

Entwicklung neuartiger Terahertz-Bauelemente auf der Basis von Nanotechnologien

Dem Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

Dissertation

von

M.Sc.

Ahid Salim Hajo

geboren am 18.04.1985
in Nineveh

Referent:	PD Dr.-Ing. habil. Oktay Yilmazoglu
Korreferent:	Prof. Dr. rer. nat. Sascha Preu
Korreferent:	Prof. Dr. rer. nat. Jörg J. Schneider

Tag der Einreichung:	14.09.2021
Tag der mündlichen Prüfung:	20.12.2021

D17
Darmstadt 2021

Hajo, Ahid S.: Entwicklung neuartiger Terahertz-Bauelemente auf der Basis von Nanotechnologien
Darmstadt, Technische Universität Darmstadt
Jahr der Veröffentlichung der Dissertation auf TUprints: 2022
URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-202697
Tag der mündlichen Prüfung: 20.12.2021

Veröffentlicht unter CC BY-NC-SA 4.0 International
<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/>

Erklärungen laut Promotionsordnung

§8 Abs. 1 lit. c PromO

Ich versichere hiermit, dass die elektronische Version meiner Dissertation mit der schriftlichen Version übereinstimmt.

§8 Abs. 1 lit. d PromO

Ich versichere hiermit, dass zu einem vorherigen Zeitpunkt noch keine Promotion versucht wurde.

§9 Abs. 1 PromO

Ich versichere hiermit, dass die vorliegende Dissertation selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen verfasst wurde.

§9 Abs. 2 PromO

Die Arbeit hat bisher noch nicht zu Prüfungszwecken gedient.

Darmstadt, den 14.09.2021

Ahid S. Hajo

"Simplicity is the ultimate sophistication." - Leonardo da Vinci

Diese Arbeit widme ich meinen Eltern ...

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mikrowellentechnik und Photonik (IMP) an der Technischen Universität Darmstadt. Die Promotion wäre ohne die Unterstützung vieler Personen und das von ihnen geschaffene Umfeld nicht möglich gewesen.

In erster Linie gilt mein besonderer Dank PD Dr.-Ing. habil. Oktay Yilmazoglu für die Betreuung meiner Promotion. Die vielen wissenschaftlichen Diskussionen mit ihm haben sehr zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Auch für die tolle Zusammenarbeit an Projekten und Patenten möchte ich ihm danken. Prof. Dr. rer. nat. Sascha Preu danke ich ganz herzlich, er hat mich in meinem letzten Jahr unterstützt, indem er mich in seine Gruppe aufgenommen und meine Doktorarbeit mit anderen Perspektiven betrachtet hat. Seine Kommentare und Vorschläge haben meine Doktorarbeit immens erweitert.

Bei meinen früheren Doktorvätern möchte ich mich auch bedanken: Prof. Dr.-Ing. Franko Küppers, der mir die Annahme als Doktorand gegeben hat. Seine Unterstützung, insbesondere bei der Teilnahme an Fachkonferenzen, haben mir ermöglicht, mich weiterzuentwickeln. Prof. Dr. rer. nat. Thomas Kuserow möchte ich ebenso danken, der Prof. Franko Küppers vertreten hat. Seine Gesichtspunkte zu meinem Thema und meiner Schreibweise haben meinen Überblick bemerkenswert ergänzt.

Des Weiteren möchte ich mich insbesondere bei folgenden Personen bedanken: Dr.-Ing. Tanvir Haidar für die tolle Zeit während der Arbeit und Pausen. Durch seine Art und Weise konnten wir trotz aller Herausforderungen oft bis in die späten Abendstunden zusammenarbeiten. Bei M.Sc. Yasameen Al-Mafrachi für die moralische Unterstützung und die angenehme Zusammenarbeit. Ihre Kollegialität hat mir in vielen Situationen geholfen. M.Sc. Deniz Cicek möchte ich danken, der mich am Anfang meiner Arbeit mental viel unterstützt hat. Seine Bescheidenheit und Lebensweise sind vorbildlich. Bei Dr.-Ing. Julijan Cesar für die wunderbaren Zeiten in unserem gemeinsamen Büro. Seine Herangehensweise bei den wissenschaftlichen Arbeiten hat mich dazu gebracht,

noch mehr Ziele anzustreben und noch mehr aus den Chancen rauszuholen. Bei Dr.-Ing. Sujoy Paul für seine starke Unterstützung in unangenehmen Momenten und die freundlichen Diskussionen. Dr. Sandeep Yadav möchte ich für die gute Zusammenarbeit an den Projekten danken. Seine Hilfsbereitschaft war immer da, als ich sie brauchte. M.Sc. Veysel Erdel möchte ich für das immer Dasein und alle tollen Treffen danken. Eine Persönlichkeit, die eine Bereicherung für jeden ist.

