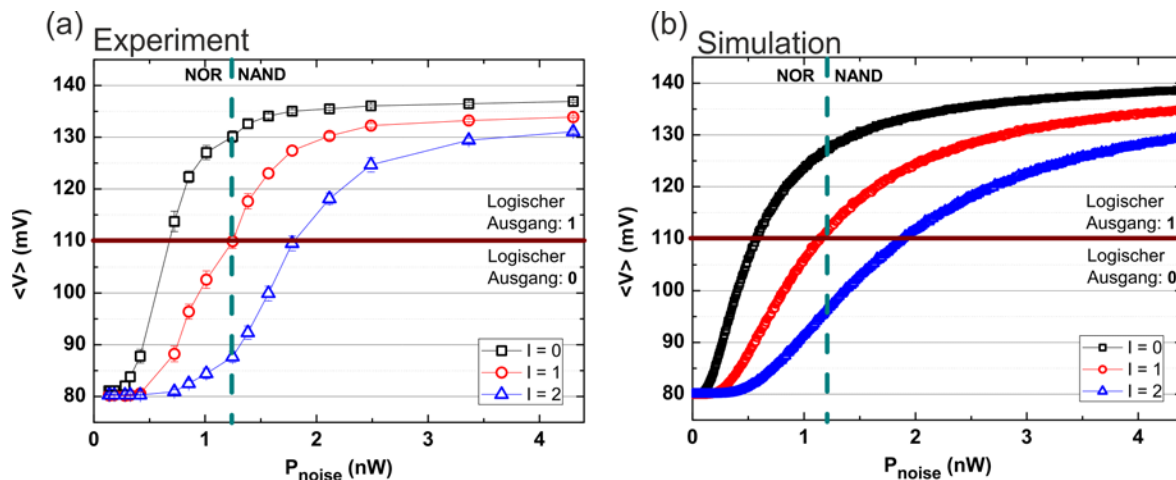


Abbildung 3.11: RTD Ausgang $\langle V \rangle$ als Funktion der Rauschleistung P_{noise} für experimentelle Daten in (a) und simulierter Daten in (b) für die unterschiedlichen logischen Eingangskombinationen $I = 0, 1$ und 2 . Im Rauschleistungsbereich $0,6 \text{ nW} < P_{noise} < 1,2 \text{ nW}$ ist der Ausgang ein logisches NOR und im Bereich $1,2 \text{ nW} < P_{noise} < 1,8 \text{ nW}$ ein logisches NAND Gatter. Bei einer Rauschleistung von $P_{noise} = 1,2 \text{ nW}$ kann zwischen den beiden Gattern geschaltet werden.

Für alle drei Eingangskombinationen $I = 0, 1$ und 2 ist der Ausgang für kleine Rauschleistungen $P_{noise} < 0,6 \text{ nW}$ durch den unteren stabilen Ausgang $V_L \approx 80 \text{ mV}$ gegeben und somit *low*. Übergänge nach V_H werden praktisch nicht generiert. Außerdem ist der Ausgang für alle drei Eingangskombinationen, d.h. $I = 0, 1$ und 2 , für $P_{noise} > 1,8 \text{ nW}$ oberhalb der Schwelle und der logische Ausgang ist *high*. Das System schaltet hier ständig zwischen den beiden Zuständen und die Anzahl der generierten Spikes ist maximal, d.h. $N = N_{ges}$. Für beide Bereiche kann kein logisches Gatter identifiziert werden. Für den logischen Eingang $I = 0$ wird die Schwellenspannung bei $P_{noise} = 0,6 \text{ nW}$, für $I = 1$ bei $P_{noise} = 1,2 \text{ nW}$ und für $I = 2$ bei $P_{noise} = 1,8 \text{ nW}$ überwunden und der Ausgang geht jeweils von *low* auf *high*. Zwischen $P_{noise} = 0,6$ und $1,2 \text{ nW}$ ist die Funktionsweise gleich dem logischen NOR Gatter, bei dem nur für $I = 0$ der Ausgang auf *high* liegt. Zwischen $P_{noise} = 1,2$ und $1,8 \text{ nW}$ kann ein logisches NAND Gatter identifiziert werden mit einem *low* Ausgang für $I = 2$ und sonst *high*. Bei der Rauschleistungen $P_{noise} = 1,2 \text{ nW}$ kann zwischen den Gattern geschal-

ten werden ohne dass ein weiterer Kontrollparameter, z.B. die Amplitude V_{ac} geändert werden musste. Zusätzlich zu den experimentellen Ergebnissen in *Abbildung 3.11(a)* sind in *(b)* die dazugehörigen ST-Simulation dargestellt. Analog zu Abschnitt 3.2.1 wurden auch hier die Simulationsparameter aus dem Experiment extrahiert. Die simulierten Daten entsprechen den experimentellen Daten.

Um nun die Wahrscheinlichkeit der einzelnen Gatter zu bestimmen, $P_{NAND,NOR}(P_{noise})$ können die Differenzen in den logischen Ausgängen betrachtet und analysiert werden. Für das NOR Gatter ist der Übergang von *low* nach *high* für den logischen Eingang $I = 1$ und für das NAND Gatter ist der Übergang für $I = 2$ der dominierende. Daher können die Wahrscheinlichkeiten als $P_{NOR,NAND}$ über

$$\begin{aligned} P_{NOR} &= \langle V(I=0) \rangle - \langle V(I=1) \rangle \\ P_{NAND} &= \langle V(I=1) \rangle - \langle V(I=2) \rangle \end{aligned} \quad (3.13)$$

definiert werden. In *Abbildung 3.12* sind P_{NOR} und P_{NAND} als Funktion der Rauschleistung P_{noise} für die experimentellen Daten in *(a)* und die simulierten Daten in *(b)* dargestellt.

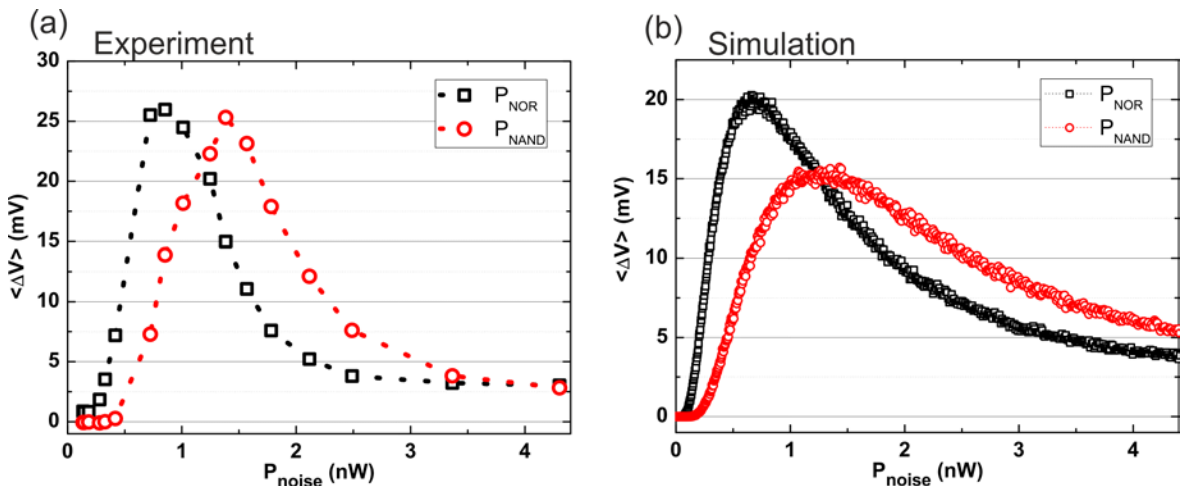


Abbildung 3.12: P_{NOR} und P_{NAND} als Funktion der Rauschleistung P_{noise} für die experimentellen Daten in *(a)* und den simulierten Daten in *(b)*. Beide Wahrscheinlichkeiten steigen zunächst an und erreichen ihr Maximum (Logische-Stochastische-Resonanz) bei $P_{NOR} = 0,8$ nW und $P_{NAND} = 1,4$ nW. Mit einer Rauschleistungsänderung von $\Delta P_{noise} = 0,6$ nW kann zwischen den beiden LSR Maxima geschaltet werden.

Für das NOR Gatter steigt P_{NOR} zunächst an, erreicht schließlich ein Maximum bei $P_{noise} = 0,8$ nW und fällt wieder ab. Analog verhält sich P_{NAND} , wobei das Maximum bei $P_{noise} = 1,4$ nW erreicht wird. Innerhalb des Rauschleistungsbereich von $0,6$ nW $< P_{noise} < 1,2$ nW ist das NOR Gatter definiert und das Maximum von P_{NOR} liegt mit $\max(P_{NOR}) = 0,8$ nW im NOR Bereich. Die Funktionalität des Gatters erreicht demnach ein Maximum für eine Rauschleistung ungleich null. Gleichmaßen ist für das NAND Gatter, welches im Bereich $1,2$ nW $< P_{noise} < 1,8$ nW definiert ist, das Maximum $P_{NAND} = 1,4$ nW erreicht. Für

beide Gatter gibt es eine Rauschleistung P_{noise} , welche den optimalen Arbeitspunkt widerspiegelt. Zusätzlich kann zwischen den beiden optimalen Bedingungen für die Gatter geschaltet werden, falls das Rauschen um einen Wert $\Delta P_{noise} = 0,6 \text{ nW}$ verändert wird. Dies ist analog zu den bisherigen Betrachtungen und spiegelt den Fall der Logischen-Stochastischen-Resonanz wider.

3.3 Lichtdetektion in Resonanten Tunnelndioden

Resonante Tunnelndioden sind lichtsensitive nanoelektronische Bauelemente, in denen im Wesentlichen zwei durch Licht-induzierte Änderungen der Transporteigenschaften auftreten: Einerseits ist dies die erhöhte Leitfähigkeit unter Beleuchtung (Photoleitfähigkeit) und andererseits die Coulomb-Wechselwirkung durch Photonen generierter, an der RTD Doppelbarriere akkumulierter Löcher mit Elektronen. [29],[32] Werden RTDs mit Licht der Energie $E_{light} > E_{gap}$, wobei E_{gap} die Bandlückenenergie des Absorptionsmaterials ist, und der optischen Leistungsdichte P_{opt} beleuchtet, so entstehen Elektron-Loch-Paare mit der Generationsrate [34]

$$G = \alpha \frac{P_{opt}}{E_{light}} . \quad (3.14)$$

α ist der Absorptionskoeffizient des Halbleitermaterials und für $E_{light} > E_{gap}$ gilt näherungsweise [119]

$$\alpha \approx 5.6 \cdot 10^4 \left(\frac{E_{light} - E_{gap}}{E_{light}} \right)^{0.5} \frac{1}{cm} . \quad (3.15)$$

Die generierten Ladungsträger rekombinieren mit einer Zeitskala τ_{ges} , welche durch

$$\frac{1}{\tau_{ges}} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{nrad}} \quad (3.16)$$

gegeben ist und sich aus den Zeitskalen für strahlende τ_{rad} und nichtstrahlende Rekombination τ_{nrad} zusammensetzt. [120] Zwischen Generation und Rekombination stellt sich ein Gleichgewicht ein und die Loch- (Δp) und Elektronendichten (Δn) sind $\Delta p = \Delta n = G \cdot \tau_{ges}$.

Der Innenwiderstand der RTD Strukturen ist R_{rtd} . Durch die Generation G der Elektron-Loch-Paare unter Beleuchtung verringert sich dieser um ΔR_{rtd} und wird durch Gleichung (2.15) beschrieben. Effektiv fällt weniger Spannung über die parasitären Kontakte und mehr über der RTD Doppelbarriere ab. Hierdurch verschiebt die erhöhte Photoleitfähigkeit unter Beleuchtung die Resonanzspannung V_{peak} der RTDs zu geringeren Vorwärtsspannungen und es gilt: $V_{peak}(Dunkel) > V_{peak}(Unter\ Beleuchtung)$. Die erhöhte Photoleitfähigkeit ist dominant bei großen Lichtleistungen und für große optische Anregungen kompensiert sie genau den Innenwiderstand der RTDs mit $R_{rtd} = \Delta R_{rtd}$ (siehe Gleichung (2.17)). [31] Hingegen ist für geringe Lichtleistungen die Coulomb-Wechselwirkung akkumulierter Löcher an der DBS der dominierende Effekt. Durch das angelegte elektrische Feld E , werden die generierten Löcher an der RTD Doppelbarriere akkumuliert und die Elektronen von der DBS entfernt. Im Gleichgewicht stellt sich eine Lochdichte ρ_{hole} an der DBS ein, was eine zusätzliche Spannung V_{hole} mit

$$V_{hole} = \frac{2\varepsilon_w l_b + \varepsilon_b l_w}{\varepsilon_b \varepsilon_w} \rho_{hole} \quad (3.17)$$

bewirkt. [31] Dabei sind $l_{b,w}$ die Schichtdicken und $\varepsilon_{b,w}$ die Permittivitäten des Quantentrog (w) und der Barrieren (b). Die zusätzliche Spannung V_{hole} ändert effektiv die Transmission der Elektronen von Source nach Drain. Komplementär zur erhöhten Photoleitfä-

higkeit, verschiebt die Resonanzbedingung zu geringeren Vorwärtsspannungen. Dieser Effekt kann signifikant erhöht werden, indem Quantenpunkte nahe der RTD Doppelbarriere gewachsen werden, welche die generierten Löcher lokalisieren. [32],[30],[33]

Abschnitt 3.3.1 beschreibt die Lichtsensitivität geätzter RTD Strukturen und vergleicht diese mit denen herkömmlich strukturierter RTD Mesen. Durch die spezielle Probengeometrie ist ein weiterer Lichtmechanismus gefunden worden, welcher sich durch eine Resonanzbedingungsverschiebung zu größeren Vorwärtsspannungen auszeichnet und durch die direkte Variation der Fermi-Energie erreicht wird. Der gefundene Lichtmechanismus ist hochsensitiv. Werden die RTD Strukturen dynamisch im bistabilen Bereich betrieben, können Sensitivitäten von über $10^6 A/W$ und eine Auflösung von wenigen Photonen bei Raumtemperatur erreicht werden (Abschnitt 3.3.2). Die Signaldetektion im bistabilen Bereich der RTD wird in Abschnitt 3.3.3 näher dargestellt. Durch die Methode der Receiver-Operating-Charakteristik (ROC) werden spezielle stochastisch aktivierte Eigenschaften dieses Detektorsystems untersucht. Abschließend wird in Abschnitt 3.3.4 Stochastische Resonanz unter periodischer optischer Anregung der RTD Strukturen dargestellt.

3.3.1 Lichtsensitivität durch direkte Fermi-Energie Modulation

In *Abbildung 3.13* ist der schematische Messaufbau und Elektronenmikroskop-Aufnahmen der Kontakte der unterschiedlichen Strukturen gezeigt. Beide RTDs basieren auf einen identischen Schichtaufbau und wurden durch trockenchemisches Ätzen prozessiert. Der Unterschied ist, dass bei der geätzten RTD Struktur zusätzlich ein Graben in die Mesa geätzt wurde. Den Topkontakt bilden zwei Au-Finger, welche die einzelnen Äste der RTD kontaktieren. Die lichtaktive Fläche A_{opt} dieser Struktur ist durch die Grabenbreite $l_{Graben} = 150 \text{ nm}$ und dem RTD Durchmesser $d = 1,2 \text{ }\mu\text{m}$ mit $A_{opt} = l_{graben} \cdot d = 0,18 \text{ }\mu\text{m}^2$ gegeben. Für die im Folgenden als Referenzprobe bezeichnete RTD wurde anstelle des Grabens und der beiden seitlichen Kontakte ein Ringkontakt-Layout verwendet. Das optische Fenster zur Beleuchtung wurde durch ein Loch im Au-Topkontakt realisiert und die Größe des optischen Fensters ist in etwa $A_{opt} = A_{rtid} - (d_{rtid}/2 - 200 \text{ nm})^2 \pi$, wobei A_{rtid} die RTD Mesenfläche und $(d_{rtid}/2 - 200 \text{ nm})^2 \pi$ die elektrische Kontaktfläche ist. Für einen RTD Mesendurchmesser von $d = 2 \text{ }\mu\text{m}$ ist $A_{opt} = 1,13 \text{ }\mu\text{m}^2$. Zur optischen Anregung wurde ein Halbleiterlaser der Wellenlänge $\lambda = 448 \text{ nm}$ verwendet, welcher über ein Spiegel- und Linsensystem auf die RTD fokussiert wurde. Durch einen variablen Graukeilfilter und zusätzliche Absorber konnte die Lichtleistung variiert und mit einem Photodetektor gemessen werden. Die RTDs wurden bei Raumtemperatur betrieben und der Strom als Spannungsabfall am externen Widerstand R gemessen.

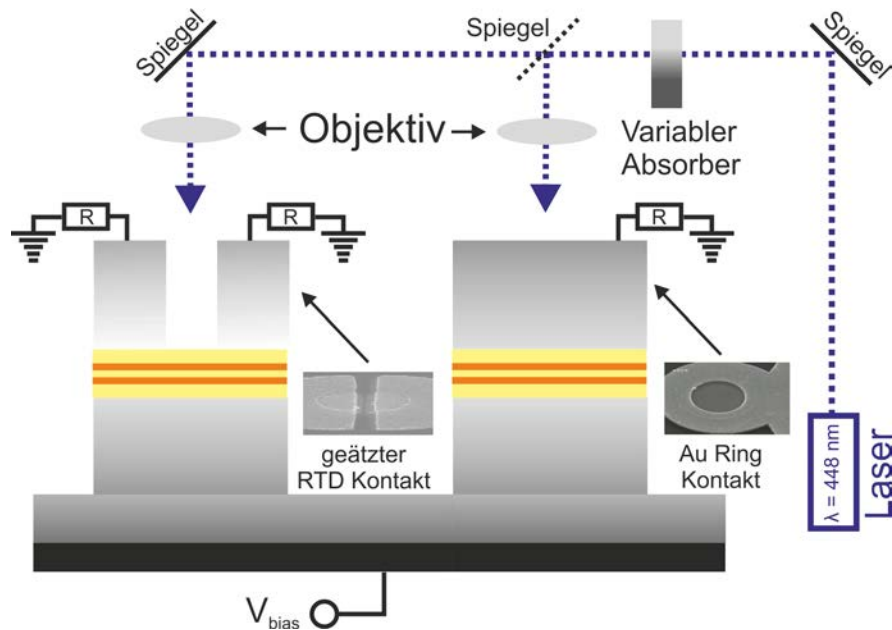


Abbildung 3.13: Schematischer Messaufbau und Elektronenmikroskop-Aufnahmen der beiden unterschiedlich prozessierten RTD Mesen. Beide Strukturen wurden auf demselben Ausgangswafer prozessiert und unterscheiden sich lediglich in den Topkontakt-Layouts (links: Au-Finger, rechts: Ringkontakt). Zusätzlich wurde bei der linken Mesa ein Graben der Breite $l_{\text{graben}} = 150 \text{ nm}$ geätzt.

In *Abbildung 3.14(a)* sind $I(V)$ -Kennlinien unter Beleuchtung (durchgehend) und als Referenz die Messung im Dunkeln (gestrichelt) der geätzten RTD dargestellt. Die Vorwärtsspannung V_{bias} wurde am Stamm angelegt und der Strom als Spannungsabfall über dem externen Widerstand mit R an einem der Äste gemessen (links in *Abbildung 3.13*). Um die Asymmetrie in der Vorwärtsspannung der $I(V)$ -Kennlinie, hervorgerufen durch die unterschiedlichen Drain- und Sourcekontakte, zu kompensieren, wurde der Widerstand für den negativen Spannungsbereich gleich $R = 5 \text{ k}\Omega$ und für den positiven Spannungsbereich gleich $R = 1 \text{ k}\Omega$ gewählt. Die Hysteresebreite V_{hys} ist $V_{p,\text{hys}} = V_{t2} - V_{t1} = 508 \text{ mV}$ für den positiven und $V_{n,\text{hys}} = 521 \text{ mV}$ für den negativen Spannungsbereich. Zusätzlich sind in *Abbildung 3.14(a)* die bistabilen Bereiche vergrößert dargestellt. Für die Messung im Dunkeln sind die Resonanzströme $I_{\text{peak}(+V_{\text{bias}})} = 215 \mu\text{A}$ und $I_{\text{peak}(-V_{\text{bias}})} = -212 \mu\text{A}$ vergleichbar. Die Schwellspannungen sind $V_{t1} = 2,707 \text{ V}$ und $V_{t2} = 2,199 \text{ V}$ für positive und $V_{t1} = -2,236 \text{ V}$ und $V_{t2} = -1,715 \text{ V}$ für negative Vorwärtsspannungen. Unter Beleuchtung sind drei wesentliche Veränderungen in den $I(V)$ -Kennlinien zu beobachten. Klar zu erkennen ist, dass die Schwellspannungen V_{t1} und V_{t2} zu betragsmäßig größeren Vorwärtsspannungen verschieben. Für den positiven Spannungsbereich sind $V_{t1} = 2,765 \text{ V}$ und $V_{t2} = 2,232 \text{ V}$. Im Vergleich mit der Messung im Dunkeln sind dies Verschiebungen von $\Delta V_{t1} = 58 \text{ mV}$ und $\Delta V_{t2} = 33 \text{ mV}$. Für den negativen Spannungsbereich sind die Schwellspannungen unter Beleuchtung $V_{t1} = -2,378 \text{ V}$ und $V_{t2} = -1,771 \text{ V}$, was Verschiebungen von $\Delta V_{t1} = 142 \text{ mV}$ und $\Delta V_{t2} = 56 \text{ mV}$ entspricht. Unabhängig von der Spannungsrichtung ist die Verschiebung der Schwellspannungen für den up-sweep, also ΔV_{t1} , signifi-

kant gegenüber den down-sweep ΔV_{t2} erhöht. Auch ist die Verschiebung im negativen gegenüber dem positiven Spannungsbereich merklich erhöht. Drittens ist der Photostrom $\Delta I = I(\text{Unter Beleuchtung}) - I(\text{Dunkel})$ für den nicht-kohärenten Transportbereich, ab $V_{bias} > V_{t1}$ kaum unterschiedlich. Diese Änderungen in der I(V)-Kennlinie der geätzten RTD Struktur sind mit den zu Beginn beschriebenen und aus der Literatur bekannten Lichtmechanismen einer RTD nicht zu erklären. Denn durch die erhöhte Photoleitfähigkeit und der Coulomb-Wechselwirkung sollten die Schwellspannungen zu kleineren Vorwärtsspannungen verschieben. Weiterhin ist ein wesentlicher Lichteffect für den nicht-kohärenten Transportbereich zu erwarten. Um zu demonstrieren, dass der gefundene Lichtmechanismus auf die neue Probengeometrie mit einem zentralen Spalt zurückzuführen ist, wurden zunächst Transportmessungen an den herkömmlich strukturierten RTD Mesen durchgeführt. In *Abbildung 3.14(b)* sind die I(V)-Kennlinien der Referenzprobe für die Messung im Dunkeln (gestrichelt) und unter Beleuchtung (durchgehend) dargestellt. Die Spannung V_{bias} wurde analog der geätzten RTD angelegt und der Strom als Spannungsabfall an $R = 10$ (negative V_{bias}) und 220Ω (positive V_{bias}) gemessen. Unterschiede zu den vorherigen Strukturen sind der größere RTD Durchmesser mit $d = 2 \mu\text{m}$ und das obere Topkontakt-Layout. Durch den Ringkontakt ist einerseits die Mesenfläche A_{rtd} , aber andererseits auch der lichtaktive Bereich A_{opt} größer. Bei konstanter Lichtleistungsdichte ist somit die Generationsrate G (aus Gleichung (3.14)) erhöht. Die Referenzprobe zeigt eine signifikant unterschiedliche Charakteristik unter Beleuchtung als die vorhergehende geätzte RTD Struktur.

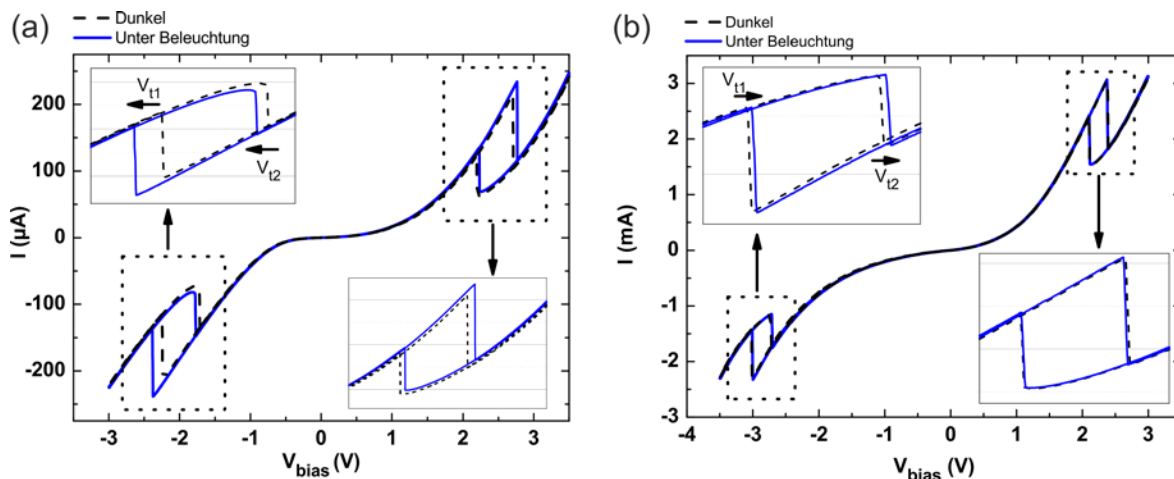


Abbildung 3.14: I(V)-Kennlinien der geätzten RTD in (a) und der RTD mit Ringkontakt in (b), aufgenommen unter Beleuchtung (durchgehend) und als Referenz die Messung im Dunkeln (gestrichelt). (a) Die Schwellspannungen $V_{t1,t2}$ verschieben zu betragsmäßig größeren Vorwärtsspannungen (siehe Vergrößerungen). (b) Im Gegensatz zu der geätzten RTD Mesa verschieben die Schwellspannungen $V_{t1,t2}$ zu betragsmäßig kleineren Werten. Der Lichteffect ist durch Lochakkumulation und die erhöhte Photoleitfähigkeit gegeben.

Die beiden Schwellspannungen V_{t1} und V_{t2} verschieben zu betragsmäßig kleineren Vorwärtsspannungen. Dies ist durch die erhöhte Leitfähigkeit der RTD und der Lochakkumu-

lation an der DBS gegeben. Die Verschiebungen der Schwellspannungen sind $\Delta V_{t1} = 6 \text{ mV}$ und $\Delta V_{t2} = 3 \text{ mV}$ für den positiven und $\Delta V_{t1} = 12 \text{ mV}$ und $\Delta V_{t2} = 14 \text{ mV}$ für den negativen Spannungsbereich. Für beide Spannungsbereiche kann die erhöhte Photoleitfähigkeit als identisch angenommen werden. Lochakkumulation und die daraus resultierende Coulomb-Wechselwirkung treten hingegen nur für den negativen Spannungsbereich auf. Die generierten Löcher werden für positive Vorwärtsspannungen von der DBS entfernt. Im Gegensatz zu der in *Abbildung 3.14(a)* vorgestellten geätzten RTD Struktur sind die Schwellspannungsverschiebungen wesentlich geringer. Auch ist die Änderung in den Schwellspannungen für den up- und den down-sweep nahezu identisch, wohingegen für die geätzte RTD Struktur ΔV_{t1} signifikant gegenüber ΔV_{t2} erhöht ist. Um die beiden unterschiedlichen Mechanismen detaillierter zu untersuchen, wurden die Verschiebungen der Schwellspannungen $\Delta V_{t1,2}$ der geätzten und der Referenzstruktur als Funktion der einfallenden Lichtleistung analysiert.

In *Abbildung 3.15* sind zunächst $I(V)$ -Kennlinien der geätzten RTD für drei unterschiedliche Lastwiderstände $R = 0,8, 1,6$ und $3,2 \text{ k}\Omega$ (von (a) nach (c)) unter Beleuchtung mit der Laserleistung $P_{\text{light}} = 100 \text{ nW}$ und als Referenz die Messung im Dunkeln dargestellt. Der RTD Mesendurchmesser war $d = 1,2 \text{ }\mu\text{m}$ und die Vorwärtsspannung V_{bias} wurde an einem der Äste angelegt. Für die Messung im Dunkeln und mit zunehmender Last nehmen die Hysteresebreiten mit $V_{\text{hys}} = 65, 193$ und 461 mV für $R = 0,8, 1,6$ und $3,2 \text{ k}\Omega$ zu. Zusätzlich verschieben die Schwellspannungen zu größeren Vorwärtsspannungen. Beide Eigenschaften können auf den Ladelinien-Effekt zurückgeführt werden (siehe Abschnitt 3.1.2). Für die Messung im Dunkeln und unter Beleuchtung sind die Resonanzströme $I_{\text{peak}}(\text{Dunkel}) = 345 \text{ }\mu\text{A}$ und $I_{\text{peak}}(P_{\text{light}}) = 370 \text{ }\mu\text{A}$ für alle drei Lastwiderstände identisch. Signifikanteste Änderungen bei Variation der externen Last sind die Verschiebung der Schwellspannungen $V_{t1,2}$ und der unterschiedliche Response im nicht-kohärenten Transportbereich (Talstrom). Mit zunehmendem Lastwiderstand nehmen $\Delta V_{t1,2}$ zu und der Photostrom im nicht-kohärenten Transportbereich ab.

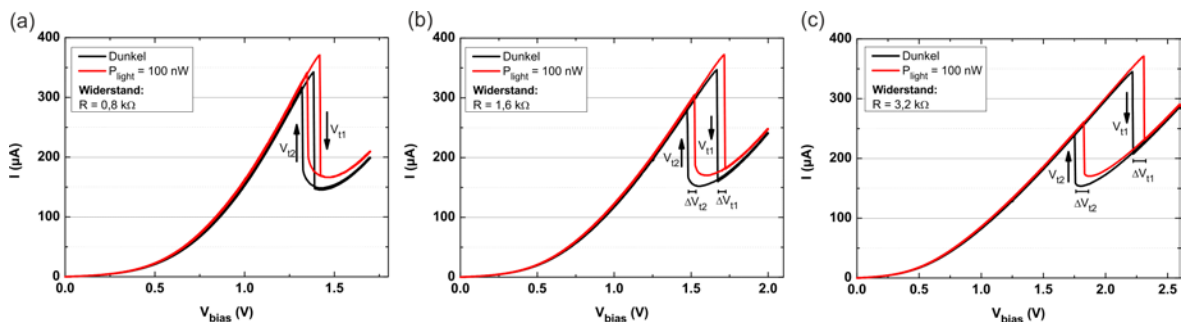


Abbildung 3.15: $I(V)$ -Kennlinien der geätzten RTD Struktur für die Messung im Dunkeln und unter Beleuchtung mit $P_{\text{light}} = 100 \text{ nW}$ für Lastwiderstände $R = 0,8, 1,6$ und $3,2 \text{ k}\Omega$ (von (a) nach (c)). Die Breite der Hysterese V_{hys} und die Schwellspannungen steigen mit zunehmendem Lastwiderstand. Unter Beleuchtung nehmen $\Delta V_{t1,2}$ zu und der Photostrom im nicht-kohärenten Transportbereich mit zunehmender Last ab.

In *Abbildung 3.16* sind die Schwellspannungsverschiebungen $\Delta V_{t1} = V_{t1}(P_{light}) - V_{t1}(Dunkel)$ der geätzten RTD in (a) und der RTD mit Ringkontakt in (b) dargestellt. Die Lastwiderstände waren $R = 0,8, 1,6$ und $3,2 \text{ k}\Omega$ in (a) und $R = 100 \Omega$ in (b). Für die geätzte RTD verschieben die Schwellspannungen zu größeren (positive ΔV_{t1}) und für die RTD mit Ringkontakt zu kleineren (negative ΔV_{t1}) Vorwärtsspannungen unter Beleuchtung. Für $P_{light} = 3 \text{ nW}$ sind diese für die geätzte RTD beispielsweise $\Delta V_{t1} = 10, 20$ und 33 mV für $R = 0,8, 1,6$, und $3,2 \text{ k}\Omega$. Analog zu V_{t1} verschiebt V_{t2} in gleicher Weise, wobei ΔV_{t1} gegenüber ΔV_{t2} signifikant erhöht ist und deshalb nur V_{t1} dargestellt ist. Die geätzte RTD Struktur ist durch zwei besondere Merkmale ausgezeichnet. Einerseits steigt ΔV_{t1} mit zunehmendem Lastwiderstand an. Dies liegt daran, dass der Photostrom in Resonanz um ΔI_{peak} steigt und dieser für alle drei Lastwiderstände konstant ist. Der Gesamtwiderstand der RTD R_{ges} ist nicht signifikant von der externen Last abhängig, d.h. es gilt $R_{ges} \gg R$. Die Verschiebung der Schwellspannung ΔV_{t1} unter Beleuchtung wird durch die Steigung der Lastgeraden $-1/R$ und dem Photostrom ΔI_{peak} generiert. Bei konstanter Stromänderung ΔI_{peak} folgt eine Erhöhung von ΔV_{t1} mit zunehmendem Lastwiderstand. Das gleiche Argument gilt für den Talstrom und damit für ΔV_{t2} . Die Variation des Lastwiderstandes und daraus die resultierende Erhöhung von $\Delta V_{t1,2}$ bei gleicher Eingangsleistung, liefert jedoch keine gesteigerte Lichtsensitivität. Gleichermäßen zum Photostrom ΔI_{peak} steigt das Strom- bzw. Schrotrauschen der RTD um $\Delta i_{RTD} = 2e\Delta I_{peak}$ an und durch die Variation des Lastwiderstandes steigt ebenfalls der Fehler in der Schwellspannung. Der zweite wesentliche Aspekt ist der nichtlineare Zusammenhang zwischen der Verschiebung ΔV_{t1} und der eingestrahlten Lichtleistung P_{light} . Dieses ist durch den zugrundeliegenden Effekt gegeben.

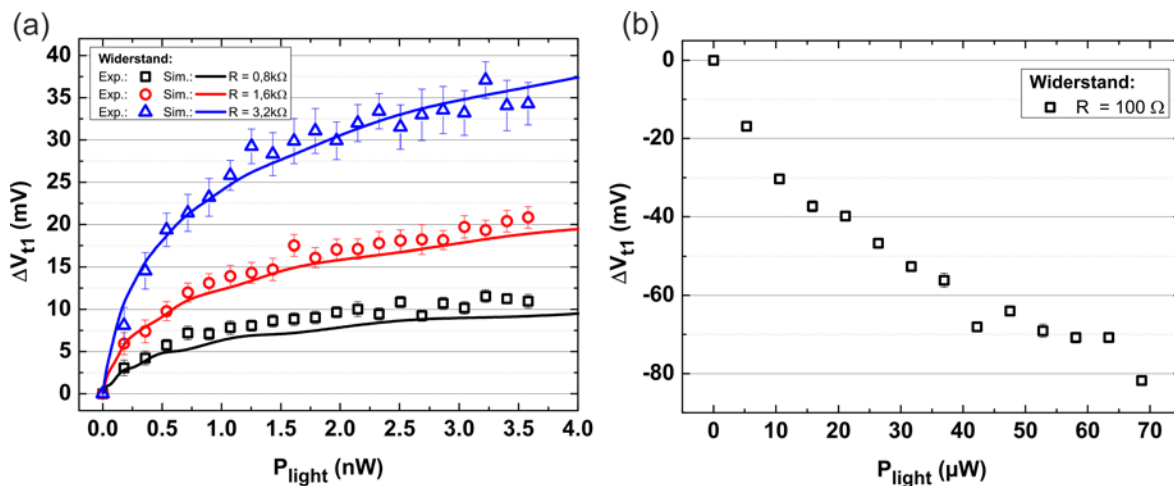


Abbildung 3.16: Änderung der Schwellspannung ΔV_{t1} für die geätzte RTD Struktur in (a) und der Referenzprobe mit Ringkontakt in (b). Verschieben die Schwellspannungen für die geätzte RTD Struktur zu größeren Werten mit positiven ΔV_{t1} , so ist der umgekehrte Fall für die Referenzprobe zu erkennen. Zusätzlich sind in (a) die Änderungen in der Schwellspannung ΔV_{t1} aus der Simulation dargestellt.

Die Verschiebung von ΔV_{tl} für die Referenzprobe erfolgt zu kleineren Vorwärtsspannungen (negatives ΔV_{tl}) in Abhängigkeit von P_{light} . Ein weiterer deutlicher Unterschied zu geätzten RTD Strukturen ist der größere Lichtleistungsbereich, welcher notwendig ist, eine betragsmäßig vergleichbare Verschiebung von ΔV_{tl} zu erreichen. Die Auflösungsgrenze für die Referenzprobe ist weit oberhalb des in *Abbildung 3.16(a)* dargestellten Bereiches der geätzten RTD Struktur. In *Abbildung 3.16(a)* sind zusätzlich simulierte $\Delta V_{tl}(P_{light})$ dargestellt.

Um den zugrundeliegenden Mechanismus der geätzten RTD Strukturen zu untersuchen, wurden RTD Simulationen analog Abschnitt 3.1.2 durchgeführt. Dabei wird der intrinsische RTD Widerstand R_{rtd} und die externe Last R dadurch Rechnung getragen, dass der Spannungsabfall V an der RTD durch

$$V = V_{bias} - (R_{rtd} + R)I \quad (3.18)$$

gegeben ist. I ist der Strom und V_{bias} die externe Spannung. Die Coulomb-Wechselwirkung akkumulierter Löcher wurde durch eine zusätzliche Spannung V_{hole} berücksichtigt und die Berechnung von V_{hole} kann nach Ref. [31] durchgeführt werden. Gleichung (3.18) wird in Gleichungen (3.4) und (3.5) eingesetzt und die Strom-Spannungscharakteristik rekursiv gelöst. Oben in *Abbildung 3.17(a)* sind die gemessenen (siehe *Abbildung 3.15(b)*) und unten die simulierten I(V)-Kennlinien der geätzten RTD Struktur im Dunkeln (schwarz), bei einer Änderung der Fermi-Energie um $\Delta E_F = 3,7 \text{ meV}$ ($E_F/e = B$, rot) und bei Berücksichtigung einer zusätzlichen Lochspannung $V_{hole} = -0,1 \text{ V}$ (blau) dargestellt. Um den Lichteffekt zu berücksichtigen, wurde einerseits die Variation in der Fermi-Energie und zum Vergleich der Lichtmechanismus durch Lochakkumulation verwendet. Die Parameter der Simulation waren: $A = 12333$, $C = 0,1539$, $n_1 = 0,1360$, $n_2 = 0,1070$, $H = 25$, $D = 0,007$ und $R_{rtd} = 100 \Omega$. Für den Fermi-Energie Parameter wurde im Dunkel $B = 0,0202$ und unter Beleuchtung $B = 0,0239$ gewählt. Unter Beleuchtung (durchgehend) ist bei Variation der Lochspannung V_{hole} der für die RTD mit Ringkontakt gefundene Verlauf (analog zu *Abbildung 3.14(b)* und *Abbildung 3.16(b)*) qualitativ zu beobachten. Hier verschieben die Schwellspannungen zu kleineren Werten. Bei Variation der Fermi-Energie ΔE_F (bzw. B) wird die I(V)-Kennlinie der geätzten RTD Struktur hingegen vollständig beschrieben. Einerseits verschieben die Schwellspannungen $V_{t1,t2}$ zu größeren Vorwärtsspannungen mit $\Delta V_{t1} > \Delta V_{t2}$ und andererseits ist der Photostrom für den nicht-kohärenten Transportanteil ebenfalls zu vernachlässigen. Die lichtinduzierte Variation der Fermi-Energie beschreibt in exzellenter Übereinstimmung mit dem Experiment die inverse Verschiebung der Schwellspannungen im Vergleich zur Referenzstruktur. In *Abbildung 3.17(b)* ist die Variation der Schwellspannung ΔV_{tl} in Abhängigkeit der Änderung der Fermi-Energie ΔE_F für die drei unterschiedlichen Lastwiderstände dargestellt. Diese sind lineare Funktionen, d.h. $\Delta V_{tl}(R_i) = \alpha_i \Delta E_F$. Aus den Fitgeraden wurden die Steigungen mit $\alpha_1(R_1 = 0,8 \text{ k}\Omega) = 6,63 (1/e)$, $\alpha_2(R_2 = 1,6 \text{ k}\Omega) = 13,14 (1/e)$ und $\alpha_3(R_3 = 3,2 \text{ k}\Omega) = 25,60 (1/e)$ bestimmt.

Die Variation der Fermi-Energie ΔE_F ist abhängig von der Gleichgewichtsanzahl der Elektronen n , der durch Licht-induzierten Elektronenanzahl Δn und durch

$$\frac{n}{n + \Delta n} = \exp(-\Delta E_F / k_B T) \quad (3.19)$$

gegeben. [121] Δn ist proportional zur eingestrahlenen Lichtleistung P_{light} . Löst man Gleichung (3.19) und nimmt den linearen Zusammenhang zwischen der Änderung der Fermi-Energie und Schwellspannungsverschiebung an, folgt für $\Delta V_{t1}(R_i)$:

$$\Delta V_{t1}(R_i) = \beta_i \cdot \ln(1 + \gamma P) \quad (3.20)$$

Dabei ist γ unabhängig von der Last R und nur von der Ladungsgeneration G abhängig. β_i ist der Linearitätsfaktor zwischen der Änderung der Fermi-Energie und der Schwellspannungsverschiebung. Aus dem Fit nach Gleichung (3.20) für die experimentellen Verschiebungen der Schwellspannungen aus *Abbildung 3.16(a)* ist der Mittelwert γ für alle Lastwiderstände $\gamma = 10^6$ (1/W) und $\beta_1(R_1 = 0,8 \text{ k}\Omega) = 0,003$ (V), $\beta_2(R_2 = 1,6 \text{ k}\Omega) = 0,005$ (V) und $\beta_3(R_3 = 3,2 \text{ k}\Omega) = 0,009$ (V). Aus dem Mittelwert der Verhältnisse $\beta_i/a_i = 2560$ (V/e), Gleichung (3.19) und $\Delta V_{t1}(R_i) = a_i \Delta E_F$ kann die Änderung der Fermi-Energie (*Abbildung 3.17(b)*) in Abhängigkeit der Lichtleistung (*Abbildung 3.16(a)*) bestimmt werden. Die durchgezogenen Linien in *Abbildung 3.16(a)* stellen die Ergebnisse der Simulation aus *Abbildung 3.17(b)* mit den gefundenen Parametern dar.

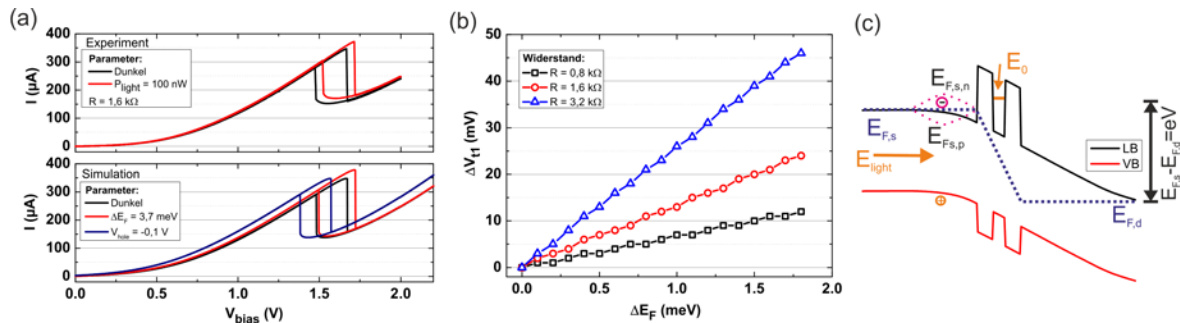


Abbildung 3.17: (a) Experimentelle (oben) und simulierte (unten) $I(V)$ -Kennlinien der geätzten RTD Mesa unter Beleuchtung (rot, oben) und als Referenz im Dunkeln (schwarz) für eine Variation der Fermi-Energie ΔE_F (rot, unten) und einer Lochspannung V_{hole} (blau, unten). Für V_{hole} folgt eine Verschiebung zu kleineren Vorwärtsspannungen unter Beleuchtung, wohingegen die RTD Kennlinie bei Variation von ΔE_F zu größeren Werten verschiebt. (b) Verschiebung der Schwellspannung ΔV_{t1} in Abhängigkeit der Änderung der Fermi-Energie ΔE_F . (c) Schematische Darstellung der Aufspaltung der Fermi-Energie $E_{F,s}$ in Quasi-Fermi-Niveaus der Elektronen $E_{F,s,n}$ und Löcher $E_{F,s,p}$ in Abhängigkeit der Resonanzenergie E_0 .

Wie diese Ergebnisse interpretiert werden können, ist in *Abbildung 3.17(c)* als Modell schematisch dargestellt. Durch die angelegte externe Spannung sind die Fermi-Energien in Source und Drain unterschiedlich und es gilt $E_{F,s} - E_{F,d} = eV$. Jedoch sind die einzelnen Reservoirs im thermischen Gleichgewicht, so dass die Fermi-Energie für Löcher $E_{F,s(d),p}$

und Elektronen $E_{F,s(d),n}$ identisch sind. Wird die Struktur lokal beleuchtet, so spaltet die Fermi-Energie in Quasi-Fermi-Niveaus für die Elektronen und Löcher auf. Werden nun die Elektronen und Löcher nahe der DBS erzeugt, stellt sich folgendes Szenario ein. Das Quasi-Fermi-Niveau der Elektronen steigt. Falls ohne Beleuchtung $E_{F,s} < E_0$ gilt, ist kein Stromfluss möglich. Durch die Änderung der Fermi-Energie kann nun $E_{F,s,n} = E_0$ gelten und resonantes Tunnel ist erlaubt. Das eintreffende Elektron wird durch die Barriere transmittiert. Das Loch hingegen verweilt für eine Dauer τ_{hole} für die gilt $\tau_{hole} \gg \tau_{el}$, wobei τ_{el} die Tunnelzeit eines Elektrons von Source nach Drain beschreibt und typischerweise im ps Bereich liegt. [25] Da die Elektronen und Löcher lokal separiert sind, ist der Anteil von strahlenden Rekombinationen nur gering. Im Gegensatz zu der Coulomb-Wechselwirkung im Drainkontakt ist die Variation der Fermi-Energie lichtsensitiver. Wie dies ausgenutzt werden kann um in geätzten RTD Strukturen hochsensitive Lichtdetektion bis zu einer Einzelphotonenauflösung zu erreichen, wird im Folgenden dargestellt.

3.3.2 Photosensitivität und Einzelphotonenauflösung

In Abschnitt 3.2 wurde gezeigt, dass es im bistabilen Bereich der RTD zu durch Rauschen aktiviertem Schalten kommt und Werte der normierten Steilheit oberhalb des thermischen Limits mit $e/k_B T$ möglich sind. Im Folgenden wird dieser Bereich der Transfercharakteristik verwendet, um hochsensitive Lichtdetektion und Einzelphotonenauflösung zu erreichen. Die geätzten RTD Strukturen wurden im bistabilen Bereich betrieben und zusätzlich zum dc-Spannungsanteil V_{bias} wurde ein periodisches Signal mit Amplitude $V_{ac} = 66 \text{ mV}$ und Frequenz $f = 10 \text{ kHz}$ superponiert. V_{bias} setzt den Arbeitspunkt und durch die Modulierung können Übergänge von $V_H \approx 240 \text{ mV}$ nach $V_L \approx 90 \text{ mV}$ (und umgekehrt) getriggert werden. Die Amplitude des periodischen Signals war so gewählt, dass $V_{ac} > V_{hys}/2$ gilt, wobei $V_{hys} \approx 100 \text{ mV}$ die Hysteresebreite ist. Für die Messung im Dunkeln war der Arbeitspunkt mit $V_{bias} = 1/2(V_{t1} + V_{t2})$ so gewählt, dass er symmetrisch zwischen den beiden Schwellspannungen $V_{t1,t2}$ lag und durch $V_{ac} > V_{hys}/2$ wurden immer Übergänge zwischen V_H und V_L induziert. Dieser Fall ist schematisch links in *Abbildung 3.18* dargestellt. Im Dunkeln schaltet der Ausgang der RTD in jeder Periode $T = 1/f$ des modulierten Signals gleich zwischen V_H und V_L . Für die Haltezeit der beiden stabilen Zustände $T_{H,L}$ gilt $T_H + T_L = T$ und $T_H = T_L$. Im symmetrischen Fall ist der Haltezeitenunterschied ΔT , definiert durch $\Delta T = T_H - T_L$, gleich null. Unter Beleuchtung verschieben die Schwellspannungen V_{t1} und V_{t2} um $\Delta V_{t1,t2}$ (siehe links in *Abbildung 3.18* und Abschnitt 3.3.1) zu größeren Vorwärtsspannungen. Für geringe $\Delta V_{t1,t2}$ schaltet der RTD Ausgang weiterhin zwischen V_H und V_L mit den jeweiligen Verweildauern T_H und T_L . Jedoch sind im Unterschied zum System im Dunkeln die beiden Haltezeiten nicht mehr identisch und es gilt $T_H \neq T_L$. Unter Beleuchtung verweilt der RTD Ausgang eine längere Zeitspanne in V_H gegenüber V_L und es folgt, dass $T_H > T_L$. Die Haltezeitendifferenz ΔT ist demnach von null verschieden und für $\Delta T = T_H - T_L$ gilt, $\Delta T > 0$. Im Folgenden dient die Haltezeitendifferenz ΔT als Ausgang des Detektors. Diese ist direkt mit dem zeitlichen Mittelwert der Ausgangsspannung $\langle V \rangle$ über

$$\langle V \rangle = \frac{V_H T_H + V_L T_L}{T} = \frac{V_H \Delta T + (V_H + V_L) T_L}{T} \quad (3.21)$$

korreliert. Wird nun der dc-Arbeitspunkt nicht symmetrisch gewählt, sondern ist um ΔV im Vergleich zu $\frac{1}{2}(V_{t1} + V_{t2})$ verschoben, verändern sich der Ausgang ohne und mit Beleuchtung. ΔV gibt die Asymmetrie im System an und ist positiv $\Delta V > 0$, wenn der Arbeitspunkt näher an V_{t1} und negativ $\Delta V < 0$, wenn der Arbeitspunkt näher an V_{t2} liegt. Diese beiden Fälle sind ebenfalls in *Abbildung 3.18* (mitte und rechts) dargestellt. Für den gewählten und dargestellten Fall mit $-\Delta V$ ist der Ausgang der RTD für die Messung im Dunkeln durch die Modulation gegeben und der Ausgang oszilliert zwischen V_H und V_L . Jedoch ist das System nicht symmetrisch, was bereits eine Haltezeitendifferenz $\Delta T > 0$ für die Messung im Dunkeln erzeugt. Wird das System nun beleuchtet, d.h. die Schwellspannungen $V_{t1,t2}$ verschieben, wird in der dargestellten Konfiguration V_{t1} zu keinem Zeitpunkt erreicht. Der Ausgang der RTD ist nun ständig V_H und die Haltezeitendifferenz wird maximal da $T_H = T$ und $T_L = 0$. Umgekehrt wird in der rechts in *Abbildung 3.18* dargestellten Konfiguration V_{t2} nicht erreicht und die Haltezeitendifferenz wird minimal da $T_L = T$ und $T_H = 0$. Offensichtlich ist für die beiden Konfigurationen nur jeweils eine Schwellspannungsverschiebung, V_{t1} für $\Delta V < 0$ und V_{t2} für $\Delta V > 0$, signifikant. Durch die Variation von ΔV um den symmetrischen Fall mit $\frac{1}{2}(V_{t1} + V_{t2})$, wird nun der Ausgang des bistabilen Detektors über den gesamten bistabilen Bereich analysiert.

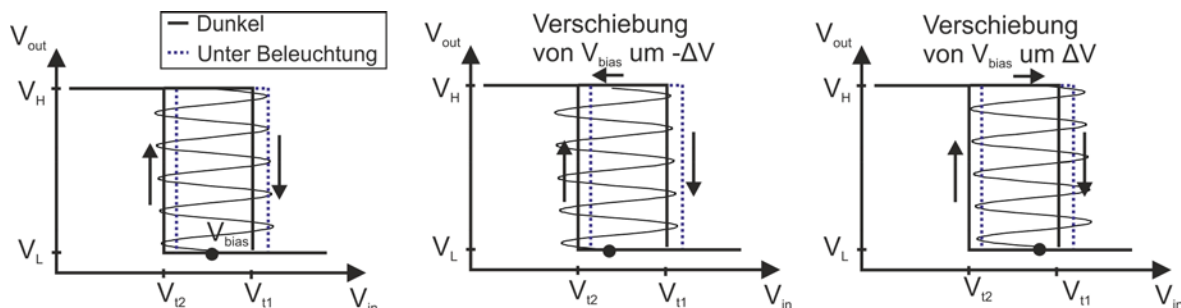


Abbildung 3.18: Schematische Variation der Haltezeitendifferenz in Abhängigkeit des Arbeitspunktes V_{bias} für ein bistabiles System ohne und mit Beleuchtung. Im symmetrischen Fall (links) mit $V_{bias} = \frac{1}{2}(V_{t1} + V_{t2})$ schaltet der Ausgang durch das periodische Signal zwischen V_H und V_L sowohl im Dunkeln als auch bei der Schwellspannungsverschiebungen $\Delta V_{t1,t2}$ unter Beleuchtung. Die Änderung der Haltezeitendifferenz $\Delta T = T_H - T_L$ dient als Ausgang des Detektors. Wird der Arbeitspunkt V_{bias} zu V_{t2} um $-\Delta V$ verschoben (mitte), so wird unter Beleuchtung V_{t1} nicht erreicht und der Ausgang ist für den gesamten Zeitpunkt bei V_H mit Zeit T_H . Für eine Verschiebung zu V_{t1} um $+\Delta V$ (rechts), ist der Ausgang ohne Beleuchtung für den gesamten Zeitpunkt bei V_L mit Zeit T_L .