Ich bin zu Dank verpflichtet bei den anderen Kollegen am IMP für die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre: Dr.-Ing. Mohammadreza Malekizandi, M.Sc. Fahd Faridi, mit dem die Fußballabende immer Spaß machten, M.Sc. Anuar Fernandez (Amigo), Dr. Uttam Nandi (Schiri) für alle Grilltreffen und die lustigen Momente, Dr.-Ing. Mario Aller, Dr.-Ing. Stefan Regensburger, M.Sc. Amlan Mukherjee, M.Sc. Rahul Yadav, M.Sc. Irene Rodriguez Lamoso, M.Sc. Mojdeh Vakili Tabatabaei, M.Sc. Benedikt Krause und M.Sc. Romina Schulz. Ganz herzlichen Dank geht an Silke Schober, Andreas Semrad und Peter Kießlich für die tolle Unterstützung im Reinraum und Werkstatt, aber auch an Dr.-Ing. habil Holger Maune, Traudel Micus, Maria Kaiser, Dr.-Ing. Martin Schüssler und Dipl.-Ing. Eleonore Titow für die administrativen Unterstützungen. Prof. Dr. Hans Hartnagel möchte ebenso danken, der mir von den Arbeiten am IMP erzählt und mich zum IMP eingeladen hat, nachdem er meinen Vortrag über Terahertz-Detektoren in Spanien gehört hat.

Nicht weniger möchte ich mich bei dem Team des Dezernat Forschung und Transfer der TU-Darmstadt für die fruchtbare Zusammenarbeit bedanken, insbesondere bei M.Sc. Deniz Bayramoglu (Leiter des IP- und Innovationsmanagement) und M.Sc. Robert Heizmann (Innovationsmanager), die mich bei den Projekten "Pioneer Fund" und "EXIST" begleitet haben.

Schließlich möchte ich mich in besonderem Maße bei meiner Familie bedanken, insbesondere bei Mohammed Al-Kurdi, M. A. Yasemin Said und Mouayad Yousuf, da ich ohne sie den Wendepunkt "Deutschland" nicht hätte erreichen können. Noch viel mehr und vor allen gilt mein ausdrücklicher Dank meinen Eltern. Trotz aller Schwierigkeiten haben sie mich die ganze Zeit ohne Zögern unterstützt. Deshalb widme ich ihnen diese Arbeit, auch wenn ich ihnen nie genug dankbar sein kann.

Darmstadt, 14.09.2021

Ahid S. Hajo

Kurzfassung

Der Bedarf an THz-Bauelementen ist in den vergangenen Jahren durch die vielfältigen Anwendungen der THz-Strahlung (100 GHz - 10 THz) stark angewachsen. Allerdings sind die THz-Systeme immer noch zu teuer, leistungsschwach sowie unhandlich. Kostengünstige THz-Quellen mit hoher Leistung und hoher Frequenz sowie kostengünstige THz-Detektoren mit hoher Sensitivität sind erwünscht. Nanodraht-basierte Schottky-Dioden, GaN-basierte Gunn-Dioden und CNT-basierte Schwarzkörperstrahler (SKS) sind vielversprechende Technologien, um solche THz-Systeme aufzubauen. Vor allem können diese leistungsstarken Bauelemente ohne Laser- oder Kryostat-Systeme bei Raumtemperatur betrieben werden.

Diese Arbeit präsentiert neue Konzepte für die Erzeugung und Detektion von THz-Strahlung. Das endgültige Ziel ist neue nanobasierte Techniken vorzustellen, die die Ansprüche der zukünftigen THz-Systeme genügen. Dahingehend werden verschiedene neuartige Ansätze basierend auf den Nanotechnologien entwickelt, untersucht, analysiert und experimentell demonstriert. Die in dieser Arbeit beschriebenen Techniken unterstreichen das enorme Potential der neuen THz-Bauelemente für die Zukunft vor allem in Bezug auf die Leistung und Effizienz. Zum einen können die in dieser Arbeit entwickelten nanokontaktierten Schottky-Detektoren basierend auf Galliumarsenid (GaAs)- und Indiumgalliumarsenid (InGaAs)-Materialien den Vorteil einer hohen örtlichen Auflösung und eines geringen Rauschens liefern. Der vertikale NW-InGaAs-basierte Schottky-Detektor zeigte im Vergleich zu dem auf NW-GaAs-basierten Schottky-Detektor bzw. dem Standard-Detektor mit aufgedampften Schottky-Kontakt verbesserte Leistung bei Nullvorspannung. Der NW-InGaAs-basierte Schottky-Detektor erreichte eine Grenzfrequenz bis zu 1,2 THz (limitiert durch das verwendete System) mit einer geschätzten NEP von $7 \text{ pW} / \sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 THz. Zum anderen bieten die während der Dissertation patentierten GaN-Gunn-Dioden durch die Feldplatten- und Seitenkontakttechnologien die Möglichkeit, hohe THz-Ausgangsleistungen im niedrigen mW-Bereich zu erzeugen und können für definierte, einstellbare Terahertz-Strahlung hergestellt werden. Der angestrebte Frequenzbereich lag zwischen 300 GHz und $\geq 1 \text{ THz}$, da in diesem