In *Abbildung 3.19* sind die Mittelwerte der RTD Ausgangsspannung $\langle V \rangle$, aufgenommen unter optischer Beleuchtung mit $P_{light} = 0,2 \text{ nW}$ und als Referenz die Messung im Dunkeln, als Funktion der Asymmetrie ΔV dargestellt. Die Ausgangsspannung wurde über den Lastwiderstand mit $R = 1 \text{ k}\Omega$ gemessen. Analog zu den vorhergehenden Überlegungen ist $\Delta V = 0 \text{ V}$ für $V_{bias} = \frac{1}{2}(V_{t1} + V_{t2})$ definiert. Negative ΔV beschreiben die Verschiebung von V_{bias}

näher zu V_{i2} und positive näher zu V_{i1} . Für $-60 \text{ mV} < \Delta V < -20 \text{ mV}$ ist der RTD Ausgang $\langle V \rangle$, sowohl unter Beleuchtung als auch im Dunkeln, nur durch den stabilen Zustand mit $V_H \approx 240 \text{ mV}$ geben und die Haltezeiten sind $T = T_H$ und $T_L = 0$. Die Haltezeitendifferenz ΔT ist sowohl unter Beleuchtung als auch im Dunkeln mit T_H gegeben und die Differenz ist null. Die RTD ist kein ideales Zwei-Niveau-System. Einerseits verschieben zwar die Schwellspannungen, aber andererseits wird auch ein Photostrom ΔI generiert. Dadurch ist der Ausgang in den beiden stabilen Zuständen V_H und V_L selbst von der eingestrahlenen Lichtleistung abhängig und es gilt, dass $\Delta V_H = V_H(\text{Unter Beleuchtung}) - V_H(\text{Dunkel}) > 0$. Daher ist der Ausgang des RTD Detektors auch dann von null verschieden, wenn keine Änderung in den Haltezeiten auftritt. Jedoch ist diese signifikant gegenüber den Ausgang im bistabilen Bereich erniedrigt. Analog ist für $19 \text{ mV} < \Delta V < 60 \text{ mV}$ der Ausgang der RTD $\langle V \rangle$ sowohl unter Beleuchtung als auch im Dunkeln stets im unteren der beiden stabilen Zustände mit Ausgang $\langle V \rangle = V_L \approx 90 \text{ mV}$ und Haltezeit $T = T_L$. Innerhalb des Bereiches $-20 \text{ mV} < \Delta V < 19 \text{ mV}$ ist der RTD Ausgang $\langle V \rangle$ durch die Differenz in den unterschiedlichen Haltezeiten charakterisiert, welcher wiederum in drei Bereiche eingeteilt werden kann. Für $-7 \text{ mV} < \Delta V < 12 \text{ mV}$ (nahe der Symmetrie) ist der RTD Ausgang $\langle V \rangle$ (im Dunkeln und unter Beleuchtung) dadurch gekennzeichnet, dass er innerhalb einer Periode des modulierten Signals zwischen den beiden Zuständen mit V_H und V_L oszilliert und die Haltezeiten T_H und T_L aufweist. Unter Beleuchtung verschieben die Schwellspannungen und die Haltezeitendifferenz ΔT ist unterschiedlich zu der Referenzmessung im Dunkeln. Die Änderung im Ausgangssignal $\langle V \rangle$ ist direkt mit der Haltezeitendifferenz gekoppelt (siehe Gleichung (3.21)). Zusätzlich zu den drei bereits dargestellten Bereichen, sind für $-20 \text{ mV} < \Delta V < -7 \text{ mV}$ und $12 \text{ mV} < \Delta V < 19 \text{ mV}$ Bereiche hoher Sensitivität zu erkennen. Der Ausgang $\langle V \rangle$ unterscheidet sich hier signifikant zwischen der Messung im Dunkeln und unter Beleuchtung. Für $-20 \text{ mV} < \Delta V < -7 \text{ mV}$ (schematische Darstellung mitte in *Abbildung 3.18*) ist das Ausgangssignal $\langle V \rangle$ durch die Schwellspannungsverschiebung ΔV_{i1} gegeben. Ist das periodische Signal nahe der Schwellspannung V_{i1} ohne Beleuchtung, so können durch das Signal alleine keine Übergänge induziert werden. Durch das Rauschen kann die Barriere vermindert werden und es werden stochastisch verteilte Übergänge von V_L nach V_H induziert. Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, ist dieser Bereich nicht thermisch limitiert sondern durch den Rauschuntergrund gegeben. Unter Beleuchtung setzt dieser, durch Rauschen aktivierter Bereich, erst bei größeren ΔV ein. Dadurch kommt es zu einem ausgezeichneten Bereich, in dem die beiden Ausgänge unterschiedlich sind und die größte Änderung im Ausgangssignal unter Beleuchtung zu finden ist. Für den Bereich $12 \text{ mV} < \Delta V < 19 \text{ mV}$ (schematische Darstellung rechts in *Abbildung 3.18*) ist der Ausgang umgekehrt auf die Schwellspannungsverschiebung ΔV_{i2} zurückzuführen. Um den bisher diskutierte Verlauf im bistabilen Bereich des RTD Lichtsensors genauer zu untersuchen, ist in *Abbildung 3.19(a)* zusätzlich die normierte Sensitivität, gegeben durch $S = (d\langle V \rangle / dP_{\text{light}}) / \max(S)$, dargestellt. Zwei Maxima bei $\Delta V = -13$ und $+15 \text{ mV}$ sind ausgeprägt, welche im durch Rauschen aktivierten Bereich auftreten. Das Maximum bei $\Delta V = -13 \text{ mV}$ ist gegenüber dem Maximum bei $\Delta V = 15 \text{ mV}$ erhöht, was an der größeren Schwellspannungsverschiebung von ΔV_{i1} gegenüber ΔV_{i2} liegt und bereits in Abschnitt

3.3.1 ausführlich diskutiert wurde. Zusätzlich zu den beiden Maxima ist eine Erhöhung im Bereich des Haltezeitenunterschieds $-7 < \Delta V < 12 \text{ mV}$ gegenüber $\Delta V = \pm 60 \text{ mV}$ zu erkennen. In *Abbildung 3.19(b)* ist der dazugehörige simulierte RTD Ausgang nach Gleichungen (3.4), (3.5) und (3.6) dargestellt. Die Simulationsparameter wurden, wenn möglich dem Experiment angeglichen, z.B. $f = 10 \text{ kHz}$ und V_{ac} war 65 mV . Als optischer Eingang wurde eine Variation der Fermi-Energie um $\Delta E_F = 0,7 \text{ meV}$ angenommen. Das RTD Rauschen wurde nach Gleichung (3.11) simuliert und durch den experimentellen Wert $\sigma = 500 \mu\text{V}$ bestimmt. Weitere Parameter waren: $A = 12333$, $C = 0,1539$, $n_1 = 0,0815$ und $n_2 = 0,0737$, $D = 0,003$ und $H = 26$. Offensichtlich spiegelt die Simulation den experimentellen Verlauf wider. Speziell die normierten Sensitivitäten mit der Erhöhung des Maximums bei negativen gegenüber positiven ΔV konnte somit bestätigt werden.

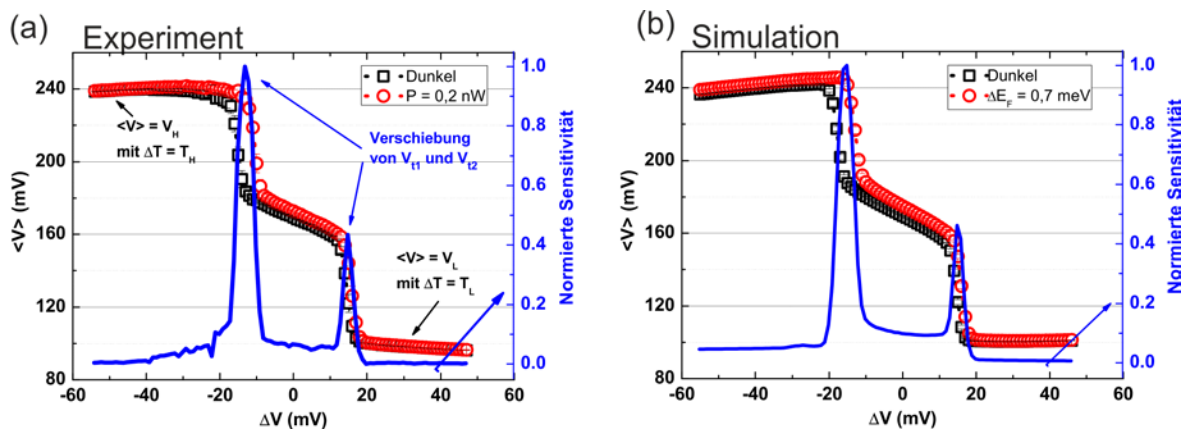


Abbildung 3.19: (a) Mittelwert der Ausgangsspannung $\langle V \rangle$ und normierte Sensitivität in Abhängigkeit der Asymmetrie ΔV , aufgenommen im Dunkel und unter Beleuchtung mit $P = 0,2 \text{ nW}$. Die Sensitivität S zeigt zwei Maxima, welche die Bereiche des durch Rauschen aktivierten Schaltens kennzeichnen. (b) Simulierter RTD Ausgang (nach Gleichungen (3.4), (3.5) und (3.6)) mit den aus dem Experiment extrahierten Parametern bei einer Variation der Fermi-Energie um $\Delta E_F = 0,7 \text{ meV}$. Eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ist zu finden, z.B. die erhöhte Sensitivität bei $\Delta V = -13 \text{ mV}$ gegenüber $\Delta V = 15 \text{ mV}$.

Speziell zwei Eigenschaften des bistabilen RTD Photodetektors wurden detaillierter untersucht. Der symmetrische Arbeitspunkt mit $\Delta V = 0 \text{ V}$ wurde ausgenutzt, um die Lichtsensitivität S zu bestimmen. Zusätzlich wurde der durch Rauschen aktivierte Bereich zur Auflösungsgrenze der Photonenzahl betrachtet. Zur Bestimmung der Sensitivität wurde eine RTD Mesa mit $d = 1,1 \mu\text{m}$ verwendet und der Arbeitspunkt symmetrisch zwischen den beiden Schwellspannungen mit $\Delta V = 0 \text{ V}$ eingestellt. Die Amplitude des periodischen Signals war $V_{ac} = 80 \text{ mV}$ ($V_{ac} > V_{hys}/2$) mit Frequenz $f = 10 \text{ kHz}$. Der Photostrom $\Delta I = I(\text{Unter Beleuchtung}) - I(\text{Dunkel})$ wurde als Spannungsabfall an $R = 1 \text{ k}\Omega$ gemessen. In *Abbildung 3.20* ist ΔI als Funktion der Lichtleistung P_{light} für die Wellenlänge $\lambda = 448 \text{ nm}$ dargestellt. Für geringe Lichtleistungen $P_{light} \ll \text{nW}$ ist der Photostrom linear mit der Eingangsleistung und für $P_{light} = 2 \text{ pW}$ ungefähr $\Delta I \approx 2 \mu\text{A}$. Durch die lineare Photostrom-

Lichtleistungs-Relation kann aus der linearen Fitfunktion die Steigung und die Sensitivität S mit $S = 1,05 \cdot 10^6 \text{ A/W}$ bestimmt werden. Für eine Quantenausbeute von 100% ist die spektrale Empfindlichkeit $SE(\lambda)$ für $\lambda = 448 \text{ nm}$ gleich $SE = 0,36 \text{ A/W}$, womit ein interner Multiplikationsfaktor $M = 2,92 \cdot 10^6$ abgeschätzt werden kann. Dieser Multiplikationsfaktor wird durch das Ausnutzen des bistabilen Bereiches und der damit resultierenden Verschiebungen der Schwellenspannungen $V_{H,2}$ erreicht. Durch wenige Photonen werden die Übergänge des RTD Ausgangs zwischen V_L und V_H variiert und damit der Photostrom. Insgesamt ist dieser durch die Änderung der Haltezeitendifferenz $\Delta T = \Delta T(P_{\text{light}}) - \Delta T(\text{Dunkel})$ gegeben. Für das symmetrische System ist $\Delta T(\text{Dunkel}) = 0$ und der Photostrom ist nach Gleichung (3.21) mit der Haltezeitendifferenz durch $\Delta I \propto \Delta T = \Delta T(P_{\text{light}})$ definiert.

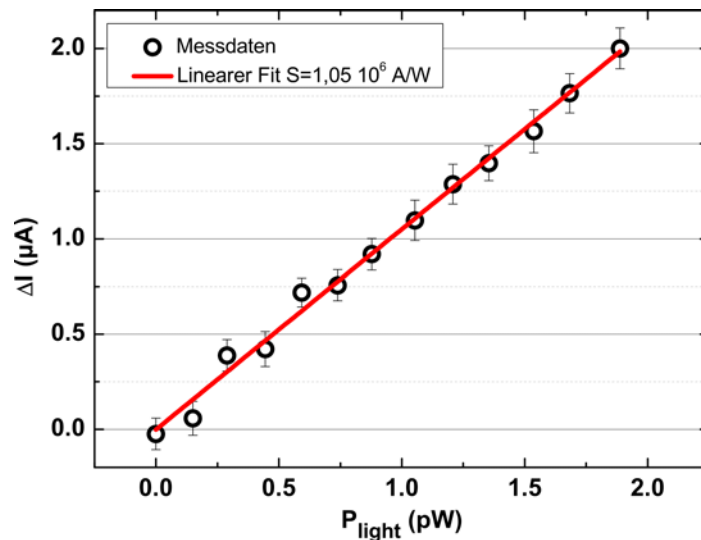


Abbildung 3.20: Photostrom ΔI in Abhängigkeit der Lichtleistung P_{light} ($\sim \text{pW}$) für Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 448 \text{ nm}$ im symmetrischen Arbeitspunkt $\Delta V = 0 \text{ V}$. Durch die Linearität von $\Delta I(P_{\text{light}})$ kann die Sensitivität S aus dem linearen Fit mit $S = 1,05 \cdot 10^6 \text{ A/W}$ bestimmt und der interne Multiplikationsfaktor M mit $2,95 \cdot 10^6$ abgeschätzt werden.

Für die bisherigen optischen Anregungen wurde ein Dauerstrich (cw) betriebener Laser mit Wellenlänge $\lambda = 448 \text{ nm}$ verwendet. Zur Bestimmung der minimalen Photonenauflösung im Bereich der durch Rauschen aktivierten Übergänge (siehe Abbildung 3.19) wurde ein gepulster Laser mit Pulsdauer $\Delta t = 100 \text{ ns}$, Wiederholungsfrequenz $f_{\text{rep}} = 198 \text{ kHz}$ und Wellenlänge $\lambda = 780 \text{ nm}$ verwendet. Das periodische Modulationssignal der RTD mit Amplitude $V_{ac} = 80 \text{ mV}$ wurde mit dem gepulsten Laser synchronisiert, wobei ein zeitlicher Delay τ zwischen beiden Signalen variabel eingestellt werden konnte. In Abbildung 3.21 sind zwei Perioden des RTD Ausgangssignals V_{out} ohne in (a) und mit gepulster optischer Anregung in (b) dargestellt. Zusätzlich ist das Spannungssignal des Laserkontrollers V_{Laser} gezeigt. Die RTD wurde im unteren stabilen Zustand mit $V_L \approx 75 \text{ mV}$ betrieben und unter Beleuchtung können Übergänge von V_L nach $V_H \approx 175 \text{ mV}$ induziert werden. Der Delay τ war so eingestellt, dass das Lichtsignal des gepulsten Laser in etwa beim minima-

len Abstand zur Schwelle V_{t2} auftritt. Die Repetitionsfrequenz des Lasers war mit $f_{rep} = 198 \text{ kHz}$ so eingestellt, dass ein einzelner Lichtimpuls nur einen Übergang ermöglichen kann. Die Totzeit τ_{tot} des Detektors war deutlich geringer als $1/f_{rep}$, d.h. $1/f_{rep} \gg \tau_{tot}$. Der dc-Spannungsanteil und die Amplitude wurden so eingestellt, dass ohne optische Anregung kaum Übergänge von V_L nach V_H induziert wurden (siehe (a)). Wird die RTD gepulst optisch angeregt (siehe (b)) und Photonen absorbiert, so verschiebt die Schwellspannung V_{t2} zu größeren Werten und Übergänge von V_L nach V_H können induziert und anschließend ausgelesen werden. In *Abbildung 3.21(b)* sind zwei Übergänge für mehrere Photonen pro Puls dargestellt. Über die Amplitude der Spannung des Pulsgenerators V_{Laser} und zusätzliche variable optische Absorber wurde die Anzahl der Photonen pro Puls auf wenige Photonen eingestellt und mit einem Powermeter ermittelt. Um die minimale Anzahl von Photonen pro Puls des RTD Photodetektors zu bestimmen, wurde die Anzahl generierter Pulse als Funktion der Photonen/Puls analysiert. Hierbei wurde jeweils die Anzahl N der Übergänge mit und ohne optische Anregung ermittelt und die Count-Wahrscheinlichkeit (CW) errechnet. Diese ist das Verhältnis zwischen gemessenen Übergängen und möglichen Übergängen N_{ges} und durch $CW = N/N_{ges}$ bestimmt. N_{ges} ist durch das Integrationsintervall ΔT und der Wiederholungsfrequenz $f_{rep} = 198 \text{ kHz}$ durch $N_{ges} = \Delta T \cdot f_{rep}$ gegeben.

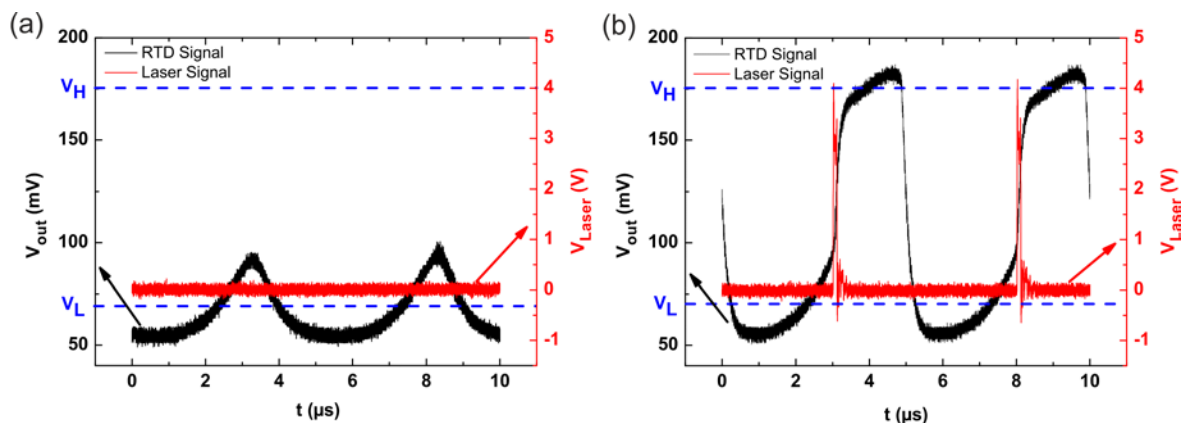


Abbildung 3.21: Zeitlicher Verlauf des RTD Ausgangssignals V_{out} und der Spannung an der Laserdiode V_{Laser} , aufgenommen im Dunkeln in (a) und unter gepulster optischer Anregung in (b). Im Dunkeln ist der RTD Ausgang stabil und durch V_L gegeben. Unter gepulster optischer Anregung ($V_{Laser} \neq 0 \text{ V}$) kann durch die Verschiebung der Schwellspannung V_{t2} ein Übergang von V_L nach V_H induziert und ein Puls ausgelesen werden.

In *Abbildung 3.22* ist die Count-Wahrscheinlichkeit (CW) der Signal- und Dunkelzählrate als Funktion der Photonen pro Puls aufgetragen. Die CWs wurden einerseits ohne (Dunkelzählrate) und mit gepulster Anregung (Signalzählrate) aufgenommen. Für mehr als 30 Photonen pro Puls ist die Signalzählrate 100 % und die Dunkelzählrate etwa 5 %. Die Dunkelzählrate gibt die Anzahl der Übergänge an, welche auch ohne optisches Signal generiert wird und somit fehlerbehaftet ist. Über den gesamten Bereich lässt sich die Dunkelzählrate mit 1,45 % angeben. Die Anzahl der Photonen ist ausreichend, um in jeder Periode des modulierten Signals einen Übergang von V_L nach V_H zu erzeugen (siehe *Abbil-*

dung 3.21(b)). Ist die Photonenanzahl pro Puls n jedoch geringer, so fällt die Signalzählrate signifikant ab und ist beispielsweise bei $n = 15$ nur noch 72 %. Offensichtlich ist aber bei einer Anzahl von lediglich 2 Photonen pro Puls eine von der Dunkelzählrate separierte Signalzählrate zu erkennen.

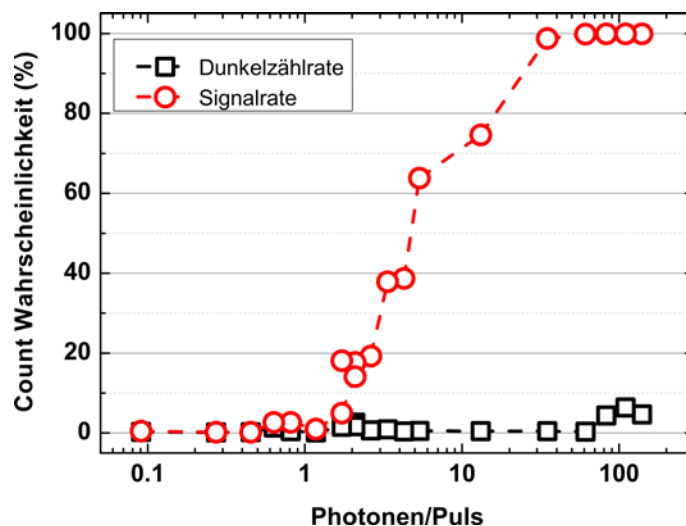


Abbildung 3.22: Count-Wahrscheinlichkeit (CW) der Dunkelzählrate und der Signalrate als Funktion der Photonen/Puls für den RTD Photodetektor bei $f_{rep} = 198$ kHz und $\lambda = 780$ nm. Die Signalrate ist für mehr als 30 Photonen/Puls 100 % und fällt auf etwa 20 % für lediglich 2 Photonen/Puls zurück. Die Dunkelzählrate ist über dem gesamten Leistungsbe- reich etwa 1,45 %.

Zusammenfassend wurde in diesem Abschnitt Lichtdetektion in geätzten RTD Mes- sen untersucht. Im Gegensatz zu herkömmlich strukturierten RTD Mesen, zeigte sich ein lichtaktiver Mechanismus, welcher sich durch die direkte Variation in der Fermi-Energie durch optische Anregung erklären lässt. Wichtigstes Merkmal dabei ist die Schwellspan- nungsverschiebung zu größeren Vorwärtsspannungen. Bestätigt wurde dies einerseits durch Referenzmessungen an RTD Mesen mit einem unterschiedlichen Topkontakt- Layout, welche Lochakkumulation und erhöhte Leitfähigkeit zeigten. Andererseits wurden RTD Simulationen durchgeführt, wobei nur die Variation des Fermi-Energie Parameters den im Experiment gefundenen Verlauf erklärt. Durch die Kombination mit der Bistabilität der RTD Strukturen konnten einerseits Sensitivitäten von über $1,05 \cdot 10^6$ A/W erreicht wer- den und andererseits war es möglich, Einzelphotonenauflösung zu realisieren ohne einen nachgeschalteter Verstärker zu verwenden.

3.3.3 Signaldetektion mit der Receiver-Operating-Charakteristik

Um kleine Signale in einem großen Rauschuntergrund (SNR^{10}) zu detektieren, d.h. für $SNR < 1$, muss der Detektor spezielle Anforderungen erfüllen. Im Folgenden wird ange-

¹⁰ SNR = engl. signal-to-noise ratio

nommen, dass ein Signal ε zu detektieren ist, für das $\varepsilon < \sigma$ gilt, wobei σ der Rauschuntergrund ist. Hierbei kann es sich um ein Lichtsignal, ein Magnetfeld etc. handeln. Es wird ein Detektor verwendet, welcher als Ausgang ein messbares Signal, z.B. Spannung oder Strom, liefert. Aus den Messdaten des Detektors muss wiederum bestimmt werden, ob das Signal vorhanden oder nicht vorhanden war. Keine Fehler werden gemacht, wenn aus der Messung richtigerweise auf diese Ereignisse geschlossen wurde. Umgekehrt kann in fehlerbehafteten Messungen irrtümlicherweise auch die Existenz eines Signal angenommen werden bzw. diese verworfen werden, obgleich es nicht oder umgekehrt tatsächlich vorhanden war. In der Detektionstheorie wird versucht eine Auslesestrategie für den Detektor zu evaluieren, bei der diese Fehler minimal sind. Ausgangspunkt der Überlegung ist ein dc-Signal der Stärke ε , welches in einem Gauß-verteiltern Rauschuntergrund vorhanden ist. Um das Signal zu detektieren, wird der Detektor in einer Messreihe $x[n]$ mit $n = 0, 1, \dots, N-1$ ausgelesen. Zwei mögliche Hypothesen müssen betrachtet werden, welche als Nullhypothese H_0 und alternative Hypothese H_1 bezeichnet werden und durch

$$\begin{aligned} H_0 : x[n] &= w[n] \\ H_1 : x[n] &= w[n] + \varepsilon \end{aligned} \quad (3.22)$$

gegeben sind. [83] Die Nullhypothese H_0 stellt den Fall dar, dass kein Signal sondern nur der Rauschuntergrund $w[n]$ existent war. Analog ist die alternative Hypothese H_1 durch die Existenz des Signals ε im Rauschuntergrund $w[n]$ gegeben. In der Signaldetektionstheorie wird eine Methode gesucht, bei der aus der Messung von $x[n]$ auf das Vorhandensein des Signals zurückgeschlossen werden kann. Hierfür hat sich die Methode der Receiver-Operating-Charakteristik (ROC) bewährt, welche ursprünglich in der Radio-Transmission verwendet wurde und zur Bewahrung von Fehlern z.B. in klinischen Studien verwendet wird. [122] Wichtigstes Evaluierungsmerkmal der ROC Analyse ist die sogenannte *ROC Fläche*, welche der Fläche unter der *ROC Kurve* entspricht. [83] In *Abbildung 3.23* ist die Vorgehensweise zur Bestimmung der *ROC Fläche* an einem realen Messsignal dargestellt. Hierbei wurde eine RTD bistabil mit der Frequenz $f = 10 \text{ kHz}$ und Amplitude $V_{ac} = 80 \text{ mV}$ betrieben. Das zu detektierende Signal ist ein schwaches Lichtsignal mit der Leistung $P = 0,2 \text{ nW}$. Als Ausgang des Detektors wird die zeitlich gemittelte Spannung $\langle V \rangle$ über den externen Widerstand R verwendet. Dieses Signal wird jeweils 1000 Mal für den Fall im Dunkeln (ohne Signal) und unter Beleuchtung (mit Signal) aufgenommen. Dies ist in (a) dargestellt. Die Verteilungen der ermittelten Signale werden in Histogrammen dargestellt (siehe (b)). Analog den bisherigen Ausführungen sind beide Signale Gauß-verteilt. In der ROC Analyse ist es nun wichtig die beiden möglichen Fehler zu unterscheiden. Erstens kann, obwohl ein Signal vorhanden war, aus der Messung geschlossen werden, dass dieses absent war. Man entscheidet sich für die Nullhypothese, auch wenn die alternative Hypothese richtig war. Umgekehrt kann H_1 angenommen werden, obgleich H_0 zu traf. Die Wahrscheinlichkeit für einen solchen *false alarm (FA)* bei der Detektionsschwelle γ ist durch Gleichung

$$P_{FA} = \int_{\gamma}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{1}{2}t^2\right) dt \quad (3.23)$$

gegeben. Gleichmaßen ist die Detektionswahrscheinlichkeit P_D über Gleichung

$$P_D = \int_{\gamma}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{1}{2}(t - \varepsilon)^2\right) dt \quad (3.24)$$

bestimmt. [83] In *Abbildung 3.23(b)* sind zwei Detektionsschwellen $\gamma_{1,2}$ eingezeichnet. Für die Detektionsschwelle γ_1 ist zwar die Detektionswahrscheinlichkeit P_D maximal, jedoch ist ein nicht zu vernachlässigbarer Anteil der Verteilung ohne Signal oberhalb der Detektionsschwelle und damit die P_{FA} gleichermaßen nicht zu vernachlässigen. Insgesamt werden P_D und P_{FA} in Abhängigkeit der Detektionsschwelle $\min(\langle V \rangle) \leq \gamma \leq \max(\langle V \rangle)$ ermittelt (*Abbildung 3.23(c)*).

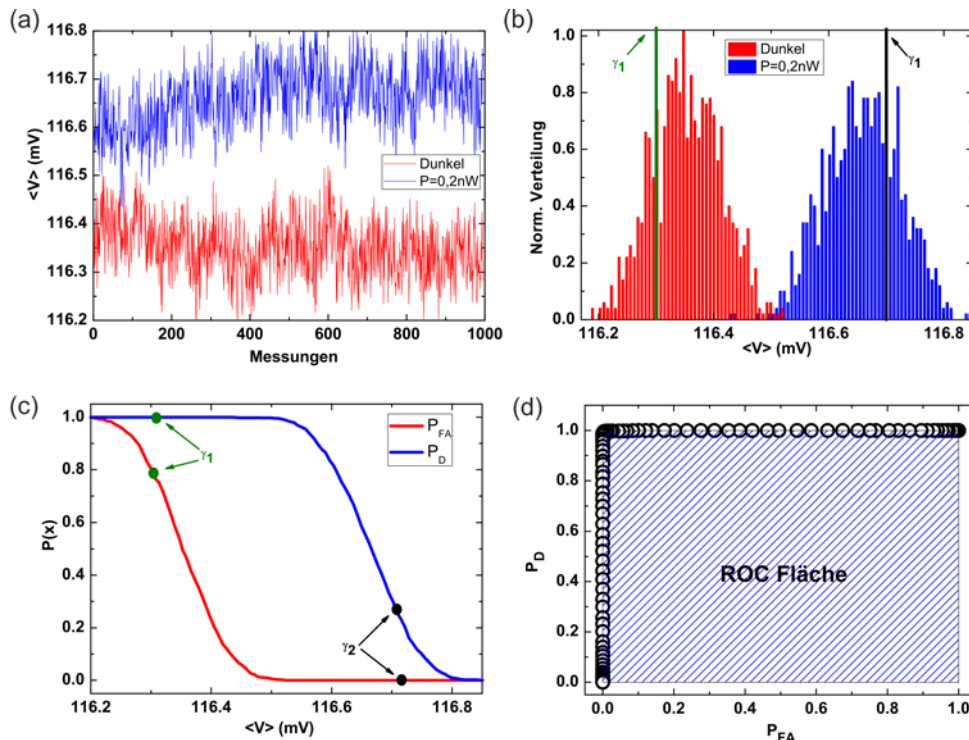


Abbildung 3.23: Bestimmung der Fläche unterhalb der ROC Kurve. (a) N Messdaten werden jeweils mit ($P = 0,2 \text{ nW}$) und ohne Signal (Dunkel) aufgenommen. (b) Die Verteilungen der Daten aus (a) werden ermittelt und die P_D und P_{FA} für unterschiedliche Detektionsschwellenwerte γ (in (c)) errechnet. (d) Die ROC Kurve ist die Auftragung von $P_D(P_{FA})$ und die Fläche unterhalb der Kurve wird als ROC Fläche bezeichnet. Für das Beispiel aus (a) ist die ROC Fläche 0,98.

Wird P_D gegen P_{FA} aufgetragen, so erhält man die *ROC Kurve* und aus der Bestimmung der Fläche unterhalb der *ROC Kurve* wird die *ROC Fläche* bestimmt (siehe *Abbildung 3.23(d)*). Für den gezeigten Fall ist dieser Wert nahe eins. Die *ROC Fläche* kann Werte zwischen 0,5 und 1 erreichen. [83] Dabei entspricht 0,5 das der Detektor schlecht ist und 1, dass das Signal optimal detektiert werden kann. Eine Schwelle γ kann gewählt werden, bei der stets zwischen dem Vorhandensein eines Signals und der Abwesenheit eines Signales unterschieden werden kann, im Beispiel $\gamma = \langle V \rangle = 116,5 \text{ mV}$.

Analog den vorherigen Überlegungen wurde die *ROC Fläche* des RTD Detektors unter schwacher optischer Anregung untersucht. Hierfür wurde das RTD Ausgangssignal für unterschiedliche Amplituden des periodischen Signales jeweils ohne und mit Beleuchtung von $P_{\text{light}} = 0,2 \text{ nW}$ ermittelt und aus den beiden Verteilungen die jeweiligen *ROC Flächen* bestimmt. In *Abbildung 3.24(a)* sind die *ROC Flächen* als Funktion der Amplitude V_{ac} dargestellt. Das Beispiel aus *Abbildung 3.23* ist hier der Punkt bei $V_{ac} = 80 \text{ mV}$. Im Wesentlichen können drei Bereiche unterschieden werden. Von $V_{ac} = 70,1$ bis $71,1 \text{ mV}$ steigt die *ROC Fläche* von $0,55$ auf 1 an. Nachfolgend nimmt die *ROC Fläche* wieder ab und steigt anschließend wieder auf einen Wert von $0,98$ an. Bis zu einer Amplitude von $V_{ac} = 80 \text{ mV}$ fällt sie schließlich wieder leicht ab.

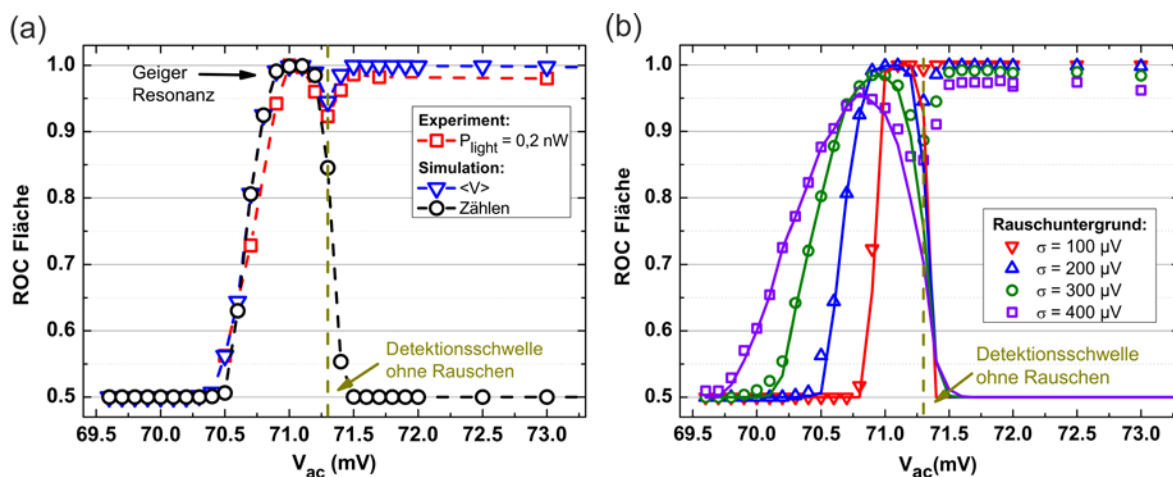


Abbildung 3.24: (a) *ROC Fläche* als Funktion der Amplitude V_{ac} für experimentelle Daten (Quadrate) und simulierte Daten (Mittelwert $\langle V \rangle$ (Rechtecke) und Zählen der Spikes (Kreise)). Unterhalb der Detektionsschwelle ohne Rauschen ist ein Maximum der *ROC Fläche* bei $V_{ac} = 71,1 \text{ mV}$, die Geiger-Resonanz, zu finden. Die Geiger-Resonanz wird durch das Zählen der Spikes bestimmt. (b) *ROC Fläche* gegen V_{ac} für den Mittelwert $\langle V \rangle$ (Punkte) und Anzahl der Spikes (Linie) für unterschiedliche Rauschuntergründe σ . Die Geiger-Resonanz verschiebt zu kleineren Amplituden V_{ac} .

Zusätzlich sind in *Abbildung 3.24(a)* und (b) ST-Simulationen zu den experimentellen Messungen gezeigt. Die notwendigen Simulationsparameter wurden aus dem Experiment extrahiert, d.h. $f = 10 \text{ kHz}$, $b = 70 \text{ mV}$ (da Hysteresebreite $V_{\text{hys}} = 140 \text{ mV}$) und $\Delta V = 1,2 \text{ mV}$ (siehe Abschnitt 3.3.2). Als Rauschuntergrund in (a) wurde das RTD Rauschen $\sigma = 200 \mu\text{V}$ verwendet und die Signalstärke mit $\varepsilon = 30 \mu\text{V}$ angepasst. Für diese konstanten Parameter wurde das Rauschen schließlich in (b) von $\sigma = 100$ bis $400 \mu\text{V}$ variiert. Die Simulation in *Abbildung 3.24(a)* stimmt gut mit den experimentellen Daten übereinstimmen. Zusätzlich kann in der Simulation die *ROC Fläche* nicht nur über den zeitlichen Mittelwert ($\langle V \rangle$), sondern auch über die Anzahl der im bistabilen Bereich erzeugten Spikes (Zählen) untersucht werden. Wird die *ROC Kurve* nur durch die Anzahl der generierten Spikes bestimmt (in (a)), so zeigt sich eine gute Übereinstimmung für kleine V_{ac} Werte bis $V_{ac} =$

71,3 mV. Die Übereinstimmung verschwindet, wenn das System ständig zwischen beiden Zuständen schaltet und somit immer Spikes und unabhängig vom Signal erzeugt werden. Durch die ST-Simulation der experimentellen Messdaten lässt sich nun auch das Experiment erläutern. Das Maximum bei $V_{ac} = 71,1$ mV ist nur durch die unterschiedliche Anzahl von Spikes zu erklären. Der Messunterschied bei großen V_{ac} nur durch den Haltezeitenunterschied ΔT . Zusätzlich sind in *Abbildung 3.24(a)* und *(b)* die Detektionsschwellen ohne Rauschen, d.h. $\sigma = 0$, eingezeichnet. Demnach ist die Resonanz bei $V_{ac} = 71,1$ mV nur möglich, da Rauschen im System vorhanden ist. Dies ist deutlicher in *(b)* dargestellt, wo das Rauschen von $\sigma = 100$ bis 400 μV variiert wurde. Der maximale Wert der *ROC Fläche* nimmt mit steigendem Rauschuntergrund ab, verschiebt aber gleichzeitig zu kleineren Amplituden V_{ac} . Da die Resonanz unterhalb der Detektionsschwelle ohne Rauschen und nur durch das Zählen gegeben ist, entspricht das Maximum einer Geiger-Resonanz. Die in *Abbildung 3.24* gefundenen Ergebnisse zeigen, dass bereits das alleinige Zählen der generierten Spikes ausreicht, um die volle Information über das Vorhandensein des Signals zu erhalten.

Durch dieses Ergebnis wird in *Abbildung 3.25* die *ROC Fläche* als Funktion des Eingangs-Signal-zu-Rauschverhältnis (*SNR*) für unterschiedliche Lichtsignale P_{light} durch das reine Zählen gezeigt. Die experimentellen Ergebnisse sind in *(a)* und die simulierte Daten in *(b)* dargestellt. Bei konstanter Eingangsleistung wurde das Rauschen variiert und die *SNR* berechnet sich durch $SNR = P_{light}/P_{noise}$. Unabhängig von der Eingangsleistung P_{light} zeigt sich eine Erhöhung der *ROC Fläche* mit abnehmender *SNR*, welche bis zu einem maximalen Wert ansteigt und abschließend abfällt.

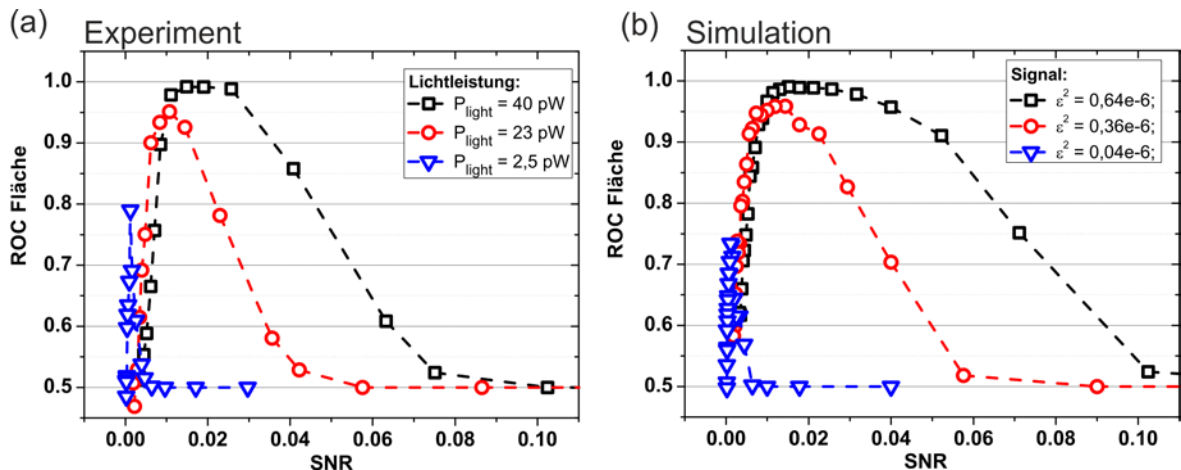


Abbildung 3.25: *ROC Fläche* als Funktion des Eingangs *SNR* für experimentelle Daten in *(a)* und simulierte Daten in *(b)* für das Zählen der Anzahl der Spikes. Für eine konstante Eingangsleistung P_{light} steigt die *ROC Fläche* mit abnehmender *SNR* an und erreicht ein Maximum, Geiger-Resonanz, bei der die Signaldetektionswahrscheinlichkeit maximal wird.

Für die Eingangsleistungen $P_{light} = 40, 23$ und $2,5 \text{ pW}$ ist das Maximum der *ROC Fläche* gleich $1, 0,95$ und $0,79$ bei SNRs von $0,017, 0,011$ und $0,0011$. Die Geiger-Resonanz ist demnach für eine Verringerung der *SNR* zu finden und tritt nur bei einem nicht zu vernachlässigen Rauschuntergrund auf. Insgesamt kann die Detektion schwacher Signal dadurch realisiert werden, indem zusätzlich Rauschen verwendet wird.

3.3.4 Stochastische Resonanz unter optischer und elektrischer Modulierung

Stochastische Resonanz (SR) ist ein Synchronisationsprozess zwischen einer deterministischen und einer stochastischen Zeitskala. [11] In einem bistabilen Potential mit lokalen Minima bei $\pm x_m$ und Potentialbarriere ΔV sind im thermodynamischen Gleichgewicht die Teilchendichten $\rho(\pm x_m)$ in beiden Potentialminima identisch, d.h. $\rho(+x_m) = \rho(-x_m)$. Durch Fluktuationen können Übergänge zwischen beiden Potentialminima induziert werden und die Übergangsrates ist durch die bekannte Kramers-Rate r_K (siehe Gleichung (2.32)) gegeben. Die stochastische Zeitskala $T_K(D)$ mit der das System in einen der beiden Zustände verweilt, ist durch die Inverse der Kramers-Rate mit $T_K(D) = 1/r_K$ gegeben. Wird zusätzlich eine schwach periodische Kraft $F(t)$ der Frequenz Ω und Amplitude A_0 angelegt (siehe *Abbildung 2.7*), so wird das Potential periodisch moduliert. Diese Modulation ist an sich zu gering, um Übergänge zwischen den Potentialminima zu induzieren, d.h. $A_0 < \Delta V$. Ist jedoch die mittlere Verweildauer $T_K(D)$ vergleichbar mit der halben Periodendauer T_Ω der periodischen Modulation, so zeigt sich eine Synchronisation beider Zeitskalen. Die Zeitskalenbedingung der Stochastischen Resonanz ist mit $2T_K(D) = T_\Omega$ gegeben.

In *Abbildung 3.26(a)* ist die I(V)-Kennlinie der RTD Mesa zur Bestimmung der Stochastischen Resonanz dargestellt. Es wurde eine geätzte RTD Struktur mit einem Durchmesser $d = 1 \text{ }\mu\text{m}$ verwendet. Die RTD Kennlinie ist durch Ausnutzen des Ladelinien-Effektes bistabil mit Schwellspannungen $V_{t1,t2}$ und den beiden stabilen Ausgängen $I_H \approx 800 \text{ }\mu\text{A}$ und $I_L \approx 270 \text{ }\mu\text{A}$. Die Gesamtspannung V wurde am Stamm der RTD angelegt und setzte sich aus $V = V_{bias} + V_{ac} + V_{noise}$ zusammen. Dabei ist V_{bias} der Gleichspannungsanteil, V_{ac} ein periodisches Signal mit Frequenz $f = 500 \text{ Hz}$ und V_{noise} das stochastische Signal. Das Rauschen war spektral flach mit einer Cut-off Frequenz von $f = 20 \text{ MHz}$, welche deutlich größer als die Frequenz des periodischen Signals war. Als Ausgang diente der Spannungsabfall über $R = 100 \text{ }\Omega$. Zusätzlich zum periodischen Spannungsanteil wurde die RTD Mesa auch optisch periodisch mit gleicher Frequenz moduliert. Dabei wurde ein Laser mit Wellenlänge $\lambda = 448 \text{ nm}$ verwendet und dieser durch einen mechanischen Chopper moduliert. Die Laserleistung wurde mit einem Si-Photodetektor gemessen und die Leistung war variabel durch einen Graukeilfilter einstellbar. In Abschnitt 3.3.1 wurde gezeigt, dass diese RTD Mesen lichtaktiv sind und die Schwellspannungen $V_{t1,t2}$ (*Unter Beleuchtung*) $> V_{t1,t2}$ (*Dunkel*) zu betragsmäßig größeren Vorwärtsspannungen unter Beleuchtung verschieben. In *Abbildung 3.26(b)* sind zwei zeitliche Ausgangssignale der RTD ohne periodische Modulierung für unterschiedliche Rauschleistungen $P_{noise} = 5$ und 15 nW dargestellt. Die Bistabilität des Ausgangssignals ist offensichtlich und dieser schaltet zwischen

I_H und I_L . Für die geringe Rauschleistung (oben) mit $P_{noise} = 5 \text{ nW}$ sind kaum Übergänge zu beobachten. Die geringe Rauschleistung resultiert in einer geringen Kramers-Rate mit langen Haltezeiten. Wird nun das Rauschen von $P_{noise} = 5$ auf 15 nW erhöht (unten), so ist eine deutliche Zunahme der Übergänge zwischen den beiden Zuständen zu beobachten. Dies liegt an Erhöhung der Kramers-Rate r_K mit steigendem Rauschuntergrund, welche aus der Verteilung der Haltezeiten ermittelt werden kann. Diese ist exponentiell abnehmend und aus dem Fit können T_K und r_K bestimmt werden. Für ein gegebenes Rauschen kann damit durch Variation der Frequenz Stochastische Resonanz erreicht werden. [9]

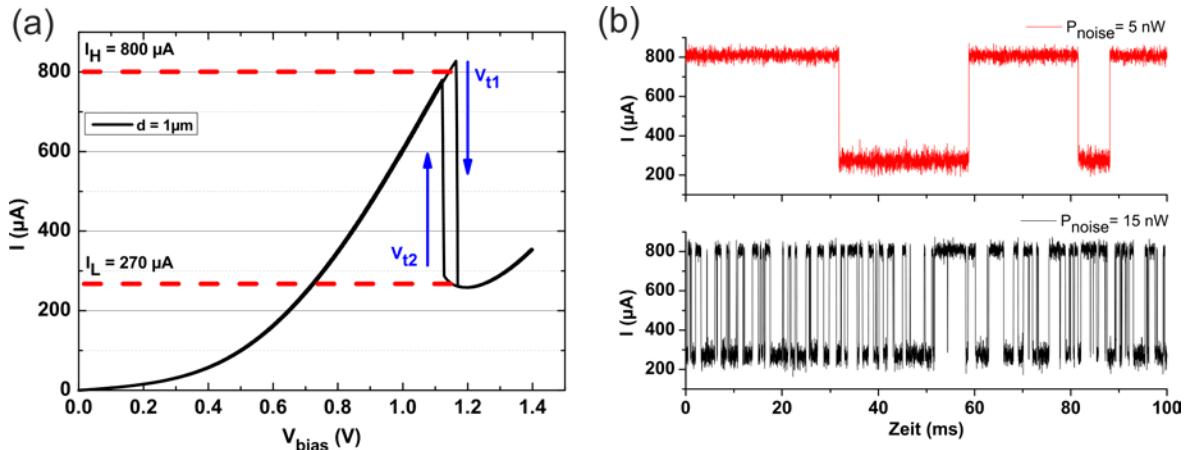


Abbildung 3.26: (a) $I(V)$ -Kennlinie der RTD mit Durchmesser $d = 1 \mu\text{m}$, aufgenommen im Dunkeln, mit den Schwellspannungen $V_{t1,2}$ und den stabilen Ausgängen $I_H = 800 \mu\text{A}$ und $I_L = 270 \mu\text{A}$. (b) Zeitlicher Stromverlauf $I(t)$ für die Rauschleistungen $P_{noise} = 5 \text{ nW}$ (oben) und 15 nW (unten) ohne angelegtes periodisches Signal. Die Anzahl der Übergänge zwischen I_H und I_L steigt signifikant von $P_{noise} = 5$ zu 15 nW und ist durch die erhöhte Kramers-Rate gegeben.

Im Gegensatz dazu wurde in den folgenden Messungen die Modulationsfrequenz des elektrischen und des optischen Signals auf $f = 500 \text{ Hz}$ bestimmt. Die deterministische Zeitskala war konstant und SR wurde erreicht, indem die stochastische Zeitskala abgestimmt wurde. Hierfür wurde das Frequenzspektrum des RTD Ausgangs V bei der Modulationsfrequenz untersucht. In *Abbildung 3.29* sind drei Fourier-Spektren (FFT-Spektren) des RTD Ausgangssignals $\langle V \rangle$ unter elektrischer Modulation für die Rauschleistungen $P_{noise} = 2, 32$ und 117 nW (von oben nach unten) dargestellt. Hierfür wurde ein schwach periodisches Signal der Amplitude $V_{ac} = 7,5 \text{ mV}$ verwendet. Für die kleinste Rauschleistung $P_{noise} = 2 \text{ nW}$ (oben) ist im Spektrum keine Frequenzkomponente bei $f = 500 \text{ Hz}$ zu erkennen. Der RTD Ausgang ist durch den Rauschuntergrund dominiert und die niederfrequenten Anteile im Spektrum deuten auf lange Haltezeiten bzw. eine kleine Kramers-Rate hin. Dagegen ist für die mittlere und größte Rauschleistung $P_{noise} = 2$ (mitte) und 117 nW (unten) die Frequenzkomponente bei $f = 500 \text{ Hz}$ deutlich ausgeprägt. Zusätzlich ist eine Reduktion der niederfrequenten spektralen Komponenten zu erkennen. Zwar ist die Frequenzkomponente $\langle V \rangle$ für $P_{noise} = 117 \text{ nW}$ (unten) bei der Modulationsfrequenz vorhanden, jedoch

gegenüber dem Ausgang bei der Rauschleistung $P_{noise} = 32 \text{ nW}$ (mitte) erniedrigt. Tatsächlich erreicht die spektrale Komponente für die mittlere Rauschleistung ein Maximum mit einer optimalen Synchronisation zwischen dem Rauschuntergrund und der periodischen Modulation, Stochastische Resonanz. Um die SR detaillierter zu untersuchen, wurde die spektrale Komponente $\langle V(f = 500 \text{ Hz}) \rangle$ als Funktion der Rauschleistung P_{noise} ermittelt.

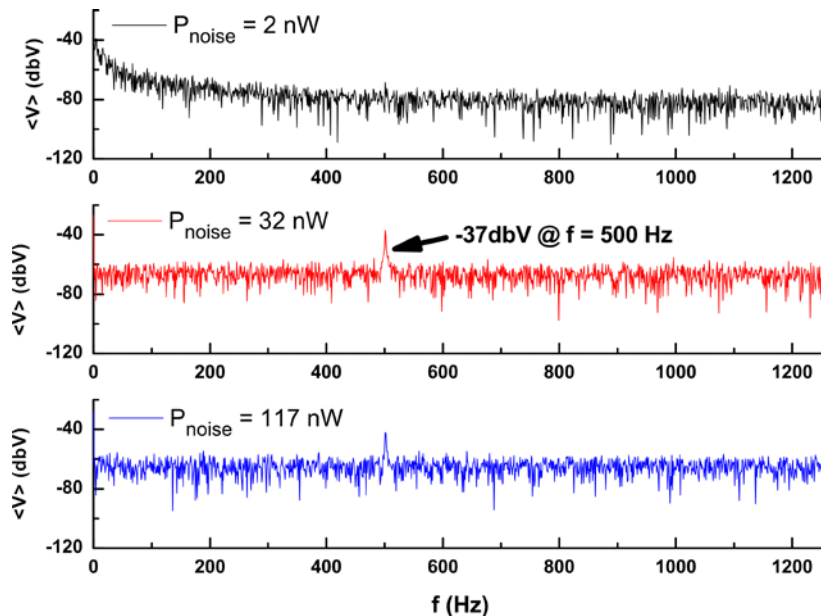


Abbildung 3.27: Fourier-Spektren des RTD Ausgangssignals für Rauschleistungen $P_{noise} = 2, 32$ und 117 nW (von oben nach unten). Für ein geringes Rauschen ($P_{noise} = 2 \text{ nW}$) ist keine spektrale Komponente $\langle V \rangle$ bei $f = 500 \text{ Hz}$ zu erkennen. Diese tritt für $P_{noise} = 32$ und 117 nW auf, und ist für $P_{noise} = 32 \text{ nW}$ gegenüber $P_{noise} = 117 \text{ nW}$ signifikant erhöht.

In *Abbildung 3.28(a)* ist der Mittelwert der spektralen Komponente $\langle V \rangle$ als Funktion der Rauschleistung P_{noise} für eine schwache elektrische Modulation mit Amplituden V_{ac} von $2,2$ bis $7,5 \text{ mV}$ dargestellt. Unabhängig von der Wahl der Amplitude steigt die spektrale Komponente zunächst mit zunehmender Rauschleistung an, erreicht ein Maximum bei etwa $P_{noise} = 32 \text{ nW}$ und fällt schließlich wieder ab. Das Maximum bei $P_{noise} = 32 \text{ nW}$ entspricht dabei der Stochastischen Resonanz. Zusätzlich steigt die spektrale Komponente des RTD Ausgangssignals mit zunehmender Amplitude V_{ac} an, wobei das Maximum stets bei $P_{noise} = 32 \text{ nW}$ zu finden ist. Die Bedingung für SR ist allein durch das Zeitskalenverhalten gegeben und hier nur durch die Potentialbarriere ΔV und der Modulationsfrequenz bestimmt. Die optimale Rauschleistung ist unabhängig von der Modulationsamplitude (zumindest für $V_{ac} < \Delta V$) und bei Erhöhung der Amplitude steigt lediglich der Maximalwert der spektralen Komponente. Insgesamt treten weniger Fehlübergänge auf und der Einsatz beginnt bereits bei geringeren Rauschleistungen. Bei der Erhöhung der Amplitude V_{ac} von $2,2$ bis $7,5 \text{ mV}$ finden bereits Übergänge bei kleineren Rauschleistungen statt. Dieser Einsatzbereich verschiebt zu immer kleiner werdenden Rauschleistungen und für eine Amplitude gleich oder größer der Potentialhöhe ist auch ohne Rauschen (P_{noise}

= 0 nW) eine spektrale Komponente vorhanden. Interessanterweise ist die Funktion $\langle V \rangle(P_{noise})$ für $A_0 > \Delta V$ aber keine monoton fallende Funktion und SR Prinzipien können immer noch erkannt werden. Dies wird als Suprathreshold SR bezeichnet. [123] In *Abbildung 3.28(a)* sind zusätzlich simulierten Verläufe (durchgehende Linien) eines idealen Zwei-Niveau-Systems dargestellt. Die Simulationsparameter wurden aus dem Experiment extrahiert und die simulierten Daten stimmen sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen überein. In *Abbildung 3.28(b)* ist der Mittelwert der spektralen Komponente bei $f = 500$ Hz als Funktion der Rauschleistung P_{noise} unter optischer Modulation dargestellt.

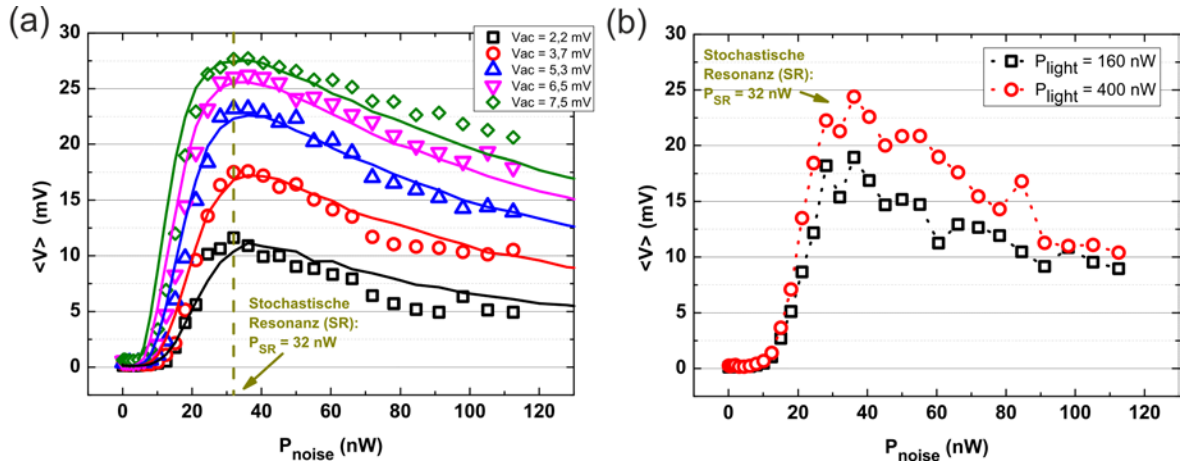


Abbildung 3.28: Mittelwert der spektralen Komponente $\langle V \rangle$ bei $f = 500$ Hz als Funktion der Rauschleistung P_{noise} unter ac-Modulierung in (a) und optischer Modulierung in (b). (a) Für geringe Rauschleistungen ist $\langle V \rangle \approx 0$ mV, erreicht ein Maximum für $P_{noise} = 32$ nW und fällt schließlich mit zunehmender Rauschleistung P_{noise} ab. Für $P_{noise} = 32$ nW ist Stochastische Resonanz erreicht. Mit größer werdender Amplitude von $V_{ac} = 2,2$ nach $7,5$ mV steigt $\langle V \rangle$ an, wobei die SR Bedingung mit $P_{noise} = 32$ nW unverändert bleibt. Die durchgängigen Linien entsprechen ST-Simulationen. (b) Für die optische Modulierung mit $P_{light} = 160$ und 400 nW ist die Charakteristik der spektralen Komponente $\langle V \rangle$ analog zu (a) mit der SR Rauschleistung $P_{noise} = 32$ nW.