Bereich noch keine THz-Quellen mit kompaktem Aufbau und hoher Ausgangsleistung verfügbar sind. Mit der neuen Seitenkontakttechnologie wurde ein Bereich mit hohem negativen differentiellen Widerstand gezeigt. Die Messungen zeigten den Gunn-Effekt mit einem hohen Durchflussstrom bis 0,8 A, einem hohen Stromabfall von ~ 100 mA sowie einer kleinen effektiven Diodenkanalhöhe von etwa 600 nm. Die berechnete maximale Grundfrequenz der Dioden für diese Höhe beträgt 0,3 - 0,4 THz. Durch Verwendung höherer Harmonischen oder spezieller Anregungen sind sogar Frequenzen > 1 THz mit einer integrierten Antenne möglich.

Weitere Bauelemente wie der THz-SKS auf der Basis von Kohlenstoffnanoröhren (Englisch: Carbon nanotubes, CNT) wurden hergestellt und charakterisiert. Ein einzelnes CNT-Garn wurde für die breitbandige Dauerstrich-THz-Emission verwendet. Der CNT-SKS zeigte hohe elektrische Ströme von > 70 mA bzw. > 500 mA mit einem Garn-Durchmesser von 20 μm bzw. 100 μm und schnelle elektrische Eigenmodulation bis > 200 Hz der Ausgangsleistung. Somit können THz-Messungen ohne einen mechanischen Modulator durchgeführt werden. Angewandt wurden diese THz-Quellen bei der Durchleuchtung von Briefen bzw. Klebstoffen. Zuletzt wurden Zinkselenid (ZnSe)-basierte UV-MS-Schottky-Dioden (Englisch: Ultraviolet metal-semiconductor-metal Schottky diodes) entwickelt, die in der Zukunft als THz-Quelle mit hoher Leistung betrieben werden können. Die höchste Leistung der ZnSe-basierten UV-MS-Schottky-Dioden wurde mit interdigitalen Ni/Au-Kontakten mit einer Breite von 500 nm erzielt. Dies ist auf die hohe Schottky-Barrierenhöhe von 1,49 eV zurückzuführen. Hierbei wurde eine sehr hohe Responsivität von 5,40 A/W bei einer Vorspannung von 15 V unter Verwendung eines UV-Lasers mit einer Wellenlänge von 325 nm und einer optischen Ausgangsleistung von 56,5 mW erhalten.

Zusammenfassend können die in dieser Dissertation entwickelten, innovativen Konzepte zu den THz-Technologien einen immensen Beitrag leisten. Diese THz-Bauelemente können in der Bildgebung und der spektroskopischen Identifizierung verschiedener Materialien eine Anwendung finden. Das Anwendungsgebiet kann auch auf biomedizinische Diagnostik, Sicherheitskontrolle und drahtlose Kommunikationssysteme ausgedehnt werden.

Abstract

The demand for THz devices has proliferated in recent years due to multiple applications of THz radiation (100 GHz - 10 THz). However, THz systems are still too costly, low-power and bulky. Low-cost THz sources with high power and high frequency, as well as low-cost THz detectors with high sensitivity are required. Nanowire-based Schottky diodes, GaN-based Gunn diodes and CNT-based blackbody emitters are promising technologies to build such THz systems. Especially, these powerful devices can be operated at room temperature without laser or cryostat systems.

This work presents new concepts for the generation and detection of THz radiation. The final goal is to introduce new nano-based techniques that meet the ambitious targets of future THz systems. Towards that goal, several novel approaches based on nanotechnologies are developed, investigated, analysed and experimentally demonstrated. The techniques described in this work highlight the enormous potential of the new THz devices for the future, especially in terms of performance and efficiency. On the one hand, the nanocontacted Schottky detectors based on gallium arsenide (GaAs) and indium gallium arsenide (InGaAs) materials developed in this work can provide the advantage of high local resolution and low noise. The vertical NW-InGaAs-based Schottky detector showed improved performance at zero bias operation compared to the NW-GaAs-based Schottky detector or the standard Schottky detector with a vapor-deposited contact. The NW-InGaAs-based Schottky detector achieved a cutoff frequency up to 1.2 THz (limited by the employed system) with an estimated NEP of $7 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 1 THz. On the other hand, the GaN Gunn diodes (incorporating the field plate and side-contact technologies) patented during the dissertation offer the ability to produce high THz output power in the low mW range and can be fabricated for defined, tunable Terahertz radiation. The targeted frequency range was between 300 GHz and ≥ 1 THz, since THz sources with compact design and high output power are not yet available in this range. With the novel side-contact technology, a region of high negative differential resistance was demonstrated. The measurements showed the Gunn effect with a high forward current up to 0.8 A, a high current drop of ~ 100 mA, and a

small effective diode channel height of about 600 nm. The calculated maximum fundamental frequency of the diodes for this height is 0.3 - 0.4 THz. By using higher harmonics or special excitations, even frequencies > 1 THz are possible with an integrated antenna.