Hierfür wurde das periodische ac-Signal ausgeschaltet und durch ein zeitlich modulierte Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 448$ nm und den Leistungen $P_{light} = 160$ und 400 nW ersetzt. Die spektrale Komponente $\langle V \rangle$ zeigt auch unter optischer Modulierung den in *Abbildung 3.28(a)* gefunden Zusammenhang. Besonders ist bei der Rauschleistung $P_{noise} = 32$ nW Stochastische Resonanz erreicht. Ebenfalls ist eine Zunahme der spektralen Komponente bei Erhöhung der Laserleistung von $P_{light} = 160$ zu 400 nW erkennbar.

Abschließend sind in *Abbildung 3.29* exemplarisch drei zeitliche Ausgangssignale $V(t)$ der RTD für Rauschleistungen $P_{noise} = 2, 32$ und 117 nW (von oben nach unten) gezeigt. Für alle drei Rauschleistungen ist die Bistabilität der RTD mit den beiden Zuständen $V_H = 80$ mV und $V_L = 27$ mV zu erkennen und das RTD Ausgangssignal V oszilliert zwischen V_H und V_L . Für die kleinste Rauschleistung mit $P_{noise} = 2$ nW (oben) unterscheidet sich das Ausgangssignal im Vergleich zu $P_{noise} = 32$ und 117 nW deutlich.

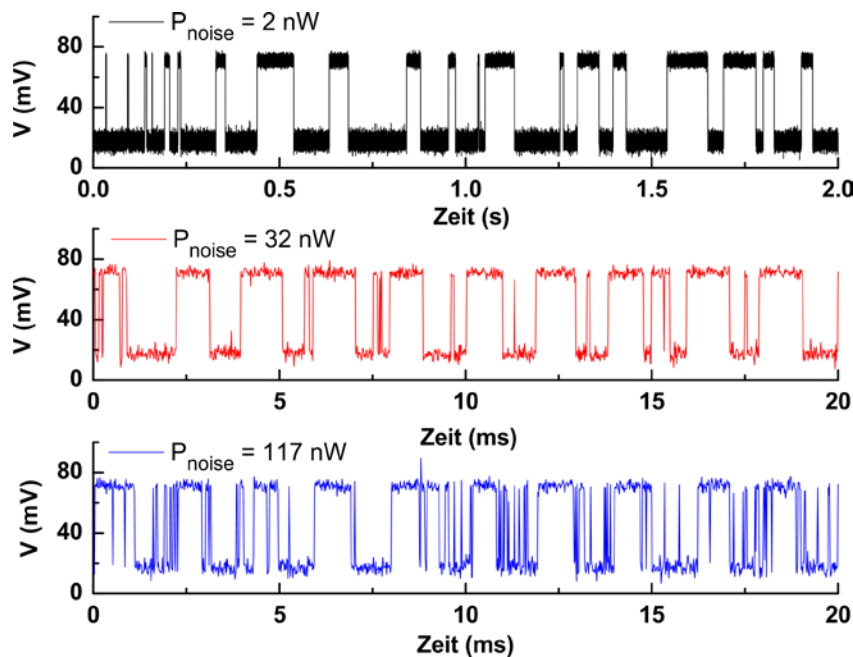


Abbildung 3.29: Zeitliche Ausgangssignale der RTD für Rauschleistungen $P_{noise} = 2, 32$ und 117 nW (von oben nach unten). Für Rauschleistungen unterhalb der SR Bedingung (oben) werden Übergänge von V_H nach V_L nur durch das Rauschen induziert und die Übergänge sind durch die Kramers-Rate gegeben. Die optimale Synchronisation zwischen dem Rauschuntergrund und dem periodischen Eingangssignal ist bei $P_{SR} = P_{noise} = 32 \text{ nW}$ (mitte) erfüllt. Für $P_{noise} = 117 \text{ nW}$ (unten) werden innerhalb einer Periode zusätzliche Übergänge von V_H nach V_L induziert und die (optimale) Synchronisation verschwindet.

Durch das geringe Rauschen mit $P_{noise} < P_{SR}$ sind die Haltezeiten T_H und T_L der beiden Zustände unabhängig von der Modulationsfrequenz mit $f = 500 \text{ Hz}$ und die Anzahl der Übergänge ist durch die Kramers-Rate des unmodulierten Systems gegeben. Die Übergänge werden nur durch das Rauschen induziert und die Haltezeiten $T_{H,L}$ sind signifikant gegenüber der Periodendauer erhöht. Oberhalb der optimalen Rauschleistung, z.B. $P_{noise} = 117 \text{ nW}$ (unten), treten durch das Rauschen auch innerhalb der Modulationsperiode Übergänge auf. Diese Fehlübergänge reduzieren die optimale Synchronisation. Ist hingegen die Bedingung für Stochastische Resonanz erfüllt, d.h. $P_{SR} = P_{noise} = 32 \text{ nW}$ (mitte), folgt der RTD-Ausgang der periodischen Modulation und der Rauschuntergrund ist mit dem periodischen Eingangssignal nahezu korreliert.

3.4 Resonante Tunneldioden mit GaInNAs Absorptionsschicht für Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge von 1,3 μm

Der abschließende Abschnitt dieser Arbeit demonstriert die Integration von Resonanten Tunneldioden mit dem quaternären Absorptionsmaterial $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ zur Lichtdetektion im nahen Infrarotbereich (NIR) und speziell bei der Telekommunikationswellenlänge $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ bzw. $1,31 \mu\text{m}$. Die RTD Strukturen basierten auf dem III-V Material GaAs (siehe vorherige Abschnitte 3.1, 3.2 und 3.3) mit zwei $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ Barrieren. Vorteile des quaternären Absorptionsmaterials $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ sind einerseits die variierbare Bandlückenenergie [124, 125] und andererseits das mögliche gitterangepasste Wachstum auf GaAs. [126] Dies hat beispielsweise eine Reduktion von verspannungsinduzierten nichtstrahlenden Rekombinationszentren und Defekten zur Folge, was einerseits den Elektronentransport in den RTDs begünstigt, sowie die Quantenausbeute des Detektors signifikant erhöht. In *Abbildung 3.30(a)* sind die Bandlückenenergien und Gitterkonstanten für GaN, AlAs, GaAs und InAs dargestellt. [127] Die Verbindungslinien markieren jeweils die Eigenschaften der ternären Verbindungshalbleiter, z.B. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Der in etwa mit dem quaternären Material $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ abdeckbare Bereich ist blau schraffiert dargestellt. [126]

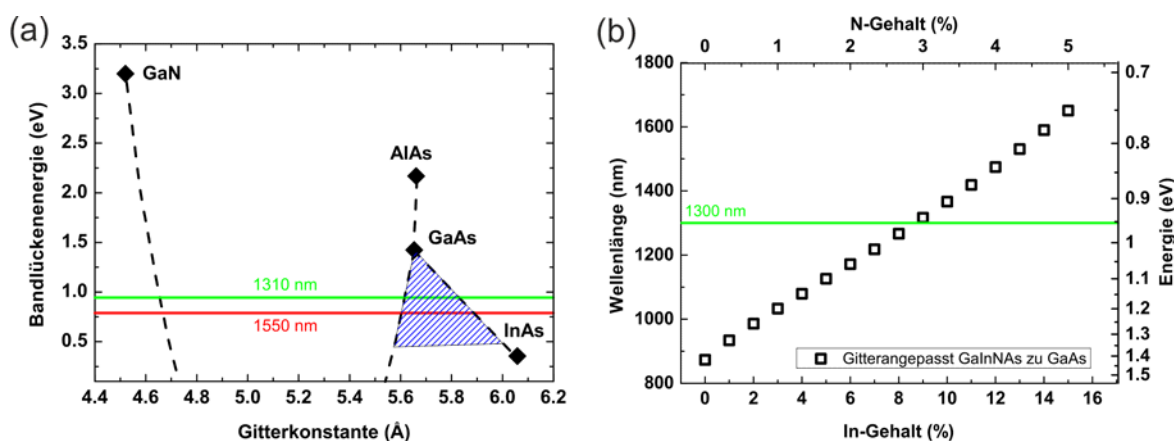


Abbildung 3.30: (a) Bandlückenenergien und Gitterkonstanten für GaN, AlAs, GaAs und InAs. Die Verbindungslinien entsprechen den Werten der ternären Verbindungshalbleiter. Die blaue Schraffierung entspricht dem mit dem quaternären Material $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ abdeckbaren Bereich. (b) Bandlückenenergie von $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ in Abhängigkeit des In- bzw. N-Gehaltes unter Einhaltung der Bedingung für Gitteranpassung auf GaAs-Substrat ($\text{In}[\%]:\text{N}[\%] = 3:1$).

Um Versetzungen und verspannungsinduzierte nichtstrahlende Rekombinationszentren und lokale Störstellen an der RTD zu vermeiden, wurde ein gitterangepasstes Wachstum auf GaAs gewählt. Die Bedingung für Gitteranpassung ist $\text{In-Gehalt} : \text{N-Gehalt} = 3:1$ und die Bandlückenenergie E_g^{GaInNAs} von $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ kann aus den ternären Materialien $\text{GaN}_y\text{As}_{1-y}$ und $\text{In}_x\text{N}_{1-x}\text{As}$ mit

$$E_g^{\text{GaInNAs}}(x, y) = (1 - y)E_g^{\text{GaInAs}}(x) + yE_g^{\text{InNAs}}(x) - y(1 - y)C \quad (3.25)$$

bestimmt werden. [126] C ist der Bowing-Parameter für GaInAs, welcher Abweichungen der linearen Interpolation berücksichtigt. In *Abbildung 3.30(b)* ist die Bandlückenenergie und die Wellenlänge für das gitterangepasste Wachstum GaInNAs/GaAs gezeigt. Für eine Bandlücke der Absorptionsschicht bei der gewünschten Telekommunikationswellenlänge von $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ ergibt sich die Materialkomposition zu $\text{Ga}_{0,91}\text{In}_{0,09}\text{N}_{0,03}\text{As}_{0,97}$.

Dieses Materialsystem konnte bereits erfolgreich für Lichtdetektion im NIR Wellenlängenbereich auf GaAs basierter p-i-n Photodioden implementiert werden [128-130] und die Quantenausbeute durch Integration in einer optischen Kavität signifikant erhöht werden. [131] In den beiden folgenden Abschnitten wird die Integration von auf GaAs basierten RTDs mit der quaternären GaInNAs Absorptionsschicht dargestellt. Dabei werden in Abschnitt 3.4.1 zunächst RTD Mesen ohne optische Kavität und hier die elektrooptischen Eigenschaften in Abhängigkeit einer dünnen GaAs Pufferschicht zwischen der RTD Doppelbarriere und der eigentlichen Absorptionsschicht untersucht. Der abschließende Abschnitt 3.4.2 stellt die Integration dieser RTD Strukturen in einer optischen Kavität mit Resonanzmaximum nahe der Telekommunikationswellenlänge $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ dar.

3.4.1 Elektrooptische Transportuntersuchungen ohne optische Kavität

Links in *Abbildung 3.31* ist schematisch der verwendete Schichtaufbau der GaAs basierten RTD Mesen mit integrierter $\text{Ga}_{0,89}\text{In}_{0,11}\text{N}_{0,04}\text{As}_{0,96}$ Absorptionsschicht dargestellt. Für die GaInNAs Schicht wurde eine leicht erhöhte In- und N-Konzentration gewählt, um durch etwaiges zusätzliches Ausheilen die zu erwartende Blauverschiebung zu berücksichtigen. [126] Die Strukturen wurden durch Molekularstrahlepitaxie gewachsen und Ausgangspunkt war ein mit Silizium n-dotiertes GaAs Substrat mit Dotierkonzentration $n = 3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Zunächst wurde eine 166 nm dicke GaAs Schicht mit abfallender Dotierkonzentration von $n = 3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ nach $n = 1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ und eine weitere 134 nm dicke GaAs Schicht mit abfallender Dotierkonzentration von $n = 1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ zu $n = 1 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ gewachsen. Darauf folgte die eigentliche intrinsische RTD Doppelbarrierenstruktur (DBS), welche aus 15 nm GaAs, 3 nm $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$, 4 nm GaAs und wieder 3 nm $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ bestand. Nach der DBS und vor dem Wachstum der N-basierten Absorptionsschicht wurde eine undotierte GaAs Pufferschicht der Breite d_s und hierbei insgesamt drei unterschiedliche Proben mit Pufferschichtdicken $d_s = 1, 5$ und 10 nm gewachsen. Damit die intrinsische Pufferschicht zu beiden Seiten der DBS eine Gesamtlänge von je 15 nm besitzt, wurde die nachfolgende undotierte GaInNAs Schicht mit $d = 14, 10$ und 5 nm (für $d_s = 1, 5$ und 10 nm) gewachsen. Die Verwendung der GaAs Pufferschicht zwischen der RTD Doppelbarriere und der Absorptionsschicht war aufgrund der unterschiedlichen optimalen Wachstumstemperaturen von GaAs (etwa 570°C) und GaInNAs (etwa 370°C) notwendig. Um die Wachstumstemperatur zu reduzieren, war eine Wachstumspause notwendig, was eine vermehrte Anlagerung von Störstellen, z.B. Oxidation, zur Folge haben kann. Diese Störstellen führen zu einer Erhöhung des nicht-kohärenten Transportanteils. [23] Zusätzlich ist die

3.4 Resonante Tunneldioden mit GaInNAs Absorptionsschicht für Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge von $1,3 \mu\text{m}$

direkte Kombination von GaInNAs und aluminiumhaltigen Schichten problematisch für die Schichtqualität, da es hier zu einer bevorzugten Bindung von Al-N (im Gegensatz zu Ga-N) kommen kann. [132] Inwiefern das Wachstum der Pufferschicht den Elektronentransport und die optischen Eigenschaften beeinflusst haben, wird im Folgenden näher dargestellt. Den Abschluss der RTD Strukturen bildete die n-dotierte $\text{Ga}_{0,89}\text{In}_{0,11}\text{N}_{0,04}\text{As}_{0,96}$ Absorptionsschicht mit einer Schichtdicke von 144 nm und einer Dotierkonzentration von $n = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Den oberen Kontakt bildete eine 556 nm dicke GaAs Schicht mit einer Dotierkonzentration von $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

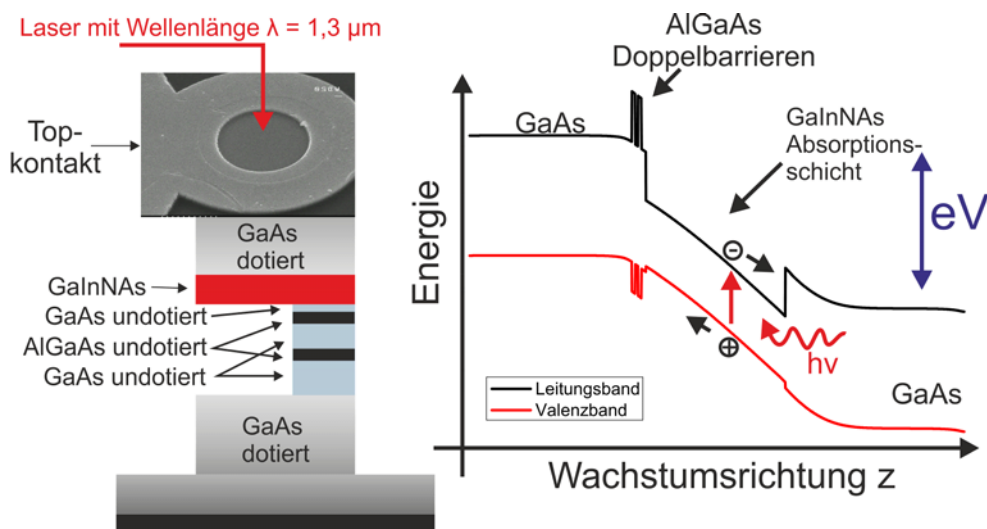


Abbildung 3.31: (Links): Schematischer Schichtaufbau der RTD Mesen mit GaInNAs Absorptionsschicht und einer Elektronenmikroskop-Aufnahme des RTD Ringkontaktes. (Rechts): Valenz- und Leitungsbandverlauf einer RTD im elektrischen Feld aufgrund einer angelegten Spannung V nahe der Resonanzbedingung. Unter optischer Anregung werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, welche durch das angelegte elektrische Feld separiert werden. Die Löcher akkumulieren an der Doppelbarriere und erzeugen eine zusätzliche Spannung V_{hole} . Diese ändert die Transmission der Elektronen von Source nach Drain.

Nach dem Probenwachstum wurden RTD Mesen mit Durchmesser $d = 12$ bis $1 \mu\text{m}$ durch trockenchemisches Ätzen realisiert. Die einzelnen Mesen wurden durch ein BCB (Polymer) elektrisch isoliert. Am Substrat wurde eine AuGe/Ni/Au -Legierung verwendet und den Topkontakt bildete ein Ti/Pt/Au -Ringkontakt. Dieser wurde durch einen Elektronenstrahlithographie-Prozess realisiert. Der Ringkontakt ermöglichte einerseits einen elektrischen Kontakt und andererseits war ein Fenster zur optischen Anregung der RTD Mesen vorhanden. Eine Elektronenmikroskop-Aufnahme des Ringkontaktes ist links in *Abbildung 3.31* dargestellt. Rechts in *Abbildung 3.31* ist der simulierte Valenz- und Leitungsbandverlauf der RTD Strukturen mit integrierter GaInNAs Absorptionsschicht dargestellt. Dabei wurde eine externe Spannung V nahe der Resonanzbedingung der RTDs gewählt. Werden die RTD Mesen mit Laserlicht der Energie $E_{\text{photon}} \geq E_{\text{gap}}(\text{GaInNAs})$ beleuchtet, so werden Photonen in der Absorptionsschicht absorbiert. Elektron-Loch-Paare werden generiert und

durch das elektrische Feld aufgrund der angelegten Spannung V separiert. Für den rechts in *Abbildung 3.31* gezeigten Fall werden die Elektronen von, die Löcher jedoch an die DBS beschleunigt. Die Löcher akkumulieren nahe der DBS und durch die Coulomb-Wechselwirkung der statischen Löcher wird eine zusätzliche Spannung V_{hole} induziert. [31] Diese beeinflusst die Transmission der Elektronen von Source nach Drain und verschiebt die Resonanzbedingung der Elektronen zu betragsmäßig kleineren Vorwärtsspannungen. Nach einer mittleren Akkumulationsdauer τ_{hole} können die Löcher einerseits rekombinieren (strahlend und nichtstrahlend) oder andererseits durch die Doppelbarriere tunneln. Die Spannung V_{hole} verschwindet schließlich.

Um die elektrooptischen Eigenschaften in Abhängigkeit der unterschiedlichen Pufferschichtdicken d_s zu untersuchen, wurden Transportuntersuchungen an den RTD Mesen durchgeführt und $I(V)$ -Kennlinien in Abhängigkeit von d_s und der RTD Mesenfläche analysiert. In *Abbildung 3.32* sind drei $I(V)$ -Kennlinien, aufgenommen bei Raumtemperatur (RT), für die Pufferschichtdicken $d_s = 1, 5$ und 10 nm (von (a) nach (c)) dargestellt. Der RTD Mesendurchmesser war $d = 3 \mu\text{m}$ und der Strom wurde als Spannungsabfall an der externen Last mit $R = 10 \Omega$ gemessen.

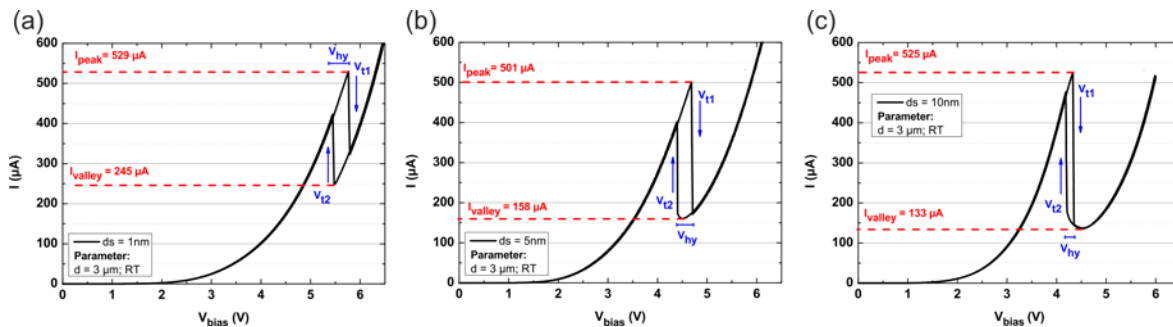


Abbildung 3.32: $I(V)$ -Kennlinien der RTD Mesen mit Durchmesser $d = 3 \mu\text{m}$, aufgenommen bei RT, für Pufferschichtdicken $d_s = 1 \text{ nm}$ in (a), 5 nm in (b) und 10 nm in (c). Alle drei $I(V)$ -Kennlinien zeigen RTD Charakteristika mit einer Resonanz (Strom I_{peak}), negativen differentiellen Leitwert (Bistabilität durch den Ladelinien-Effekt) und einem nichtkohärenten Ladungstransport mit Strom I_{valley} .

Für alle drei Proben steigt der Strom mit steigender Spannung V_{bias} an und erreicht ein Maximum bei V_{t1} mit $I_{peak} = 529 \mu\text{A}$ für $d_s = 1 \text{ nm}$, $I_{peak} = 501 \mu\text{A}$ für $d_s = 5 \text{ nm}$ und $I_{peak} = 525 \mu\text{A}$ für $d_s = 10 \text{ nm}$. Die Schwell- bzw. Resonanzspannung V_{t1} des bistabilen Bereiches verschiebt von $V_{t1} = 4,33 \text{ V}$ für $d_s = 10 \text{ nm}$ bis $V_{t1} = 5,77 \text{ V}$ für $d_s = 1 \text{ nm}$. Im Gegensatz zu den relativ konstanten Resonanzströmen I_{peak} sind die Talströme I_{valley} unterschiedlich und mit $I_{valley} = 245, 158$ und $133 \mu\text{A}$ für $d_s = 1, 5$ und 10 nm gegeben. Insgesamt nimmt der Talstrom mit zunehmender Pufferschichtdicke d_s ab. Zur detaillierten Untersuchung der kohärenten und nicht-kohärenten Transportanteile $I_{k,nk}$, wurden die Ströme in Resonanz I_{peak} sowie die Talströme I_{valley} in Abhängigkeit der RTD Mesenfläche analysiert. In *Abbildung 3.33* sind $I_{peak, I_{valley}}$ als Funktion der Mesenfläche für Pufferschichtdicken $d_s = 1 \text{ nm}$

3.4 Resonante Tunneldioden mit GaInNAs Absorptionsschicht für Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge von $1,3 \mu\text{m}$

in (a), 5 nm in (b) und 10 nm in (c) dargestellt. Unabhängig von der Pufferschichtdicke sind der Resonanz- und der Talstrom lineare Funktionen der Mesenfläche und die Stromdichten $J_{peak, valley}$ sind konstant. Randkanaleffekte können somit vernachlässigt werden. Diese werden erst signifikant bei RTD Durchmesser kleiner 300 nm (siehe Abschnitt 3.1.1). Die unterschiedlichen Proben zeigen eine nahezu konstante Resonanzstromdichte J_{peak} , welche aus den linearen Fitfunktionen mit $J_{peak} = 5,84, 5,75$ und $5,64 \text{ kA/cm}^2$ für $d_s = 1, 5$ und 10 nm ermittelt wurden. Analog sind die Talstromdichten mit $J_{valley} = 3,99, 1,98$ und $1,47 \text{ kA/cm}^2$ für $d_s = 1, 5$ und 10 nm gegeben. Im Gegensatz zu den Resonanzstromdichten J_{peak} fällt J_{valley} signifikant mit steigender Pufferschichtdicke d_s ab. Aus den Stromdichten lassen sich die Resonanz-zu-Talstrom-Verhältnisse ($PVRs$) für die drei Proben mit $PVR = J_{peak}/J_{valley} = 1,5$ ($d_s = 1 \text{ nm}$), $2,9$ ($d_s = 5 \text{ nm}$) und $3,8$ ($d_s = 10 \text{ nm}$) bestimmen. Das PVR mit $3,8$ (für $d_s = 10 \text{ nm}$) ist bereits für rein GaAs basierte RTDs ein ausgezeichneter Wert. Für den Resonanzstrom $I_{peak}(J_{peak})$ ist der Ladungstransport hauptsächlich kohärenter Natur und durch $I_k(J_k)$ (siehe Abschnitt 3.1.2) gegeben. Dieser ist unabhängig von der Pufferschichtdicke d_s . Im Gegensatz dazu ist der Talstrom $I_{valley}(J_{valley})$ durch den nicht-kohärenten Ladungstransport $I_{nk}(J_{nk})$ gegeben. Dieser wird (ohne Berücksichtigung von Randkanaleffekten) durch heiße Elektronen, Elektron-Phonon- und Elektron-Störstellen-Streuprozesse erzeugt. [22, 23] Eine Reduktion der Talstromdichte J_{valley} mit zunehmender Pufferschichtdicke spiegelt daher direkt die Reduktion von Störstellenstreuprozessen wider. Die weiteren Streuprozesse (z.B. Elektron-Phonon-Streuung) können für die drei Proben mit unterschiedlicher Pufferschichtdicke als identisch angenommen werden. Die Untersuchungen der elektrischen Transporteigenschaften der RTD Mesen zeigen eine Erhöhung des PVR mit zunehmender Pufferschichtdicke. Ob diese auch optisch aktiv auf Licht der Wellenlänge $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ sind und welche Abhängigkeit von der Pufferschichtdicke die optischen Eigenschaften besitzen, wird im Folgenden näher dargestellt.

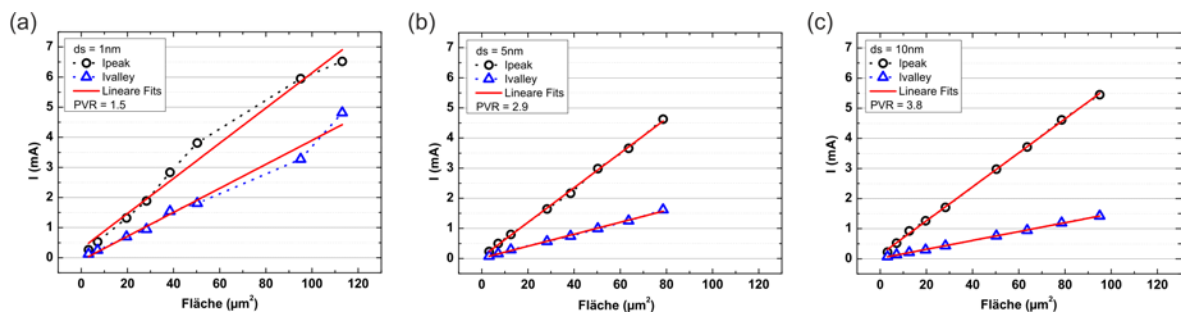


Abbildung 3.33: Resonanz- (I_{peak}) und Talstrom (I_{valley}) als Funktion der RTD Mesenfläche für die Pufferschichtdicken $d_s = 1 \text{ nm}$ in (a), $d_s = 5 \text{ nm}$ in (b) und $d_s = 10 \text{ nm}$ in (c). Aus den linearen Fitfunktionen werden die jeweiligen Stromdichten $J_{peak, valley}$ und die $PVRs$ ermittelt. Das maximale PVR ist $3,8$ für die RTD mit Pufferschichtdicke $d_s = 10 \text{ nm}$.