Other devices such as the THz blackbody emitter based on carbon nanotubes (CNTs) were fabricated and characterized. A single CNT yarn was used for broadband continuous-wave THz emission. Reliable operation was demonstrated for high electrical currents of > 70 mA and > 500 mA with yarn diameters of 20 μm and 100 μm , respectively, and fast electrical self-modulation up to > 200 Hz of output power. Thus, THz measurements can be performed without a mechanical modulator. These THz sources were used in the screening of envelopes and adhesive materials. Lastly, zinc selenide (ZnSe)-based ultraviolet metal-semiconductor-metal Schottky diodes (UV-MS-Schottky diodes) were developed which can be operated as a high-power THz source in the future. The highest performance of the ZnSe-based UV-MS-Schottky diodes was obtained with interdigitated Ni/Au contacts with a width of 500 nm. This is due to the high Schottky barrier height of 1.49 eV. Here, a very high responsivity of 5.40 A/W at a bias voltage of 15 V was obtained using a UV laser with a wavelength of 325 nm and an optical output power of 56.5 mW.

In conclusion, the innovative concepts developed in this dissertation can contribute immensely to THz technologies. These THz devices can attribute in imaging and spectroscopic applications for the identification of various materials. The field of applications can also be extended to biomedical diagnostics, security monitoring and wireless communication systems.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	THz-Strahlung	1
1.2	Ziele der Dissertation	3
1.3	Gliederung der Dissertation	4
2	THz-Bauelemente - Stand der Technik	7
2.1	THz-Detektoren	7
2.1.1	THz-Bolometer	7
2.1.2	Golay-Zelle	8
2.1.3	Elektronische THz-Detektoren	9
2.1.3.1	THz-Schottky-Detektoren	9
2.2	THz-Quellen	11
2.2.1	Photoleitende THz-Quellen	11
2.2.2	Elektronische THz-Quellen	11
2.2.2.1	THz-Gunn-Quellen	12
2.2.3	Schwarzkörperstrahler als THz-Quellen	14
2.2.3.1	CNT-basierte THz-Quellen	15
2.3	MS-Schottky-Dioden zum Terahertz-Photomischen	16
3	NW-basierte THz-Schottky-Detektoren	19
3.1	Grundlagen der THz-Schottky-Dioden	19
3.1.1	Prinzip der Schottky-Diode	19
3.1.2	Eigenschaften der verwendeten Halbleitermaterialien	27
3.2	Konzept der neuen THz-Schottky-Detektoren	28
3.2.1	Bestimmung der Kontaktfläche von NW	29
3.2.2	Dielekrophorese-Technik	30
3.2.3	Simulationen der THz-Schottky-Detektoren	34
3.2.3.1	Hochfrequenzphänomene	34
3.2.3.2	Simulation der Bauelement-Kapazitäten	36
3.2.3.3	Simulation der IV-Kennlinien	37
3.2.3.4	Simulation der Antennenmodelle	38
3.3	Herstellung der THz-Schottky-Detektoren	42

3.4	Charakterisierung der THz-Schottky-Detektoren	45
3.4.1	IV-Messungen der THz-Schottky-Dioden	46
3.4.2	THz Responsivität und NEP-Wert	49
3.4.3	Messaufbau und THz-Messungen	51
3.5	Zusammenfassung	56
4	GaN-basierte THz-Gunn-Quellen	59
4.1	Grundlagen der THz-Gunn-Dioden	59
4.1.1	Prinzipielle Funktionsweise der Gunn-Diode	60
4.1.2	Physikalische Eigenschaften des GaN-Materials	67
4.1.3	RLC-Resonatoren und resonante Antennen	68
4.2	Herstellung der vertikalen THz-Gunn-Dioden	71
4.2.1	Untersuchung verschiedener Substrate	72
4.2.2	Herstellung der vertikalen Standard-Gunn-Diode	72
4.2.3	Herstellung der vertikalen Gunn-Diode mit Feldplatten- technologie	75
4.2.4	Herstellung der vertikalen Gunn-Diode mit Seitenkon- takttechnologie	76
4.3	Messaufbau und Charakterisierungen	78
4.3.1	Charakterisierungen der Standard-Gunn-Diode	81
4.3.2	Charakterisierungen der Gunn-Diode mit Feldplatten- technologie	82
4.3.3	Charakterisierungen der Gunn-Diode mit Seitenkontakt- technologie	83
4.4	Zusammenfassung	87
5	CNT-basierte THz-Quelle	89
5.1	Grundlagen der CNT-basierten THz-Quellen	89
5.1.1	Prinzip des Schwarzkörperstrahlers	89
5.1.2	Physikalische Eigenschaften des CNT-Materials	91
5.2	Herstellung der CNT-basierten THz-Quelle	94
5.3	Messaufbau und Charakterisierungen	95
5.3.1	Breitbandige THz-Charakterisierung	97
5.3.2	THz-Anwendung der CNT-basierten Quelle	99
5.4	Zusammenfassung	101
6	ZnSe-basierte MS-Schottky-Dioden zum THz-Photomischen	103
6.1	Grundlagen von MS-Schottky-Dioden	103
6.2	Herstellung der MS-Schottky-Dioden	104

6.3	Messaufbau und Charakterisierung	106
6.3.1	IV-Charakterisierungen	106
6.3.2	Sensitivität / Reaktionszeit	107
6.3.3	Responsivität, Detektivität und NEP-Werte	110
6.4	Zusammenfassung	112
7	Zusammenfassung und Ausblick	113
A	Transimpedanzverstärker	119
B	Symbole und Akronyme	121
	Eigene Beiträge	135
	Literaturverzeichnis	141

Kapitel 1

Einführung

1.1 THz-Strahlung

DAS Terahertz (THz)-Spektrum ist definiert als das elektromagnetische Spektrum im Frequenzbereich zwischen 0,1 THz und 10 THz. Der THz-Bereich befindet sich in der historisch sogenannten THz-Lücke und liegt zwischen Mikrowellen- und optischen Frequenzen. Der technologische Fortschritt der letzten Jahre hat THz-Anwendungen ermöglicht, die bis dahin nicht denkbar waren, vor allem Biologische und Technische. Dass viele Stoffe wie z.B. Keramiken, Karton, Papier, Kleidung, Farben und Plastik für THz-Strahlung transparent sind, macht THz-Strahlung einzigartig und interessant für sicherheitstechnische Anwendungen. Ferner zeigen viele Materialien Resonanzen im THz-Bereich, die zu deren Klassifikation benutzt werden können [HL07]. Des Weiteren zeichnen sich Anwendungsmöglichkeiten in Physik und Chemie sowie für die Produktkontrolle ab. THz-Strahlung wird aber auch an Grenzflächen reflektiert und ermöglicht dadurch die Qualitätskontrolle von Schichtstrukturen wie z.B. den Nachweis von Delaminationen bei integrierten Schaltkreisen [HHZ06; Paw+13]. Im Vergleich zur Infrarot (IR)-Strahlung hat THz-Strahlung eine höhere Eindringtiefe in nicht-leitenden, lichtundurchlässigen Materialien. Deshalb können tiefere Defekte in Materialien spektroskopisch charakterisiert werden [Koc+08]. Ihr Einsatz als Alternative oder Ergänzung zur ionisierenden Röntgenstrahlung ist durch zahlreiche Studien belegt [Dan+19; Fer+02; Liu+07; Yan+16]. Mithilfe von THz-Strahlung können Änderungen der H₂O-Konzentration im Gewebe nachgewiesen und damit krankes von gesundem Gewebe unterschieden werden, z.B. zur Erkennung von Hautkrebs [Nak+07; Den+19] oder Verbrennungen [Tay+13]. Anders als Röntgenstrahlung bewirken THz-Wellen keine Veränderung (keine Ionisation) in der chemischen Struktur der untersuchten Substanzen, auf Grund der viel geringeren Photonenenergie von ~ 4 meV bei 1 THz. Eine Vielzahl industrieller Prozesse, beispielsweise die