Der zur optischen Anregung verwendete Halbleiterlaser mit der Wellenlänge $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ wurde durch ein Spiegel- und Linsensystem auf die RTD Mesen fokussiert. Die Lichtleistung wurde durch einen Graukeilfilter variabel eingestellt und die Lichtleistung durch ein NIR-Powermeter gemessen. In *Abbildung 3.34(a)* sind I(V)-Kennlinien einer RTD Mesa

mit Durchmesser $d = 3 \mu\text{m}$, aufgenommen unter optischer Anregung mit der Leistungsdichte $P = 5,6 \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$ und als Referenz die Messung im Dunkeln, dargestellt. Die Pufferschichtdicke betrug $d_s = 5 \text{ nm}$. Ohne optische Anregung zeigt die RTD I(V)-Kennlinie den bereits diskutierten Verlauf mit den beiden Schwellspannungen $V_{t1} = 5,024 \text{ V}$ für den up- und $V_{t2} = 4,897 \text{ V}$ für den down-sweep. Unter optischer Anregung können zwei wesentliche Veränderungen in der Kennlinie der RTD beobachtet werden. Um diese genauer zu analysieren, ist in *Abbildung 3.34(b)* der Photostrom, definiert mit $\Delta I = I(\text{Beleuchtung}) - I(\text{Dunkel})$ als Funktion der angelegten Vorwärtsspannung V_{bias} dargestellt. Auffällig sind die beiden ausgeprägten Minima mit $\Delta I = -0,28$ und $-0,55 \text{ mA}$, welche direkt mit der Verschiebung der Schwellspannungen $\Delta V_{t1,t2}$ korreliert sind. Denn im Vergleich zu der Messung im Dunkeln sind die Schwellspannungen unter optischer Anregung $V_{t1,t2}$ zu kleineren Werten verschoben und sind $V_{t1} = 5,004 \text{ V}$ und $V_{t2} = 4,879 \text{ V}$. In den Spannungsbereichen $\Delta V_{t1,t2} = V_{t1,t2}(\text{Dunkel}) - V_{t1,t2}(\text{Beleuchtung})$ ist der Photostrom durch $\Delta I = I_{valley} - I_{peak}$ gegeben. Da I_{valley} kleiner als I_{peak} ist folgt direkt, dass der Photostrom ein negatives Vorzeichen hat. Beide Minima besitzen unterschiedliche Werte, d.h., $\Delta I = -0,28$ und $-0,55 \text{ mA}$, was an den unterschiedlichen Stromänderungen bei beiden Schwellspannungen V_{t1} und V_{t2} liegt. Zusätzlich zu diesen beiden Minima ist ein Maximum im Photostrom mit $\Delta I = 0,036 \text{ mA}$ im Vorwärtsspannungsbereich zwischen $3 \text{ V} < V_{bias} < 4 \text{ V}$ ausgeprägt. Dieses Maximum im Photostrom gibt, obgleich betragsmäßig signifikant geringer als beide Minima, die optimale Arbeitsspannung des RTD Photodetektors an. Im Gegensatz zu beispielsweise p-i-n Photodioden existiert in rein n-dotierten RTDs kein internes elektrisches Feld, welches auch ohne angelegte Spannung die generierten Elektron-Loch Paare separiert und beispielsweise in Solarzellen ausgenutzt wird. [121] Für die RTD Photodetektoren ist ein solches Potential nicht existent, weshalb für geringe Spannungen keine Ladungsträgerseparation auftritt. Strahlende Rekombinationsverluste dominieren. Die Photonen werden absorbiert und generieren Elektron-Loch Paare. Diese rekombinieren aber bevor sie detektiert werden können. Unterhalb des optimalen Arbeitspunktes ist dies der dominierende Verlustmechanismus. Oberhalb hingegen dominiert ein zweiter Verlustmechanismus. Durch die angelegte Spannung V_{bias} wird nicht nur die Transmission der Elektronen, sondern auch der Löcher selbst variiert. Für große Spannungen können die Löcher durch die DBS tunneln, was eine Reduktion der Lochdichte ρ_{hole} an der Doppelbarriere zur Folge hat. Dies bedingt wiederum eine Abnahme der Coulomb-Wechselwirkung. Insgesamt ist der Photostrom $\Delta I(V, \lambda)$ der RTD eine Funktion der Spannung V und Wellenlänge λ und durch

$$\begin{aligned} \Delta I(V, \lambda) &= \eta(V, \lambda) \cdot SE(\lambda) \cdot M(V) \cdot P(\lambda) \\ SE(\lambda) &= \frac{e\lambda}{hc} \\ \eta(V, \lambda) &= \eta_1(V) \cdot \eta_2(\lambda) \end{aligned} \tag{3.26}$$

definiert. [133] P ist die eingestrahelte Lichtleistung, M der interne Multiplikationsfaktor, $SE(\lambda)$ die spektrale Empfindlichkeit und $\eta(V, \lambda)$ ist die Quantenausbeute, welche sich aus einem spannungsabhängigen Anteil $\eta_1(V)$ und einem wellenlängenabhängigen Anteil $\eta_2(\lambda)$ (siehe Gleichung (3.26)) zusammensetzt. Die Quantenausbeute $\eta_2(\lambda)$ gibt die Anzahl der generierten Elektron-Loch Paare pro einfallende Photonen an und ist über den Absorpti-

3.4 Resonante Tunneldioden mit GaInNAs Absorptionsschicht für Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge von 1,3 μm

onsquerschnitt α , der Weite der Absorptionsschicht l und Reflexionsverlusten $R(\lambda)$ definiert. Die Quantenausbeute $\eta_l(V)$ gibt die Detektionswahrscheinlichkeit eines generierten Elektron-Loch-Paares an und beschreibt die Rekombinationsverluste (strahlend und nicht-strahlend). Bei geringen Vorwärtsspannungen ist η_l dominant und limitiert den Photostrom $\Delta I(V, \lambda)$. Für große angelegte Spannungen ist der Ausgang durch den internen Multiplikationsfaktor $M(V)$ begrenzt, welcher bei Reduktion der Lochdichte an der DBS abnimmt. Zu beachten ist, dass sowohl der interne Multiplikationsfaktor $M(V)$ als auch die Quantenausbeute $\eta(V, \lambda)$ Funktionen der angelegten Spannung sind.

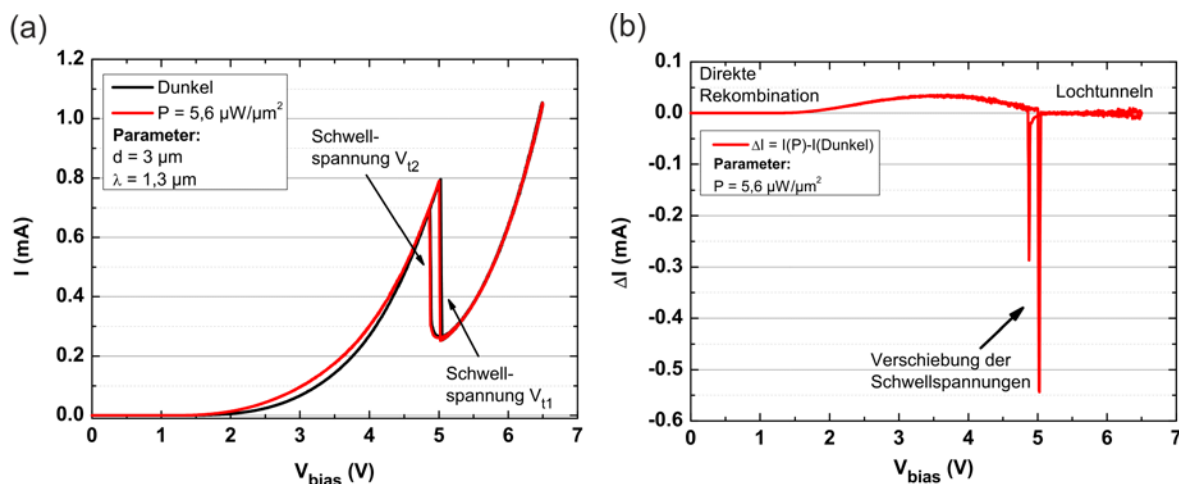


Abbildung 3.34: (a) $I(V)$ -Kennlinien einer RTD Mesa mit Durchmesser $d = 3 \mu\text{m}$ und einer Pufferschichtdicke $d_s = 5 \text{ nm}$ unter Beleuchtung mit $P = 5,6 \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$ und als Referenz die Messung im Dunkeln. Unter Beleuchtung wird ein Photostrom ΔI (siehe (b)) mit einem Maximum bei etwa 3 - 4 V generiert. Die beiden Minima (bei $V_{\text{bias}} \sim 5 \text{ V}$) werden durch die Schwellspannungsverschiebungen $\Delta V_{t1,t2}$ des bistabilen Bereiches erzeugt.

Bei den Strukturen mit GaInNAs Absorptionsschicht tritt resonantes Tunneln bei Raumtemperatur auf und diese RTD Photodetektoren sind für den NIR-Bereich, speziell bei der Telekomwellenlänge mit $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, optisch aktiv. Das Einbringen einer schmalen GaAs Pufferschicht d_s verbessert den Elektronentransport signifikant, was durch eine Reduktion von Streuzentren an der DBS erreicht wird. Die Abhängigkeit der Pufferschichtdicke auf den Photostrom ΔI ist in *Abbildung 3.35(a)* als Funktion der eingestrahlteten Lichtleistung P_{light} mit Wellenlänge $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ dargestellt. Der Durchmesser der RTD Mesen war mit $d = 6 \mu\text{m}$ konstant und die angelegte Vorwärtsspannung betrug $V_{\text{bias}} = 3 \text{ V}$. Einerseits, und unabhängig von den Pufferschichtdicken, zeigen die $\Delta I(P_{\text{light}})$ -Kennlinien einen nichtlinearen Verlauf. Die Ursache hierfür wird in der endlichen Zustandsdichte $D(E)$ der akkumulierten Löcher an der RTD Doppelbarriere angenommen. Unter großer optischer Beleuchtung werden Löcher generiert, welche an der DBS akkumulieren und dort die Zustände besetzen. Aufgrund der endlichen Anzahl von Zuständen sättigen diese. Zusätzlich fällt der Photostrom ΔI mit zunehmender Pufferschichtdicke ab. Für $d_s = 1 \text{ nm}$ ist der maximale Photostrom $\Delta I(P_{\text{light}} = 1 \text{ mW}) = 62 \mu\text{A}$ und für $d_s = 10 \text{ nm}$ nur $\Delta I(P_{\text{light}} = 1 \text{ mW}) \sim$

10 μA . Dies lässt sich durch die reduzierte Coulomb-Wechselwirkung der akkumulierten Löcher mit zunehmender Pufferschichtdicke erklären.

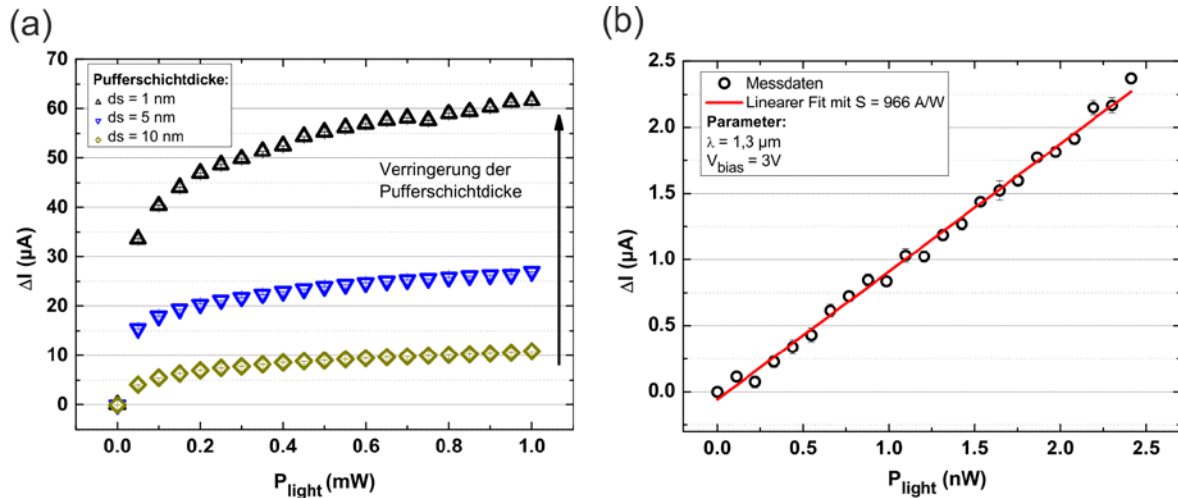


Abbildung 3.35: (a) Photostrom ΔI als Funktion der Lichtleistung P_{light} für RTD Mesen mit Durchmesser $d = 6 \mu\text{m}$ und Pufferschichtdicken $d_s = 1, 5$ und 10 nm . ΔI fällt mit zunehmender Pufferschichtdicke ab, wobei er maximal $\Delta I = 10 \mu\text{A}$ für $d_s = 10 \text{ nm}$ und $\Delta I = 62 \mu\text{A}$ für $d_s = 1 \text{ nm}$ ist. (b) ΔI für geringe Lichtleistungen P_{light} einer RTD Mesa mit Durchmesser $d = 11 \mu\text{m}$ und $d_s = 5 \text{ nm}$. Durch den linearen Fit wird die Sensitivität mit $S = 966 \text{ A/W}$ bestimmt.

Im Folgenden wurden stets RTD Mesen mit konstanter Pufferschichtdicke $d_s = 5 \text{ nm}$ verwendet. In *Abbildung 3.35(b)* ist der Photostrom ΔI als Funktion der Lichtleistung P_{light} im linearen Bereich (Kleinsignal) dargestellt. Über das lineare Verhältnis lässt sich die Sensitivität $S = \partial \langle \Delta I \rangle / \partial P$ aus dem linearen Fit mit $S = 966 \text{ A/W}$ bestimmen. Die Sensitivität S ist von der Wahl der Spannung an der RTD und der Wellenlänge des eingestrahlten Lichts aus Gleichung (3.26) durch

$$S(V, \lambda) = \eta(V, \lambda) \cdot SE(\lambda) \cdot M(V) \quad (3.27)$$

gegeben. Unter der Annahme, dass $\eta_1(V) = 1$ ist, kann durch Abschätzen der Quantenausbeute $\eta_2(\lambda)$ die spektrale Empfindlichkeit $SE(\lambda)$ aus Gleichung (3.26) und damit der Multiplikationsfaktor bestimmt werden. Allein durch die Sensitivität S , bzw. der Messung des Photostroms, kann weder M noch η selbst ermittelt werden. In herkömmlichen Lawineneffekt-Photodioden (APDs¹¹) wird die Quantenausbeute und die spektrale Empfindlichkeit bei einem internen Multiplikationsfaktor von $M = 1$ ermittelt und M als Funktion der angelegten Spannung bestimmt. Unter der Annahme, dass $\eta = 1$ (jedes einzelne Photon wird absorbiert und detektiert) folgt bereits ein interner Multiplikationsfaktor der untersuchten Proben von mindestens $M \sim 900$. Um eine realistischere Abschätzung der Multiplikation zu ermitteln, kann über den Absorptionsquerschnitt α und der Absorptionsschichtlänge $l = 150 \text{ nm}$ der Proben $\eta_2(\lambda)$ bestimmt werden. Der Absorptionsquerschnitt für Wellenlängen

¹¹ APD = avalanche photodiode

3.4 Resonante Tunneldioden mit GaInNAs Absorptionsschicht für Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge von 1,3 μm

vergleichbar mit der Bandlücke ist in etwa $\alpha \sim 10^4 \text{cm}^{-1}$. Dadurch lässt sich $\eta_2(\lambda)$ mit 14 % abschätzen und über die spektrale Empfindlichkeit folgt aus Gleichung (3.26) ein interner Multiplikationsfaktor von $M \sim 6000$.

Kommerziell erhältliche APDs haben einen internen Multiplikationsfaktor von z.B. $M = 1000$ für Silizium-APDs und $M = 10$ für InGaAs-APDs¹². Aufgrund des hohen Dunkelstroms in z.B. InGaAs-APDs wird dabei der Multiplikationsfaktor M (im Vergleich mit Si-APDs) auf geringe Werte gesetzt. Grund hierfür ist das APD Stromrauschen i_{APD} :

$$i_{APD} = \sqrt{2q(\Delta I + I_{sd})\Delta f F M} \quad (3.28)$$

[134] ΔI ist der Photostrom bei $M = 1$, I_{sd} der Dunkelstrom, Δf die Bandbreite des Detektors und F der Excess-noise Faktor, welcher durch den Multiplikationsfaktor und der Elektron/Loch Ionisation ermittelt wird. [134] Im Stromrauschen der APD i_{APD} geht M ein. Um die minimal detektierbare Lichtleistung $\min(P_{light})$ zu bestimmen, welche ein Signal-zu-Rauschverhältnis von 1 erzeugt, wurde das Stromrauschen der RTD Mesen i_{RTD} ermittelt. Oben in *Abbildung 3.36* ist die I(V)-Kennlinie der RTD und unten in *Abbildung 3.36* das gemessene Stromrauschen i_{RTD} dargestellt.

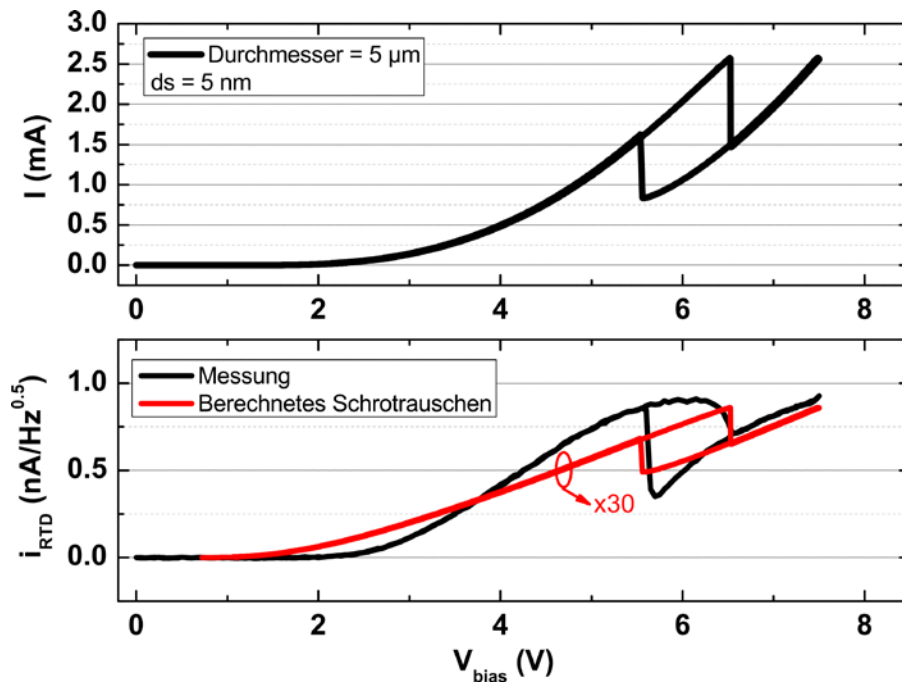


Abbildung 3.36: (Oben): I(V)-Kennlinie der RTD Mesa mit Durchmesser $d = 5 \mu\text{m}$, aufgenommen bei RT. (Unten:) Gemessenes und theoretisches (nach Gleichung (3.29)) Stromrauschen i_{RTD} als Funktion der angelegten Spannung V_{bias} . Gegenüber dem theoretischen Limit des Schrotrauschens ist das gemessene Stromrauschen um einen Faktor 30 erhöht.

¹² Thorlabs, Inc., Webpage: www.thorlabs.com

3.4 Resonante Tunneldioden mit GaInNAs Absorptionsschicht für Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge von 1,3 μm

Der Mesendurchmesser war $d = 5 \mu\text{m}$. Das Stromrauschen wurde in einer Bandbreite von $f_{bw} = 10 - 125 \text{ kHz}$ gemessen. Zusätzlich ist unten in *Abbildung 3.36* das theoretisch ermittelte Schrotrauschen nach

$$i_{RTD} = \sqrt{2eI} \quad (3.29)$$

dargestellt. Das Stromrauschen der RTD i_{RTD} ist um einen Faktor 30 gegenüber dem theoretischen Limit erhöht und folgt der Strom-Spannungskennlinie. Über dem Stromrauschen i_{RTD} (gegeben in $[A/\text{Hz}^{0.5}]$ oder $[A^2/\text{Hz}]$) und der Sensitivität (in A/W , siehe *Abbildung 3.35(b)*), lässt sich schließlich die Rausch-Äquivalente Leistung ($NEP = \text{noise equivalent power}$) angeben: [135]

$$NEP = \frac{\text{Stromrauschen}}{\text{Sensitivität}} = \frac{i_{RTD} \left[\frac{A}{\sqrt{\text{Hz}}} \right]}{S \left[\frac{A}{W} \right]} \quad (3.30)$$

In *Abbildung 3.37(a)* ist das Stromrauschen i_{RTD} als Funktion von V_{bias} für RTD Mesen mit Durchmesser $d = 2, 3$ und $5 \mu\text{m}$ und in *Abbildung 3.37(b)* als Funktion der RTD Mesenfläche A bei $V_{bias} = 3 \text{ V}$, aufgenommen bei Raumtemperatur, dargestellt. Für die Analyse der NEP (nach Gleichung (3.30)) wird jeweils das Stromrauschen bei $V_{bias} = 3 \text{ V}$ verwendet. Für die RTD Mesa mit Durchmesser $d = 5 \mu\text{m}$ ist das Stromrauschen $i_{RTD}(V_{bias} = 3 \text{ V}) = 117 \text{ pA}/\text{Hz}^{0.5}$ und mit der Sensitivität von $S = 966 \text{ A}/W$ entspricht dies einer NEP von lediglich $121 \text{ fW}/\text{Hz}^{0.5}$. Für die RTD Mesenfläche mit $A = 95 \mu\text{m}^2$ ist die $NEP = 317 \text{ fW}/\text{Hz}^{0.5}$ und fällt um einen Faktor 50 auf lediglich $6,5 \text{ fW}/\text{Hz}^{0.5}$ für $A = 0,78 \mu\text{m}^2$ ab.

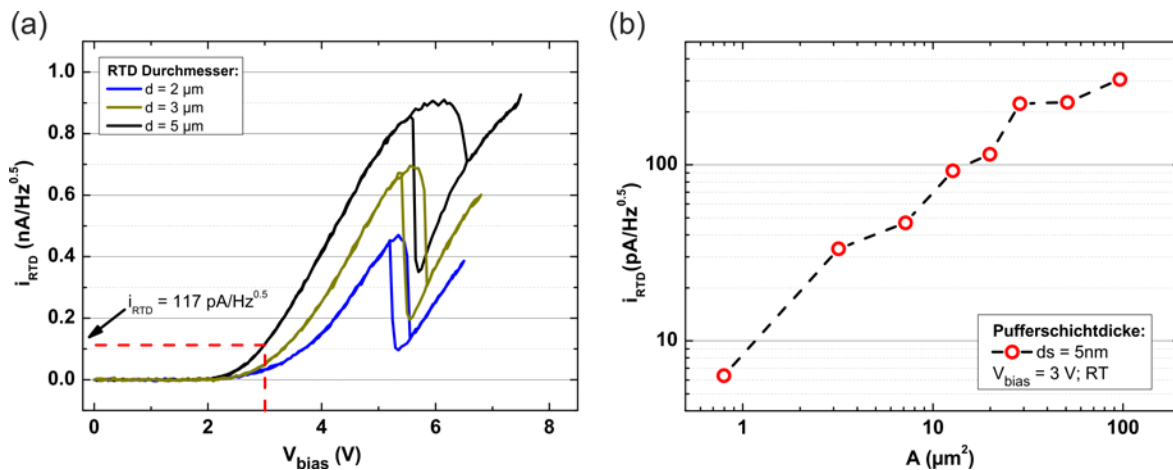


Abbildung 3.37:(a) RTD Stromrauschen i_{RTD} als Funktion der Vorwärtsspannung V_{bias} für RTD Mesen mit Durchmessern $d = 2, 3$ und $5 \mu\text{m}$. Das Stromrauschen ist nicht mit der internen Multiplikation korreliert und beträgt bei $V_{bias} = 3 \text{ V}$ für $d = 5 \mu\text{m}$ $i_{RTD} = 117 \text{ pA}/\text{Hz}^{0.5}$. (b) Stromrauschen i_{RTD} als Funktion der RTD Mesenfläche A , aufgenommen bei Raumtemperatur und $V_{bias} = 3 \text{ V}$.

Obleich die Sensitivitätsmessung einen internen Multiplikationsfaktor von über 6000 zeigte, ist das RTD Stromrauschen nur um einen Faktor 30 gegenüber dem theoretischen

schen Limit des Schrotrauschens erhöht. Demnach zeigt zwar die Rauschmessungen eine Überhöhung, welche aber nicht mit der internen Multiplikation korreliert ist. Dies stellt einen signifikanten Unterschied des RTD Photodetektors im Vergleich zu herkömmlichen APD p-i-n Detektoren dar. Dadurch kann für RTDs mit einem vergleichsweise hohen Dunkelstrom zugleich ein niedriges Stromrauschen mit hoher Multiplikation erreicht werden. In herkömmlichen APDs wird die Multiplikation über Stoßionisation in der aktiven Zone erreicht, bei der jede injizierte Ladung (Elektron oder Loch) einen Lawineneffekt erzeugt. Speziell wird dieser nicht nur durch photogenerierten Ladungsträger, welche in den intrinsischen Bereich injiziert werden, sondern auch durch die Ladungsträger des Dunkelstroms erzeugt. Dies resultiert in dem von der Multiplikation abhängigen Stromrauschen nach Gleichung (3.28). In RTDs hingegen ist die Multiplikation durch die Lochakkumulation und Lochdichte an der Doppelbarriere gegeben und das Stromrauschen i_{RTD} durch den Elektronentransport. Für rein n-dotierte Materialien kann die Lochdichte ohne Beleuchtung vernachlässigt werden. Für eine RTD mit $d = 12 \mu\text{m}$ und unter der Annahme einer InAs Absorptionsschicht der Länge $l = 150 \text{ nm}$ kann über die intrinsischen Ladungsträgerkonzentration von $n = p = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ eine mittlere Lochanzahl in der Absorptionsschicht von lediglich $n_{hole} = 15$ abgeschätzt werden. n_{hole} ist für GaInNAs nochmals signifikant erniedrigt.

Im Rahmen der optischen und elektrischen Charakterisierungen von RTDs mit integrierter GaInNAs Schicht konnten drei wesentliche Merkmale bestimmt werden. Zum einen wird durch das Einbringen einer dünnen GaAs Pufferschicht der Elektronentransport signifikant verbessert, was auf eine Reduktion des nicht-kohärenten Transportanteils zurückzuführen ist. Zweitens sind die RTD Mesen lichtaktiv für die Telekommunikationswellenlänge bei $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, was durch die Coulomb-Wechselwirkung akkumulierter Löcher an der DBS erzeugt wird. Drittens zeigten die Rauschmessungen eine von der internen Multiplikation unabhängiges Stromrauschen und dadurch eine geringe Rausch-Äquivalente Leistung. Der abschließende Abschnitt zeigt die Erhöhung der Quantenausbeute durch die Integration der RTD Photodetektoren in einer optischen Kavität.

3.4.2 Integration in einer optischen Kavität

Um die Quantenausbeute von Photodetektoren zu maximieren, müssen einerseits die Verluste (strahlend und nichtstrahlend) minimiert und andererseits der Absorptionsquerschnitt maximiert werden. Um die Quantenausbeute $\eta_2(\lambda)$ der in Abschnitt 3.4.1 vorgestellten RTD Strukturen zu erhöhen, wurden diese in eine optische Kavität eingebettet. Dieser Fabry-Perot-Resonator bestand aus Distributed-Bragg-Reflektoren (DBRs) aus alternierenden GaAs/AlAs Spiegelpaaren mit Schichtdicken von jeweils $\lambda/4$. Die optische Kavität wurde auf Resonanzwellenlängen im NIR-Bereich und speziell für die Telekommunikationswellenlänge $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ ausgelegt. Als Ausgangspunkt dienten die wesentlichen Ergebnisse des Abschnittes 3.4.1. Speziell die Pufferschicht zwischen AlGaAs Barriere und

3.4 Resonante Tunneldioden mit GaInNAs Absorptionsschicht für Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge von 1,3 μm

GaInNAs Absorptionsschicht, welche im Folgenden mit $d_s = 5 \text{ nm}$ verwendet wurde. In *Abbildung 3.38* ist der schematische Schichtaufbau der RTD Mesen mit GaInNAs Absorptionsschicht integriert in der optischen Kavität dargestellt. Unterschiede im Probedesign sind der Integration von DBR und RTD geschuldet. Ein maximaler Überlapp der Resonanzmode mit der Absorptionsschicht soll vorhanden sein. Für die optische Kavität wurde eine Dicke von 2λ gewählt, um ausreichend Platz für DBS, Absorptionsschicht und den dotierten Schichten zur Kontaktierung zu gewähren. Die Position der DBS wurde so gewählt, dass sie in einem Feldminimum der optischen Kavität liegt und die Absorptionsschicht wurde mit einer Dicke von $\lambda/2$ gewählt, so dass ein guter Überlapp mit einem Feldmaximum gewährleistet war. Die Doppelbarrierenstruktur der RTD war unverändert. In *Abbildung 3.38(b)* ist der Verlauf des Brechungsindex n der RTD Struktur innerhalb der optischen Kavität bis zum ersten DBR Spiegelpaar dargestellt. Zusätzlich ist die resultierende resonante stehende Welle in der optischen Kavität eingezeichnet. Die bereits diskutierte Platzierung von DBS und Absorptionsschicht ist deutlich zu erkennen.