korrekte Befüllung von Verpackungen, kann direkt (Inline) überwacht werden [Bri+17]. Darüber hinaus finden THz-Systeme in der Gas- und Molekülsensorik Anwendung. Polare Moleküle, wie z. B. Wasser, weisen charakteristische Absorptionsspektren im THz-Bereich auf [Liu+07]. THz-Strahlung kann auch in zukünftigen WLANs mit höchsten Bitraten von einigen 100 Gb/s Anwendung finden [Ham+20]. Es ist auch bedeutend zu erwähnen, dass der kosmische Mikrowellenhintergrund (2,74 K) bekanntermaßen für die Erforschung der Entstehung des frühen Universums genutzt wird, allerdings ist es weniger bekannt, dass mehr als 50% der gesamten spektralen Lichtleistung und mehr als 98% aller emittierten Photonen im THz-Bereich liegen [RS11]. Interstellarer und stellarer Staub (10-30 K) strahlt im THz-Bereich [Sie02] und die spektralen Signaturen von Ionen, Atomen und Molekülen sind von zentraler Bedeutung für unser Verständnis der Zusammensetzung und des Ursprungs des Sonnensystems, der Entwicklung der Materie in unserer Galaxie und der Sternentstehungsgeschichte von Galaxien über kosmische Zeitskalen [Kul11; Bop13]. Dass diese Technologie trotz ihres enormen Potenzials noch nicht massenhaft Anwendung findet, liegt an den hohen Herstellungskosten der THz-Systeme. Will man also das gesamte Potenzial dieser Technologie ausschöpfen, müssen kostengünstigere Strahlungsquellen sowie Detektoren zur Verfügung stehen. In den letzten zwei Dekaden ist eine starke Entwicklung der THz-Quellen und -Detektoren vorangeschritten. Die verfügbaren THz-Leistungen der Dauerstrich-Quellen (Englisch: Continuous Wave, CW), wie bei den Photomischer-Quellen, sind trotz der aufwendigen benötigten Systeme noch sehr gering. Die Photomischer können Ausgangsleistungen im Bereich von wenigen μW bei 1 THz erzeugen [Pre+11; YJ16]. Laser-basierte THz-Quellen, wie Quantenkaskadenlaser (QCL) mit Leistungen im mW-Bereich, benötigen im niedrigen THz-Bereich unter 5 THz ein kryogenes System [Deu+17]. Kleinere, im Gehäuse integrierte Bauelemente (einige cm^3 groß) wie resonante Tunnelioden (RTD) sind vorhanden, allerdings sind sie bislang auf gemessene Leistung von weniger als $1 \mu\text{W}$ bei 1 THz begrenzt [Fei19]. Betrachtet man daher das gesamte THz-System, benötigt man ebenso sensitive Detektoren. Es gibt bereits gute und zuverlässige THz-Detektoren wie komplementäre Metalloxid-Halbleiter (CMOS) [Bop+12] und Bolometer [QMC20; Sim14]. Jedoch haben sie einige Nachteile. THz-Bolometer mit höchster Empfindlichkeit erfordern eine Umgebung mit kryogener Temperatur, was die Kosten und die Komplexität der Herstellung erhöht. Nichtkryogene Bolometer haben eine niedrige Empfindlichkeit, etwa wie die einer Golay-Zelle von $140 \text{ pW} / \sqrt{\text{Hz}}$. CMOS-Detektoren werden häufig mit Resonanzantennen ausgestattet, um die Reaktanz des Bauelements abzustimmen, was die Bandbreite begrenzt [Lew19]. Golay-Zellen sind als breitbandige Detektoren

sehr verbreitet, jedoch ist für hohe Responsivität eine Modulation von < 20 Hz notwendig. Nanostrukturierte Schottky-Dioden hingegen können die Vorteile rauscharmer und breitbandiger Detektoren bei Raumtemperatur ermöglichen [Cas+11], allerdings benötigen sie eine hochauflösende Lithographie für kleine Kontakte im Nanometerbereich wie die Elektronenstrahlithographie. Die Nanotechnologien stellen hierfür einen neuen Ansatz für das Design neuer Bauelemente und Verfahren zur Herstellung kompakter THz-Bauelemente dar [DTR13; HKP14; Nik+20]. Dies wird der THz-Technologie einen weiteren Schub in Richtung der Massenanwendungen geben. Mit der hier vorgelegten Dissertation ist ein wesentlicher Schritt in dieser Richtung gelungen. Diese Ergebnisse liefern wichtige Erkenntnisse für die künftige Integration der Nanotechnologie in neuen THz-Systemen. Die Verwendung von Nanokontakten mit metallischen Nanodrähten (Englisch: nanowires, NWs) und die Anwendung neuer Materialien wie Galliumnitrid (GaN) mit elektrisch stabilen Seitenkontakten im Nanobereich sowie CNT-Materialien sind hier vielversprechende Möglichkeiten, um die Performanz gängiger Konzepte zu steigern und so den THz-Bereich breiter und kostengünstiger zu erschließen.

1.2 Ziele der Dissertation

DER Schwerpunkt der Dissertation liegt auf der Untersuchung von neuen nanostrukturierten THz-Quellen und -Detektoren, welche die Konzepte von Schottky-Dioden, Gunn-Dioden und CNT-basierten THz-Quellen nutzen. Ein wichtiges Ziel der Arbeit war, THz-Schottky-Detektoren für hohe Grenzfrequenzen über 1 THz zu optimieren. Dabei wurde der Standard-Fingerkontakt bei Schottky-Detektoren mit einem NW ersetzt, um die Kapazität zu minimieren und das elektrische Feld am Schottky-Kontakt aufgrund der kleinen Geometrie des NW zu verstärken. Dadurch wird die effektive Schottky-Barrierrhöhe verringert, um einen Nullvorspannungsbetrieb für rauscharme Anwendungen zu ermöglichen. Außerdem ist die Kapazität durch den Einsatz von NWs minimiert, die für hohe Grenzfrequenzen eine immense Rolle spielt. Diese THz-Schottky-Dioden wurden auf InGaAs- bzw. GaAs-Materialien prozessiert.