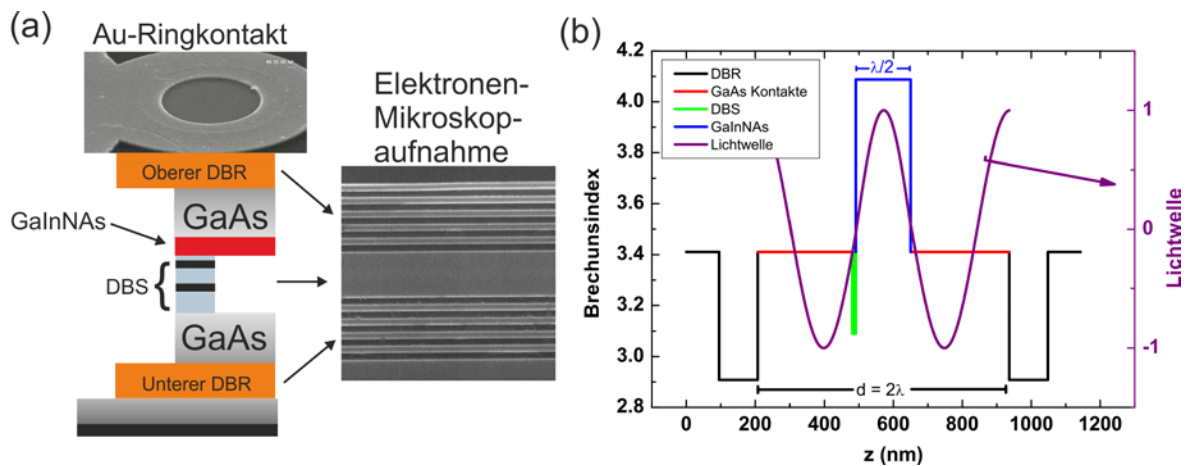


Abbildung 3.38: (a) Schematischer Schichtaufbau der RTD Struktur mit GaInNAs Absorptionsschicht und den beiden DBR Spiegelpaaren. Ebenfalls sind Elektronenmikroskop-Aufnahmen des Topkontaktes und der beiden DBR Spiegelpaare gezeigt. (b) Verlauf des Brechungsindex und die resonant stehende Lichtwelle in der optischen Kavität für den verwendeten Schichtaufbau.

Der Brechungsindex für die quaternäre GaInNAs Absorptionsschicht wurde aus *Ref. [136]* übernommen, welcher sich nach der Gleichung

$$n(\text{GaInNAs}) = n(\text{InGaAs}) + 1.42/(\Delta E_{\text{gap}}) \quad (3.31)$$

bestimmen lässt. Dabei ist $n(\text{InGaAs})$ der Brechungsindex des N-freien Materials und ΔE_{gap} die Bandlückenänderung durch Zugabe von N. Analog zum vorherigen Abschnitt wurden RTD Mesen mit Durchmesser von $d = 1$ bis $12 \mu\text{m}$ prozessiert. Dabei ist der untere Kontakt am Substrat und der obere Ringkontakt auf der Mesa und die Ätztiefe war bis kurz nach der Doppelbarriere.

3.4 Resonante Tunneldioden mit GaInNAs Absorptionsschicht für Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge von 1,3 μm

In *Abbildung 3.39(a)* ist das gemessene Reflexionsspektrum der optischen Kavität dargestellt. Bei der Wellenlänge $\lambda = 1,295 \mu\text{m}$ ist die optische Resonanz zu erkennen. Das Resonanzmaximum mit einer Reflektivität von $R = 28 \%$ liegt im Vergleich zur Telekommunikationswellenlänge $1,3 \mu\text{m}$ leicht blauverschoben bei $\lambda_{res} = 1,295 \mu\text{m}$. Neben der Resonanzwellenlänge sind die beiden Stoppbänder mit einer nahezu 100 prozentigen Reflexion ausgeprägt.

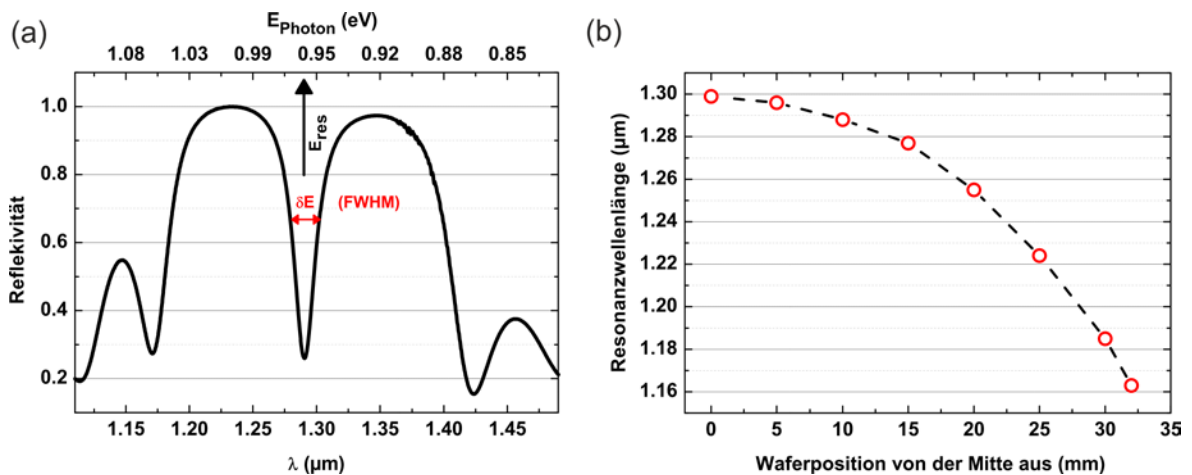


Abbildung 3.39: (a) Reflexionsspektrum der optischen Kavität mit Resonanzwellenlänge bei $\lambda_{res} = 1,295 \mu\text{m}$. Der Gütefaktor Q ist 62. (b) Resonanzwellenlänge der Kavität für die Waferposition von der Mitte aus. Die Resonanzwellenlänge verschiebt blau von $\lambda_{res} = 1,299 \mu\text{m}$ (Mitte) zu $\lambda_{res} = 1,163 \mu\text{m}$ (Rand).

Aus den Reflektivitätsmessung kann die Güte der Kavität, gegeben durch den Qualitätsfaktor Q , bestimmt werden. Dieser gibt das Verhältnis zwischen der im Resonator gespeicherten Energie und den dissipativen Verlusten und ist durch die Energie in Resonanz E_{res} und der Halbwertsbreite (FWHM) δE über

$$Q = \frac{E_{res}}{\delta E} \quad (3.32)$$

gegeben. [137, 138] Der Qualitätsfaktor der optischen Kavität aus *Abbildung 3.39(a)* wurde mit $Q = 62$ bestimmt. Durch die Erhöhung der Anzahl der Spiegelpaare können Q -Faktoren der Kavitäten mit Werten über 150.000 erreicht werden. [139] In optischen Kavitäten auf AlAs/GaAs Basis ist bekannt, dass die Resonanzwellenlänge der Kavität über der Waferposition blauverschoben. Dies hat die Ursache in der Abstrahlcharakteristik der Effusionzellen. In *Abbildung 3.39(b)* ist die optische Resonanz als Funktion der Waferposition bis 32 mm von der Wafermitte aus dargestellt. Für die untersuchte Probe lässt sich eine Resonanzwellenlängenverschiebung von $\lambda_{res} = 1,299 \mu\text{m}$ (Mitte) zu $\lambda_{res} = 1,163 \mu\text{m}$ (Rand) um $\Delta\lambda_{res} = 136 \text{ nm}$ beobachten. Anhand der optischen Untersuchungen können zwei wesentliche Aspekte betrachtet werden. Einerseits ist die optische Resonanz für Proben, welche aus der Mitte des Materials prozessiert wurden, nahe der gewünschten Telekommunikationswellenlänge. Zum anderen können je nach Waferposition, RTD Strukturen mit unterschiedlichen Resonanzwellenlängen strukturiert und untersucht werden. Dadurch kann

3.4 Resonante Tunneldioden mit GaInNAs Absorptionsschicht für Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge von $1,3 \mu\text{m}$

nicht nur der Telekommunikationswellenlängenbereich, sondern auch der Bereich bis Wellenlängen von $\lambda = 1,163 \mu\text{m}$ sensitiv erfasst werden.

In *Abbildung 3.40(a)* sind $I(V)$ -Kennlinien einer RTD Mesa mit Durchmesser $d = 9 \mu\text{m}$, aufgenommen unter optischer Anregung mit Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 1,290 \mu\text{m}$ und als Referenz die Messung im Dunkeln, dargestellt.

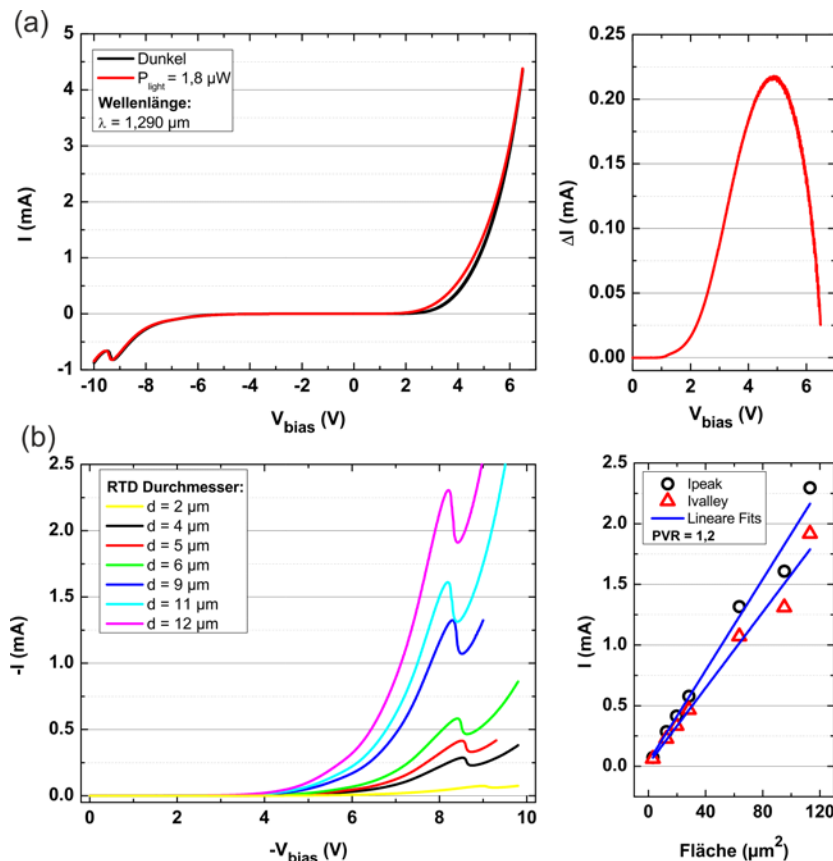


Abbildung 3.40: (a) $I(V)$ -Kennlinien einer RTD Mesa in einer optischen Kavität für $P_{\text{light}} = 1,8 \mu\text{W}$ mit Wellenlänge $\lambda = 1,290 \mu\text{m}$ und als Referenz die Messung im Dunkeln. Der Photostrom (rechts) ist nur für positive Spannungen ungleich null mit einem Maximum bei $V_{\text{max}} = 4,9 \text{ V}$. (b) $I(V)$ -Kennlinien für unterschiedliche RTD Mesendurchmesser, aufgenommen für $-V_{\text{bias}}$. Die Resonanz, der NDC und der nicht-kohärente Transportbereich sind ausgeprägt. Aus der Linearität der Resonanz- I_{peak} und Talströme I_{valley} als Funktion der RTD Mesenfläche (rechts) lässt sich das PVR mit 1,2 ermitteln.

Die Lichtleistung P_{light} war $1,8 \mu\text{W}$ und der Strom wurde als Spannungsabfall über den Lastwiderstand mit $R = 10 \Omega$ gemessen. Für negative Vorwärtsspannungen V_{bias} zeigt die RTD eine Resonanz bei $V_{\text{peak}} = -9,2 \text{ V}$ und anschließend einen NDC-Bereich. Für positive Spannungen V_{bias} hingegen ist keine Resonanz zu finden. Der Photostrom $\Delta I(V)$ ist rechts in *Abbildung 3.40(a)* gezeigt. GleichermäÙen zu den RTD Mesen ohne optische Kavität (Abschnitt 3.4.1) ist dieser für negative V_{bias} zu vernachlässigen, da hier keine Lochakkumulation stattfindet. Für positive Spannungen steigt der Photostrom an, erreicht ein Maxi-

mum bei $V_{max} = 4,9 \text{ V}$ mit $\Delta I_{max} = 0,217 \mu\text{A}$ und fällt schließlich wieder ab. Die Existenz dieses Maximums wurde bereits in Abschnitt 3.4.1 diskutiert. Links in *Abbildung 3.40(b)* sind I(V)-Kennlinien für RTD Mesen mit Durchmesser $d = 2$ bis $12 \mu\text{m}$ für negative V_{bias} dargestellt. Alle Mesen zeigen die typischen RTD Charakteristika mit der Resonanz bei (V_{peak}, I_{peak}) . Rechts in *Abbildung 3.40(b)* sind die Resonanz- und Talströme $I_{peak, valley}$ als Funktion der RTD Mesenfläche dargestellt. Aus der linearen Relation folgen die konstanten Stromdichten $J_{peak} = 1,89 \text{ kA/cm}^2$ und $J_{valley} = 1,56 \text{ kA/cm}^2$. Analog zum vorherigen Abschnitt kann über die Resonanz- und Talstromdichte (J_{peak} und J_{valley}) der RTD Mesen das PVR mit 1,2 bestimmt werden. Im Gegensatz zu RTD Mesen ohne optische Kavität ist die Resonanz nur für negative Spannungen zu beobachten. Dies liegt an der signifikant erhöhten Stromdichte und dem daraus resultierenden Durchbruch bei positiver angelegter Vorwärtsspannung.

Um die spektrale Abhängigkeit des Photostroms $\Delta I(\lambda)$ der RTD Photodetektoren, um die optischen Resonanzen (siehe *Abbildung 3.39*) zu untersuchen, wurden Photostrommessungen zweier RTD Mesen durchgeführt. Die RTD Mesen wurden bei einer Vorwärtsspannung $V_{bias} = 3 \text{ V}$ betrieben und der Photostrom als Spannungsabfall an $R = 50 \Omega$ gemessen. Beide Proben hatten einen Durchmesser von $d = 5 \mu\text{m}$ und die Lichtleistung war $P_{light} = 180 \text{ nW}$. Eine Probe wurde mehr aus der Mitte und die andere näher am Rand des Wafers prozessiert. In *Abbildung 3.41(a)* ist der normierte Photostrom $\Delta I(\lambda)$ beider RTD Mesen im Wellenlängenbereich zwischen $\lambda = 1,240$ und $1,340 \mu\text{m}$ dargestellt. Beide zeigen ein Maximum im Photostrom $\Delta I(\lambda)$, wobei die RTD Mesa näher vom Rand des Wafers die Resonanzwellenlänge $\lambda_{res} = 1,255 \mu\text{m}$ und die Mesa näher von der Mitte des Wafers bei $\lambda_{res} = 1,290 \mu\text{m}$ hat. Analog zu den optischen Reflexionsmessungen konnte somit die Blauverschiebung (von innen nach außen) als auch die optische Resonanz bestätigt werden. Die Vorwärtsspannung war bei den Messungen konstant und daher ist die Änderung im Photostrom direkt mit der Änderung der Quantenausbeute $\eta_2(\lambda)$ korreliert. Photonen, welche nicht direkt absorbiert werden, werden durch die Kavität auf die Absorptionsschicht rückprojiziert. Hierdurch erhöht sich das Feld in der Absorptionsschicht und damit der Absorptionsquerschnitt. Für die Bestimmung der Erhöhung der Quantenausbeute in Resonanz, wurde der Photostrom für kleine Eingangsleistungen für Wellenlängen in und aus der Resonanz gemessen. Links in *Abbildung 3.41(b)* ist der Photostrom für die RTD Mesa von der Mitte des Wafers für die Wellenlängen $\lambda = 1,260, 1,290$ und $1,320 \mu\text{m}$ dargestellt. Der generierte Photostrom ist für die Resonanzwellenlänge signifikant erhöht. Für eine Eingangsleistung von $P = 200 \text{ pW}$ ist der Photostrom $\Delta I = 2,2 \mu\text{A}$ für die Resonanz und beispielsweise nur $\Delta I = 0,7 \mu\text{A}$ für $\lambda = 1,260 \mu\text{m}$.

3.4 Resonante Tunneldioden mit GaInNAs Absorptionsschicht für Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge von 1,3 μm

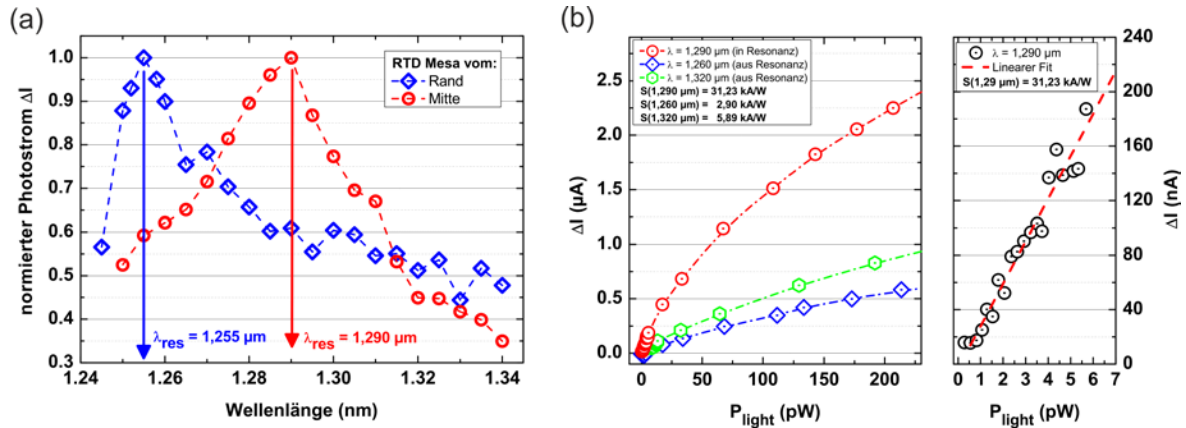


Abbildung 3.41: (a) Normierter Photostrom ΔI einer RTD Mesa von der Mitte und einer vom Rand des Wafers im Resonanzwellenlängenbereich. Beide Mesen zeigen ein Maximum im Photostrom bei $\lambda_{res} = 1,255$ (Rand) und $1,290 \mu\text{m}$ (Mitte). (b) Photostrom ΔI als Funktion der Laserleistung P_{light} für die RTD Mesa von der Mitte des Wafers für die Wellenlängen $\lambda_{res} = 1,290 \mu\text{m}$, $\lambda = 1,260 \mu\text{m}$ und $1,320 \mu\text{m}$. Der Photostrom für λ_{res} ist signifikant erhöht und aus den linearen Fitfunktionen für geringe Leistungen (rechts) lassen sich die Sensitivitäten S bestimmen. Für λ_{res} ist $S = 31,23 \text{ kA/W}$.

Aus den Kleinsignalen (rechts in *Abbildung 3.41(b)*) lassen sich die Sensitivitäten $S(\lambda)$ mit $S(\lambda_{res} = 1,290 \mu\text{m}) = 31,23 \text{ kA/W}$, $S(\lambda = 1,260 \mu\text{m}) = 2,90 \text{ kA/W}$ und $S(\lambda = 1,320 \mu\text{m}) = 5,89 \text{ kA/W}$ bestimmen. Aus den Verhältnissen der Sensitivitäten können die Erhöhung der Quantenausbeuten $\Delta\eta_{2,1(2)}(\lambda)$ mit

$$\Delta\eta_{2,1} = \frac{S(\lambda_{res})}{S(\lambda = 1,260 \mu\text{m})} = 10,8; \quad \Delta\eta_{2,2} = \frac{S(\lambda_{res})}{S(\lambda = 1,320 \mu\text{m})} = 5,3;$$

angegeben werden. Für Licht der Resonanzwellenlänge λ_{res} ist die Quantenausbeute $\eta_2(\lambda)$ demnach um über einen Faktor 10 gegenüber Wellenlängen außerhalb der Resonanz erhöht. Dies wird direkt durch die optische Kavität bedingt. Zusätzlich sind die spektralen Empfindlichkeiten bzw. die Sensitivitäten in Resonanz gegenüber den RTD Mesen ohne optische Kavität signifikant erhöht.

Um die minimale Anzahl von detektierbaren Photonen zu bestimmen, welche gerade noch ein Messsignal liefert, wurde der Photostrom ΔI der RTD Mesen bei gepulster Laseranregung mit Wiederholungsfrequenz $f = 10 \text{ kHz}$ mit einem Lock-In Messgerät ermittelt. Die angelegte Spannung war $V_{bias} = 2,8 \text{ V}$ und der RTD Mesendurchmesser $d = 9 \mu\text{m}$. Die Anzahl der Photonen/Puls n wurde über die Laserleistung und variabel einstellbare Absorber ermittelt. In *Abbildung 3.42* ist der Photostrom ΔI als Funktion der Photonen pro Puls (links in linearer und rechts in doppellogarithmischer Darstellung) gezeigt. Für eine Photonenanzahl $n > 1000$ Photonen/Puls ist der Photostrom oberhalb 3 pA und insgesamt eine lineare Funktion der Photonenanzahl. Bis wenige Photonen pro Puls $n = 2$ ist ein

3.4 Resonante Tunneldioden mit GaInNAs Absorptionsschicht für Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge von 1,3 μm

Photostrom zu messen und aus der Steigung der linearen Fitfunktion lässt sich die Sensitivität S mit $S = 6,89 \text{ fA/Photon}$ ermitteln.

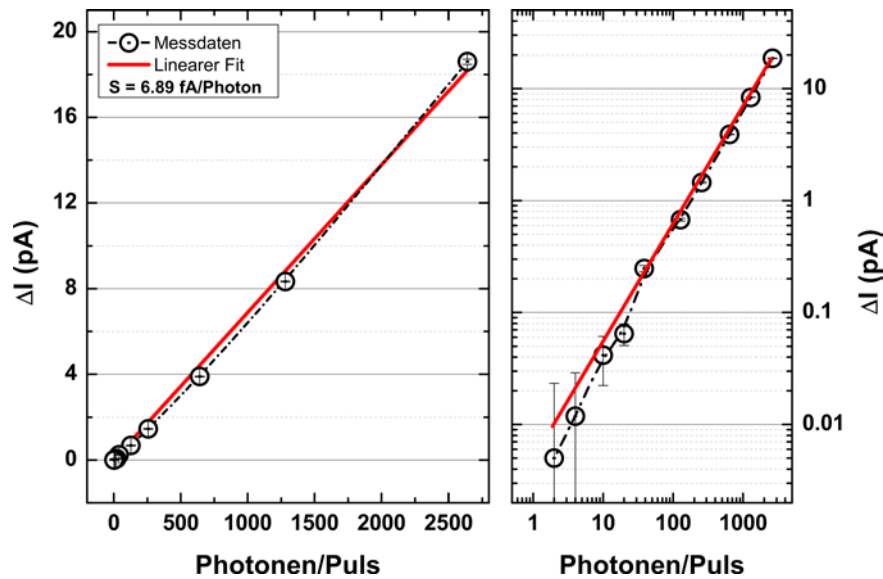


Abbildung 3.42: Photostrom ΔI als Funktion der Photonen pro Puls, aufgenommen bei Raumtemperatur und der Resonanzwellenlänge $\lambda = 1,290 \mu\text{m}$ in lin.-lin. Darstellung (links) und log.-log. Darstellung (rechts). Wenige Photonen pro Puls können aufgelöst werden und die Steigung der Fitgeraden gibt eine Sensitivität S von $S = 6,89 \text{ fA/Photon}$ an.

Erstmals konnten auf GaAs basierte RTDs in einer optischen Kavität zur Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge hergestellt werden. Durch die quaternäre Absorptionsschicht *GaInNAs* waren die RTD Mesen sensitiv auf diesen Wellenlängenbereich. Durch die Integration bei geeigneter Wahl der DBR Spiegelschichtdicken konnte eine optische Resonanz bei $\lambda = 1,299 \mu\text{m}$ gefunden werden, welche in der spektralen Empfindlichkeit des RTD Photodetektors bestätigt wurden. Die elektrooptischen Untersuchungen der RTD Mesen zeigten Sensitivitäten von über 30 kA/W für Licht gleich der Resonanzwellenlänge. Durch die optische Kavität konnte die Quantenausbeute um einen Faktor 10 gegenüber Wellenlängen aus der Resonanz erhöht werden. Die ausgewählten Strukturen wurden bei Raumtemperatur betrieben und zeigten eine Photonenauflösung von wenigen Photonen mit einer Sensitivität von $S = 6,89 \text{ fA/Photon}$.

3.4 Resonante Tunnelnioden mit GaInNAs Absorptionsschicht für Lichtdetektion bei der Telekommunikationswellenlänge von 1,3 μm

Literaturverzeichnis

1. Moore, G.E., *"Cramming more components onto integrated circuits"*, Electronics **38**(8) (1965).
2. Hutchby, J.A., Bourianoff, G. I., Zhrinov, V. V., and Brewer, J. E. , *"Extending the road beyond CMOS"*, IEEE Circuits and Devices **18**(2), 28-41 (2002).
3. Gammaitoni, L., *"Noise limited computational speed"*, Applied Physics Letters **91**(22), 224104 (2007).
4. Landauer, R., IBM J. Res. Dev. **5**, 183-191 (1961).
5. Benzi, R., Parisi, G., Sutera, A., and Vulpiani, A., *"Stochastic Resonance in Climatic-Change"*, Tellus **34**(1), 10-16 (1982).
6. Nicolis, C., *"Stochastic Aspects of Climatic Transitions - Response to a Periodic Forcing"*, Tellus **34**(1), 1-9 (1982).
7. McNamara, B., Wiesenfeld, K., and Roy, R., *"Observation of Stochastic Resonance in a Ring Laser"*, Physical Review Letters **60**(25), 2626-2629 (1988).
8. Hartmann, F., Gammaitoni, L., Hofling, S., Forchel, A., and Worschech, L., *"Light-induced stochastic resonance in a nanoscale resonant-tunneling diode"*, Applied Physics Letters **98**(24), 242109 (2011).
9. Hartmann, F., Hartmann, D., Kowalzik, P., Forchel, A., Gammaitoni, L., and Worschech, L., *"Stochastic resonance in a nanoscale Y-branch switch"*, Applied Physics Letters **96**(17), 172110 (2010).
10. Douglass, J.K., Wilkens, L., Pantazelou, E., and Moss, F., *"Noise Enhancement of Information-Transfer in Crayfish Mechanoreceptors by Stochastic Resonance"*, Nature **365**(6444), 337-340 (1993).
11. Gammaitoni, L., Hänggi, P., Jung, P., and Marchesoni, F., *"Stochastic resonance"*, Reviews of Modern Physics **70**(1), 223-287 (1998).
12. Jung, P., and Wiesenfeld, K., *"Too quiet to hear a whisper"*, Nature **385**(6614), 291 (1997).
13. Yasuda, H., Miyaoka, T., Horiguchi, J., Yasuda, A., Hänggi, P., and Yamamoto, Y., *"Novel Class of Neural Stochastic Resonance and Error-Free Information Transfer"*, Physical Review Letters **100**, 118103 (2008).
14. Destexhe, A., and Marder, E., *"Plasticity in single neuron and circuit computations"*, Nature **431**, 789-795 (2004).
15. Averbeck, B.B., Latham, P.E., and Pouget, A., *"Neural correlations, population coding and computation"*, Nature Reviews Neuroscience **7**, 358-366 (2006).
16. Tsu, R., and Esaki, L., *"Tunneling in a finite superlattice"*, Applied Physics Letters **22**(11), 562-564 (1973).
17. Asada, M., and Suzuki, S., *"Terahertz oscillators using electron devices-an approach with Resonant tunneling diodes"*, IEEE Photonics Technology Letters **8**(14), 1110-1126 (2011).
18. Gan, K.-J., Tsai, C.-S., Liang, D.-S., Tu, C.-D., and Chen, Y.-H., *"Multiple-input NOR logic design using negative differential resistance circuits implemented by standard SiGe process"*, Solid-State Electronics **52**(2), 175-178 (2008).
19. Wei, Y., and Shen, J. Z., *"Novel universal threshold logic gate based on RTD and its application"*, Microelectronics Journal **42**(6), 851-854 (2011).