Des Weiteren wurde die Herstellung von GaN-basierten Quellen für hohe Leistungen im mW-Bereich bei hohen Grenzfrequenzen > 300 GHz als Ziel gesetzt. Die GaN-basierte Gunn-Quelle hat das Potenzial, mit kleineren Strukturen höhere Leistungspegel bis zu mehreren mW zu ermöglichen. Sie benötigen im Vergleich zu den Photomischern keine optischen Laser-Quellen. Im Vergleich zu GaAs- und InGaAs-Materialien ist GaN für hohe Leistungen weit besser

geeignet aufgrund der hohen Durchbruchfeldstärke von 2 - 5 MV/cm, der hohen Schwellenfeldstärke von 150 kV/cm sowie der guten Wärmeleitung von 130 W/mK, insbesondere, wenn die aktive Schicht auf Eigensubstrat (GaN-Substrat) bzw. Siliziumcarbid (SiC)-Substrat gewachsen ist.

Ein weiterer Teil dieser Dissertation war die Entwicklung eines neuen CNT-basierten Schwarzkörperstrahlers (SKS) für kostengünstige THz-Systeme für bildgebende Verfahren. Die CNT-Quelle hat bei hohen THz-Frequenzen bis 10 THz eine moderate Leistung von einigen μW bis mehreren mW und kann mit einer Modulation von mehreren kHz verwendet werden. Darüber hinaus wurden Zinkselenid (ZnSe)-basierte UV-MS-Schottky-Dioden entwickelt. Diese ersten Ergebnisse können dann zur Herstellung neuer THz-Quellen mit hoher Leistung benutzt werden.

1.3 Gliederung der Dissertation

DIE Dissertation ist in sieben Kapitel unterteilt. Neben dem **Einführungskapitel** und der **Zusammenfassung** existieren weitere fünf Kapitel, die die drei Forschungsschwerpunkte abdecken: Schottky-Dioden, Gunn-Dioden und CNT-Schwarzkörperstrahler.

In **Kapitel 2** werden Konzepte verschiedener THz-Bauelemente allgemein erläutert. Es ist als Wegbereiter für den Stand der Technik der folgenden Kapitel konzipiert.

Kapitel 3 bietet einen umfassenden Überblick über die technologischen Prozesse bei der Herstellung vertikaler, NW-basierter THz-Schottky-Detektoren auf der Basis von GaAs und InGaAs. Dabei wird auf die Simulation, die Kontaktierung sowie die Charakterisierung der THz-Schottky-Detektoren eingegangen.

Kapitel 4 beschreibt die Herstellung und die experimentellen Methoden der vertikalen GaN-Gunn-Dioden. Es gibt einen Überblick über die verschiedenen Untersuchungen und deren Funktionalität. Besonderes Augenmerk wurde auf das Bauelementdesign mit Seitenkontakt und Feldplattentechnologien, aber auch auf den NDR-Bereich gelegt. Diese neuen Gunn-Dioden wurden im Rahmen dieser Dissertation patentiert [YH20; YH21].

In **Kapitel 5** werden die neuen CNT-Schwarzkörperstrahler vorgestellt. Experimentelle THz-Ergebnisse werden präsentiert. Angewandt wurden diese THz-Quellen für die breitbandige Charakterisierung verschiedener THz-Filter sowie für die Durchleuchtung von Briefen bzw. Klebstoffen.

Kapitel 6 stellt Zinkselenid-basierte UV-MS-Schottky-Dioden vor, die dem Konzept eines Photoleiters entsprechen. Sie können als THz-Quelle mit hoher Leistung betrieben werden, brauchen jedoch einen optimierten Aufbau. Damit sie später als THz-Quelle funktionieren, wurde die UV-Absorption dieser Bauelemente in dieser Arbeit erfolgreich untersucht.

Kapitel 7 fasst die Arbeit zusammen und liefert einen kurzen Ausblick auf die mögliche Weiterentwicklung der verwendeten THz-Bauelemente.

Kapitel 2

THz-Bauelemente - Stand der Technik

DIESES Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die wichtigsten THz-Bauelemente, die als Vergleich zu den in dieser Dissertation hergestellten Bauelementen dienen. Auf den Stand der Techniken der Schottky-, Gunn-, und CNT-basierten Bauelemente wird detaillierter eingegangen, da sie die Hauptarbeiten darstellen.

2.1 THz-Detektoren

FÜR die zukünftigen Herstellungen von THz-Systemen ist die Verbesserung der Detektionsempfindlichkeit und der Systemauflösung in vielen Anwendungen ein Muss, insbesondere weil die kompakten THz-Quellen im Vergleich zu anderen Spektralbereichen immer noch sehr geringe Leistung liefern. Deshalb sind sehr empfindliche Detektoren erforderlich. THz-Detektoren, unter anderem Schottky-Dioden [Rös+94; HC08; Cas+11], die hier durch den Einsatz von NW verbessert sind, wurden in den letzten 30 Jahren intensiv untersucht und weiterentwickelt. Als Überblick wird in diesem Unterkapitel kurz auf weitere Detektorarten wie Bolometer, Golay-Zelle und Transistoren eingegangen.