20. Romeira, B., Seunarine, K., Ironside, C.N., Kelly, A.E., and Figueiredo, J.M.L., "A Self-Synchronized Optoelectronic Oscillator Based on an RTD Photodetector and a Laser Diode", *IEEE Photonics Technology Letters* **23**(16), 1148-1150 (2011).
21. Romeira, B., Figueiredo, J.M.L., Ironside, C.N., and Slight, T., "Chaotic Dynamics in Resonant Tunneling Optoelectronic Voltage Controlled Oscillators", *IEEE Photonics Technology Letters* **21**(24), 1819-1821 (2009).
22. Chevoir, F., and Vintor, B., "Calculation of phonon-assisted tunneling and valley current in a double-barrier diode", *Applied Physics Letters* **55**(18), 1859-1861 (1989).
23. Goldman, V.J., Tsui, D.C., and Cunningham, J.E., "Evidence for LO-phonon-emission-assisted tunneling in double-barrier heterostructures", *Physical Review B* **36**(14), 7635-7637 (1987).
24. Indlekofer, K.M., "Transportuntersuchungen und quantenmechanische Beschreibung von Einelektronenstrukturen in Halbleiterheterostrukturen", *Berichte des Forschungszentrums Jülich Jül-3705* (1999).
25. Mizuta, H., and Tanoue, T., *The physics and applications of resonant tunnelling diodes* 1995, New York: Cambridge University Press.
26. Gehring, A., Grasser, T., Cheong, B.-H., and Selberherr, S., "Design optimization of multi-barrier tunneling devices using the transfer-matrix method", *Solid-State Electronics* **46**, 1545-1551 (2002).
27. Schulman, J.N., Santos, H. J. D., and Chow, D. H., "Physics-based RTD current-voltage equation", *IEEE Electron Device Letters* **17**(5), 220-222 (1996).
28. Park, P.W., Chu, H.Y., Han, S.G., Choi, Y.W., Kim, G., and Lee, E.-H., "Optical switching mechanism based on charge accumulation effects in resonant tunneling diodes", *Applied Physics Letters* **67**(9), 1241-1243 (1995).
29. Wang, W., Hou, Y. Xiong, D., Li, N., Lu, W., Wang, W., Chen, H., Zhou, J., Wu, E., and Zeng, H., "High photoexcited carrier multiplication by charged InAs dots in AlAs/GaAs/AlAs resonant tunneling diode", *Applied Physics Letters* **92**(2), 023508 (2008).
30. Wang, W.P., Hou, Y., Li, N., Li, Z. F., Chen, X. S., Lu, W., Wang, W. X., Chen, H., Zhou, J. M., Wu, E., and Zeng, H. P., "Field effect enhanced quantum dot resonant tunneling diode for high dynamic range light detection", *Applied Physics Letters* **94**(9), 093511 (2009).
31. Coelho, I.J.S., Martins, J. F., Figueiredo, J. M. L., and Ironside, C. N., "Modeling of light-sensitive resonant-tunneling-diode devices", *Journal of Applied Physics* **95**(12), 8258-8263 (2004).
32. Blakesley, J., See, P., Shields, A., Kardynał, B., Atkinson, P., Farrer, I., and Ritchie, D., "Efficient Single Photon Detection by Quantum Dot Resonant Tunneling Diodes", *Physical Review Letters* **94**(6), 067401 (2005).
33. Li, H.W., Kardynał, B. E., See, P., Shields, A. J., Simmonds, P., Beere, H. E., and Ritchie, D. A., "Quantum dot resonant tunneling diode for telecommunication wavelength single photon detection", *Applied Physics Letters* **91**(7), 073516 (2007).
34. Singh, J., "Semiconductor Optoelectronics, Physics and Technology", McGraw-Hill, New York (1995).
35. Aleshkin, V., and Reggiani, L., "Electron transport and shot noise in double-barrier resonant diodes: The role of Pauli and Coulomb correlations", *Physical Review B* **64**, 245333 (2001).

36. Amin, M., and Averin, D., "*Macroscopic Resonant Tunneling in the Presence of Low Frequency Noise*", Physical Review Letters **100**(19), 197001 (2008).
37. Chen, Y., and Webb, R., "*Full shot noise in mesoscopic tunnel barriers*", Physical Review B **73**(3), 035424 (2006).
38. Kim, Y.-S., Yun, S.-S., Hyeong P., Chan, M., Hong S., and June Park, Y., "*Influence of magnetic field on 1/f noise and thermal noise in multi-terminal homogeneous semiconductor resistors and discrimination between the number fluctuation model and the mobility fluctuation model for 1/f noise in bulk semiconductors*", Solid-State Electronics **48**(5), 641-654 (2004).
39. Weichold, M.H., Villareal, S. S., and Lux, R. A. , "*Lowfrequency noise measurements on AlGaAs/GaAs resonant tunnel diodes*", Applied Physics Letters **55**(19), 1969-1971 (1989).
40. Ng, S., and Surya, C., "*Theory and experiments on flicker noise in In_{0.53}Ga_{0.47}As/AlAs/InAs resonant tunneling diodes*", Journal of Applied Physics **73**(11), 7504-7508 (1993).
41. Lin, Y., van Rheenen, A.D., and Chou, S.Y., "*Current fluctuations in double-barrier quantum well resonant tunneling diodes*", Applied Physics Letters **59**(9), 1105-1107 (1991).
42. Hooge, F.N., "*1/f Noise is no surface effect*", Physics Letters A **29A**(3), 139-140 (1969).
43. Chiou, D., Huang, H., Chan, H., and Wu, C., "*Extraction of 1/f component from heartbeat interval signal by singular spectrum analysis*", IEICE Trans. Inf. and Syst. **E83D**(202), 302-304 (2000).
44. Wolf, M., "*1/ noise in the distribution of prime numbers.*", Physica A: Statistical Mechanics and its Applications **241**, 493-499 (1997).
45. Johnson, J.B., "*Thermal Agitation of Electricity in Conductors*", Physical Review **32**(1), 97-109 (1928).
46. Nyquist, H., "*Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors*", Physical Review **32**(1), 110-113 (1928).
47. Schottky, W., "*Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern*", Annalen der Physik **362**(23), 541-567 (1918).
48. Blanter, Y.M., and Büttiker, M., "*Shot noise in mesoscopic conductors*", Physics Reports **336**, 1-166 (2000).
49. Iannaccone, G., Lombardi, G., Macucci, M., and Pellegrini, B., "*Enhanced shot noise in resonant tunneling: Theory and experiment*", Physical Review Letters **80**(5), 1054-1057 (1998).
50. Iannaccone, G., Macucci, M., and Pellegrini, B., "*Shot noise in resonant-tunneling structures*", Physical Review B **55**(7), 4539-4550 (1997).
51. Purcell, E.M., "*The Question of correlation between photons in coherent light rays*", Nature **178**, 1449 - 1450 (1956).
52. Hanbury Brown, R., and Twiss, R. Q., "*Correlation between photons in two coherent beams of light*", Nature **177**, 27 - 29 (1956).
53. Djuric, I., Dong, B., and Cui, H. L., "*Super-Poissonian shot noise in the resonant tunneling due to coupling with a localized level*", Applied Physics Letters **87**(3), 032105 (2005).
54. Maione, I., Macucci, M., Iannaccone, G., Basso, G., Pellegrini, B., Lazzarino, M., Sorba, L., and Beltram, F., "*Probing Pauli blocking with shot noise in resonant tunneling diodes: Experiment and theory*", Physical Review B **75**, 125327 (2007).

55. Song, W., Mendez, E. E., Kuznetsov, V., and Nielsen, B., "*Shot noise in negative-differential-conductance devices*", Applied Physics Letters **82**(10), 1568 (2003).
56. Aleshkin, V.Y., and Reggiani, L., "*Exact calculation of shot noise suppression in resonant diodes under coherent tunneling*", Physical Review B **86**(3), 035304 (2012).
57. Aleshkin, V.Y., Reggiani, L., Alkeev, N. V., Lyubchenko, V. E., Ironside, C. N., Figueiredo, J. M. L., and Stanley, C. R., "*Giant suppression of shot noise in double barrier resonant diode: a signature of coherent transport*", Semiconductor Science and Technology **18**(6), L35-L38 (2003).
58. Blanter, Y.M., and Buttiker, M., "*Comment on 'Giant suppression of shot noise in double barrier resonant diode: a signature of coherent transport'*", Semiconductor Science and Technology **19**(5), 663-664 (2004).
59. Kish, L.B., "*End of Moore's law: thermal (noise) death of integration in micro and nano electronics*", Physics Letters A **305**, 144–149 (2002).
60. Einstein, A., "*Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen.*", Annalen der Physik **322**(8), 549–560 (1905).
61. Smoluchowski, M., "*Zur kinetischen Theorie der brownischen Molekularbewegung und der Suspensionen*", Annalen der Physik **326**(14), 756–780 (1906).
62. Hänggi, P., and Marchesoni, F., "*Artificial Brownian motors: Controlling transport on the nanoscale*", Reviews of Modern Physics **81**(1), 387-442 (2009).
63. Reimann, P., "*Brownian motors: noisy transport far from equilibrium*", Physics Reports **361**, 57–265 (2002).
64. Callen, H.B., and Welton, T.A., "*Irreversibility and Generalized Noise*", Physical Review **83**(1), 34-40 (1951).
65. Purcell, E.M., "*Life at low Reynolds number*", Am. J. Phys. **45**, 3–11 (1977).
66. Lehmann, J., Kohler, S., Hänggi, P., and Nitzan, A., "*Molecular wires acting as coherent quantum ratchets*", Physical Review Letters **88**, 228305 (2002).
67. Lehmann, J., Kohler, S., Hänggi, P., and Nitzan, A., "*Rectification of laser-induced electronic transport through molecules*", J. Chem. Phys. **118**, 3283–3293 (2003).
68. Linke, H., Humphrey, T.E., Lofgren, A., Sushkov, A.O., Newbury, R., Taylor, R.P., and Omling, P. , "*Experimental tunneling ratchets*", Science **286**, 2314–2317 (1999).
69. Engel, A., and Reimann, P., "*Thermal ratchet effects in ferrofluids*", Phys. Rev. E **70**(051107) (2004).
70. Büttiker, M., "*Transport as a Consequence of State-Dependent Diffusion*", Z. Phys. B - Condensed Matter **68**, 161-167 (1987).
71. Olbrich, P., Ivchenko, E.L., Ravash, R., Feil, T., Danilov, S.D., Allerdings, J., Weiss, D., Schuh, D., Wegscheider, W., and Ganichev, S.D. , "*Ratchet Effects Induced by Terahertz Radiation in Heterostructures with a Lateral Periodic Potential*", Physical Review Letters **103**, 090603 (2009).
72. Blanter, Y.M., and Büttiker, M., "*Rectification of Fluctuations in an Underdamped Ratchet*", Physical Review Letters **81**(19), 4040-4044 (1998).
73. Hänggi, P., P. Talkner, and M. Borkovec, "*Reaction-rate theory: Fifty years after Kramers*", Rev. Mod. Phys. **62**, 251–341 (1990).
74. Kramers, H., "*Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions*", Physica (Utrecht) **7** (1940).

75. Benzi, R., Parisi, G., Sutera, A., and Vulpiani, A., "A Theory of Stochastic Resonance in Climatic-Change", *Siam Journal on Applied Mathematics* **43**(3), 565-578 (1983).
76. Benzi, R., Sutera, A., and Vulpiani, A., "The Mechanism of Stochastic Resonance", *Journal of Physics a-Mathematical and General* **14**(11), L453-L457 (1981).
77. Nicolis, C., "Solar Variability and Stochastic Effects on Climate", *Solar Physics* **74**(2), 473-478 (1981).
78. Nicolis, C., and Nicolis, G., "Stochastic Aspects of Climatic Transitions - Additive Fluctuations", *Tellus* **33**(3), 225-234 (1981).
79. Jung, P., and Hanggi, P., "Stochastic Nonlinear Dynamics Modulated by External Periodic Forces", *Europhysics Letters* **8**(6), 505-510 (1989).
80. Gammaitoni, L., Marchesoni, F., and Santucci, S., "Stochastic Resonance as a Bona-Fide Resonance", *Physical Review Letters* **74**(7), 1052-1055 (1995).
81. Bulsara, A.R., Inchiosa, M. E., and Gammaitoni, L., "Noise-controlled resonance behavior in nonlinear dynamical systems with broken symmetry", *Physical Review Letters* **77**(11), 2162-2165 (1996).
82. Bulsara, A.R., Seberino, C., Gammaitoni, L., Karlsson, M., Lundqvist, B., and Robinson, J., "Signal detection via residence-time asymmetry in noisy bistable devices", *Physical Review E* **67**(1) (2003).
83. Dari, A., Bosi, L., and Gammaitoni, L., "Nonlinear sensors: An approach to the residence time detection strategy", *Physical Review E* **81**(1), 011115 (2010).
84. Gammaitoni, L., and Bulsara, A.R., "Noise Activated Nonlinear Dynamic Sensors", *Physical Review Letters* **88**(23), 230601 (2002).
85. Gammaitoni, L., and Bulsara, A. R., "Nonlinear sensors activated by noise", *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* **325**(1-2), 152-164 (2003).
86. Hartmann, F., Hartmann, D., Kowalzik, P., Forchel, A., Gammaitoni, L., and Worschech, L., "Magnetic-field-controlled noise-activated switching in a nonlinear three-terminal nanojunction", *Applied Physics Letters* **96**(8) (2010).
87. Ando, B., Ascia, A., Baglio, S., Bulsara, A. R., Neff, J. D., and In, V., "Towards an optimal readout of a residence times difference (RTD) Fluxgate magnetometer", *Sensors and Actuators a-Physical* **142**(1), 73-79 (2008).
88. Ando, B., Baglio, S., Sacco, V., Bulsara, A. R., and In, V., "PCB fluxgate magnetometers with a residence times difference readout strategy: The effects of noise", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **57**(1), 19-24 (2008).
89. Bulsara, A.R., In, V., Kho, A., Anderson, G., Obra, C., Longhini, P., Neff, J., Baglio, S., Ando, B., and Palacios, A., "Time domain quantification of the performance of a nonlinear dynamic device in the presence of a noise floor", *European Physical Journal B* **69**(1), 109-118 (2009).
90. Chang, L.L., Esaki, L., Tsu, R., "Resonant Electron Transmission in a Semiconductor Double Tunnel Barrier", *Bulletin of the American Physical Society* **19**(3), 247-247 (1974).
91. Chang, L.L., Esaki, L., and Tsu, R., "Resonant Tunneling in Semiconductor Double Barriers", *Applied Physics Letters* **24**(12), 593-595 (1974).
92. Nomoto, K., Taira, K., Suzuki, T., Hase, I., Hiroshima, H., and Komuro, M., "Diameter dependence of current-voltage characteristics of ultrasmall area AlSb-InAs resonant tunneling diodes with diameters down to 20 nm", *Applied Physics Letters* **70**(15), 2025-2027 (1997).

93. Paul, D.J., See, P., Zozoulenko IV, Berggren, K. F., Kabius, B., Hollander, B., and Mantl, S., "*Si/SiGe electron resonant tunneling diodes*", Applied Physics Letters **77**(11), 1653-1655 (2000).
94. VanHoof, C., Genoe, J., and Borghs, G., "*Resonant tunnelling light-emitting diodes*", Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series a-Mathematical Physical and Engineering Sciences **354**(1717), 2447-2462 (1996).
95. Kindlihgagen, A., Chao, K. A., and Willander, M., "*Electroluminescence from double-barrier resonant-tunnelling structures*", Semiconductor Science and Technology **12**(5), 535-543 (1997).
96. Nagatsuma, T., "*Terahertz technologies: present and future*", IEICE Electronics Express **8**(14), 1127-1142 (2011).
97. Ternent, G., and Paul, D.J., "*SPICE modelling of the scaling of resonant tunnelling diodes and the effects of sidewall leakage* ", IEEE Transactions on Electron Devices **6**(1), 7 (2012).
98. Spenke, E., "*Elektronische Halbleiter*", Springer (1955).
99. Hirayama, Y., Wieck, A. D., and Ploog, K. , "*Low-temperature transport characteristics of AlGaAs-GaAs in-plane-gated wires*", Journal of Applied Physics **72**, 3022 - 3028 (1992).
100. Rasulova, G.K., Brunkov, P. N., Egorov, A. Yu, and Zhukov, A. E., "*Self-oscillations in weakly coupled GaAs/AlGaAs superlattices at 77.3 K*", Journal of Applied Physics **105**(3), 033711 (2009).
101. Datta, S., "*Quantum Transport: Atom to Transistor*", Cambridge University Press (2005).
102. Duan, L.-M., and Raussendorf, R., "*Efficient Quantum Computation with Probabilistic Quantum Gates*", Physical Review Letters **95**, 080503 (2005).
103. Aharonov, D., Kitaev, A., and Preskill, J., "*Fault-Tolerant Quantum Computation with Long-Range Correlated Noise*", Physical Review Letters **96**, 050504 (2006).
104. Sano, N., "*Increasing importance of electronic thermal noise in sub-0.1 μ m Si-MOSFETs*", The IEICE Transactions on Electronics **E83-C**, 1203–1211 (2000).
105. Birge, R.R., Lawrence, A. F., and Tallent, J. R. , "*Quantum effects, thermal statistics and reliability of nanoscale molecular and semiconductor devices* ", Nanotechnology **2**, 73-87 (1991).
106. Sadek, A.S., Nikolic, K., and Forshaw, M., "*Parallel information and computation with restitution for noise-tolerant nanoscale logic networks*", Nanotechnology **15**, 192–210 (2004).
107. Boechler, G.P., Whitney, J. M., Lent, C.S., Orlov, A.O., and Snider, G.L., "*Fundamental limits of energy dissipation in charge-based computing*", Applied Physics Letters **97**, 103502 (2010).
108. Lent, C.S., Liu, M., and Lu, Y., "*Bennett clocking of quantum-dot cellular automata and the limits to binary logic scaling*", Nanotechnology **17**, 4240-4251 (2006).
109. Feinerman, O., Rotem, A., and Moses, E., "*Reliable neuronal logic devices from patterned hippocampal cultures*", Nature Physics **4**(12), 967-973 (2008).
110. Grillner, S., "*Biological pattern generation: the cellular and computational logic of networks in motion*", Neuron **52**(5), 751-766 (2006).
111. Hopfield, J.J., and Brody, C. D., "*Learning rules and network repair in spike-timing-based computation networks*", Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America **101**(1), 337-342 (2004).

112. Brews, J.R., "Subthreshold Behavior of Uniformly and Nonuniformly Doped Long-Channel MOSFET", IEEE Trans. Electron Devices **ED-26**(9), 1282-1291 (1979).
113. Uhlenbeck, G.E., and Ornstein, L. S. , "On the theory of Brownian Motion", Physical Review **36**, 823–841 (1930).
114. Marchesoni, F., Apostolico, F., Gammaitoni, L., and Santucci, S., "Color effects in a near-threshold Schmitt trigger", Physical Review E **58**(6), 7079-7084 (1998).
115. Murali, K., Sinha, S., Ditto, W., and Bulsara, A.R., "Reliable Logic Circuit Elements that Exploit Nonlinearity in the Presence of a Noise Floor", Physical Review Letters **102**, 104101 (2009).
116. Bulsara, A.R., Dari, A., Ditto, W. L., Murali, K., and Sinha, S., "Logical stochastic resonance", Chemical Physics **375**(2-3), 424-434 (2010).
117. Ditto, W.L., Miliotis, A., Murali, K., Sinha, S., and Spano, M. L., "Chaogates: Morphing logic gates that exploit dynamical patterns", Chaos **20**, 037107 (2010).
118. Worschech, L., Hartmann, F., Kim, T. Y., Höfling, S., Kamp, M., Forchel, A., Ahopelto, J., Neri, I., Dari, A., and Gammaitoni, L., "Universal and reconfigurable logic gates in a compact three-terminal resonant tunneling diode", Applied Physics Letters **96**, 042112 (2010).
119. Schubert, E.F., "Light-Emitting Diodes", Cambridge University Press (2006).
120. Gurioli, M., Vinattieri, A., Colocci, M., Deparis, C., Massies, J., Neu, G., Bosacchi, A., and Franchi, S., "Temperature dependence of the radiative and nonradiative recombination time in GaAs/AlGaAs quantum-well structures", Physical Review B **44**, 3115-3124 (1991).
121. Nelson, J., "The Physics of Solar Cells", Imperial College Press (2003).
122. Johnson, C.D.e.a., "Accuracy of CT Colonography for Detection of Large Adenomas and Cancers", The New England Journal of Medicine **359**, 1207-1217 (2008).
123. Stocks, N.G., "Suprathreshold Stochastic Resonance in Multilevel Threshold Systems", Physical Review Letters **84**, 2310-2313 (2000).
124. Adachi, S., "Band gaps and refractive indices of AlGaAsSb, GaInAsSb, and InPAsSb: Key properties for a variety of the 2–4- μm optoelectronic device applications", Journal of Applied Physics **61**(10), 4869 (1987).
125. Shim, K., Rabitz, H., and Dutta, P., "Band gap and lattice constant of Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}", Journal of Applied Physics **88**(12), 7157 (2000).
126. Kudrawiec, R., "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", Journal of Applied Physics **101**(2), 023522 (2007).
127. Ibach, H., and Lueth, H., "Solid-State Physics", Springer Verlag (2003).
128. Loke, W.K., Yoon, S. F., Tan, K. H., Wicaksono, S., and Fan, W. J., "Improvement of GaInNAs p-i-n photodetector responsivity by antimony incorporation", Journal of Applied Physics **101**(3), 033122 (2007).
129. Loke, W.K., Yoon, S. F., Wicaksono, S., and Ng, B. K., "Characteristics of non-annealed $\lambda=1.35\mu\text{m}$ closely lattice-matched GaInNAs/GaAs p-i-n photodetector structures grown by solid-source molecular beam epitaxy", Materials Science and Engineering: B **131**(1-3), 40-44 (2006).
130. Ma, B.S., Fan, W. J., Dang, Y. X., Cheah, W. K., Loke, W. K., Liu, W., Li, D. S., Yoon, S. F., Zhang, D. H., Wang, H., and Tung, C. H., "GaInNAs double-barrier

- quantum well infrared photodetector with the photodetection at 1.24 μ m*", Applied Physics Letters **91**(5), 051102 (2007).
131. Han, Q., Yang, X. H., Niu, Z. C., Ni, H. Q., Xu, Y. Q., Zhang, S. Y., Du, Y., Peng, L. H., Zhao, H., Tong, C. Z., Wu, R. H., and Wang, Q. M., "*1.55 μ m GaInNAs resonant-cavity-enhanced photodetector grown on GaAs*", Applied Physics Letters **87**(11), 111105 (2005).
132. Geppert, T., Wagner, J., Köhler, K., Ganser, P., and Maier, M., "*Preferential formation of AlN bonds in low N-content AlGaAsN*", Applied Physics Letters **80**, 2081-2083 (2002).
133. Renker, D., "*Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems*", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **567**, 48–56 (2006).
134. Li, S.S., "*Semiconductor Physical Electronics*", New York: Plenum (1993).
135. Kunets, V., Dobbert, J., Mazur, Y., Salamo, G., Müller, U., Masselink, W. T., Kostial, H., and Wiebicke, E., "*Low thermal drift in highly sensitive doped channel Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs/In_{0.2}Ga_{0.8}As micro-Hall element*", Mater Sci: Mater Electron **19**, 776–782 (2008).
136. Kitatani, T., Kondow, M., and Tanaka, T., "*Molecular beam epitaxy of GaInNAs by using solid source arsenic*", Journal of Crystal Growth **227-228**, 521–526 (2001).
137. Reithmaier, J.P., Sek, G., Löffler, A., Hofmann, C., Kuhn, S., Reitzenstein, S., Keldysh, L.V., Kulakovskii, V.D., Reinecke, T.L., and Forchel, A., "*Strong coupling in a single quantum dot–semiconductor microcavity system*", Nature **432**, 197-200 (2004).
138. Kavokin, A.V., Baumberg, J. J. , Malpuech, G. and F. P. Laussy,, "*Microcavities*", Oxford University Press (2007).
139. Reitzenstein, S., Hofmann, C., Gorbunov, A., Strauß, M., Kwon, S. H., Schneider, C., Löffler, A., Höfling, S., Kamp, M., and A. Forchel, "*AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000* ", Applied Physics Letters **90**, 251109 (2007).

Veröffentlichungen des Autors

- 1) **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*”, Applied Physics Letters **100**, 172113 (2012).

- 2) **F. Hartmann**, A. Forchel, I. Neri, L. Gammaitoni, and L. Worschech, “*Nanowatt logic stochastic resonance in branched resonant tunneling diodes*”, Applied Physics Letters **98**, 032110 (2011).

- 3) 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*“, Proc. SPIE 8154, 81540G (2011).

- 4) **F. Hartmann**, L. Gammaitoni, S. Höfling, A. Forchel, and L. Worschech, “*Light-induced stochastic resonance in a nanoscale resonant-tunneling diode*”, Applied Physics Letters **98**, 242109 (2011).

- 5) **F. Hartmann**, D. Hartmann, P. Kowalzik, A. Forchel, L. Gammaitoni, and L. Worschech, “*Stochastic resonance in a nanoscale Y-branch switch*”, Applied Physics Letters **96**, 172110 (2010).

- 6) **F. Hartmann**, D. Hartmann, P. Kowalzik, L. Gammaitoni, A. Forchel, and L. Worschech, “*Magnetic-field-controlled noise-activated switching in a nonlinear three-terminal nanojunction*”, Applied Physics Letters **96**, 082108 (2010).

- 7) L. Worschech, **F. Hartmann**, T. Y. Kim, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, J. Ahopelto, I. Neri, A. Dari, and L. Gammaitoni, “*Universal and reconfigurable logic gates in a compact three-terminal resonant tunneling diode*”, Applied Physics Letters **96**, (2010).

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:

- Prof. Dr. Dr. h.c. A. Forchel für die Aufnahme am Lehrstuhl für Technische Physik und die Bereitstellung der zum Gelingen dieser Arbeit notwendigen experimentellen Ausstattungen. Vielen Dank auch an die Vertreter des Lehrstuhls Prof. Dr. M. Kamp und Prof. Dr. L. Worschech.
- Ein ganz besonderer Dank gilt Lukas Worschech für die Aufnahme in die Nanoelektronik-Gruppe. Vielen Dank für die (fast) alltäglichen und zahlreichen Hilfestellungen und Diskussionen.
- Vielen Dank an Monika Emmerling für die Prozessierung der hier untersuchten Proben. Auch danke ich Selina Handel für weitere Prozessierungen, sowie Fabian Langer und Dirk Bisping für das Wachstum der anspruchsvollen GaInNAs Proben.
- Vielen Dank an die Nanoelektronik-Arbeitsgruppe und ehemaligen Kollegen: Stefan, Sebastian und Bettina. Die Diskussionen bezüglich physikalischer und nicht physikalischer Probleme waren immer aufschlussreich. Danke an alle Praktikanten, Bachelor- und Masterstudenten die über die Jahre mit mir gearbeitet haben: Andreas, Nam und Tae-Yang.
- Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern (Alfred und Karola), Großeltern (Marianne, Willi, Paul und Hedwig), Geschwistern Steffen und Philipp sowie der ganzen Familie für die stetige Unterstützung.
- Last but not least: Allen Freunden und Bekannten abseits der Physik.

Versicherung an Eides statt

gemäß §5 Abs. 2 Ziff. 2 und 5 der Promotionsordnung der Fakultät für Physik und Astronomie der Universität Würzburg.

Hiermit erkläre ich ehrenwörtlich, dass ich die Dissertation selbständig und ohne Hilfe eines Promotionsberaters angefertigt und keine weiteren als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Die Dissertation wurde bisher weder vollständig noch teilweise einer anderen Hochschule mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt. Am 28. Januar 2009 wurde mir von der Universität Würzburg der akademische Grad *Diplom-Physiker (Univ.)* verliehen.

Würzburg, den 11.12.2012
Fabian Sebastian Hartmann