2.1.1 THz-Bolometer

DIE Funktionsweise eines Bolometers basiert auf der durch Temperaturänderung hervorgerufenen Widerstandsänderung eines elektrischen Leiters oder Supraleiters. Verschiedene Materialien können zum Aufbau eines Bolometers herangezogen werden. So existieren Halbleiterbolometer oder Metallbolometer, die einen THz-Frequenzbereich bis 3 THz abdecken [Sim14]. Halbleiter-

bolometer sind im Betrieb bei Raumtemperatur wegen des größeren Temperaturkoeffizienten des Widerstandes empfindlicher als Metallbolometer [Ric05]. Außerdem existieren supraleitende Bolometer, die minimale rauschäquivalente Leistung (Englisch: noise-equivalent power, NEP) von etwa $1 \text{ pW} / \sqrt{\text{Hz}}$ bei 275 GHz zeigen und kommerziell erhältlich sind [QMC20]. Als negativ zu bewerten ist jedoch die Tatsache, dass die empfindlichsten Bolometer unter Vakuum arbeiten und eine Umgebung mit kryogener Temperatur erfordern, um äußere Störungen durch Wärmeübergang zu vermeiden, was die Kosten und die Komplexität der Herstellung erhöht. Nicht-kryogene Bolometer, die z.B. auf Vanadiumoxid (VO_x) basieren, weisen eine Empfindlichkeit von $120 \text{ pW} / \sqrt{\text{Hz}}$ auf [Lew19]. Ryger et al. [Ryg+21] verwendeten bolometrische Materialien aus $\text{La}_{0,67}\text{Sr}_{0,33}\text{MnO}_3$ (LSMO) für die Terahertz-Detektion im Frequenzbereich von 100 GHz - 1 THz. Ein unkonventionelles Konzept zur Verwendung eines Bolometers für die THz-Detektion wurde in Paschos et al. [Pas+18] vorgestellt. Das Bolometer basiert auf Graphen-Exziton-Polaritonen und zeigt, dass die Erwärmung den Wellenvektor der Exziton-Polaritonen-Ausbreitung verändert, wodurch die Exziton-Polaritonen-Ausbreitung bemerkenswert empfindlich auf thermische Veränderungen reagiert. Allerdings wird ein sehr hoher NEP-Wert von $1 \text{ pW} / \sqrt{\text{Hz}}$ bei einem 1 THz erwartet.

2.1.2 Golay-Zelle

Die Golay-Zelle zählt zur Gruppe der pneumatischen Strahlungsempfänger [Gol47]. IR- bzw. THz-Strahlung durchdringt ein durchlässiges Fenster und trifft auf eine mit einem Gas gefüllte Kammer. Auf der Seite des Empfängers ist das Fenster geschwärzt, so dass die Absorption erhöht wird. Beim Absorptionsvorgang wird die Strahlung in Wärme umgewandelt. Es erfolgt eine Ausdehnung des Gases zwischen Fenster und einer elastischen Membran, welche die innere Begrenzung der Kammer darstellt. Die Folge ist eine Druckänderung, die wiederum zur Verformung der Membran führt, welche durch ein optisches System erfasst werden kann. Von der anderen Seite lässt sich das Licht von einer Photodiode über Linsen durch ein grobes Gitter auf die von dieser Seite verspiegelte Membran fokussieren, die das Licht reflektiert und ebenfalls durch das Gitter auf eine Photodiode leitet. Da sich die Form der Membran abhängig vom Druck ändert, findet eine Verschiebung des Gitterbilds in Relation zum Gitter statt, so dass sich die Veränderung der Intensität des Lichtes und die Leistung der einfallenden THz-Strahlung messen lassen [TWK98] [Spi12]. Die Empfindlichkeit der Golay-Zelle von der Firma *Tydex*, die in dieser Arbeit verwendet wurde, beträgt etwa $140 \text{ pW} / \sqrt{\text{Hz}}$ bei Raumtemperatur [TYD20b].

Die Golay-Zelle wird regelmäßig bei Frequenzen von 100 GHz bis etwa 15 THz angewandt.

2.1.3 Elektronische THz-Detektoren

ALS zuverlässige elektronische THz-Detektoren stellen sich CMOS [Öje+10; Bop+12; Zat+20] vor. Jedoch haben sie auch einige Nachteile. Aufgrund der begrenzten Bandbreite sind sie für die Spektroskopie nicht so gut geeignet, da CMOS-Detektoren häufig mit Resonanzantennen ausgestattet werden, um die Bauteilreaktanz abzustimmen, wodurch die Bandbreite begrenzt wird [Lew19]. Andere Bauelemente wie Hochelektronenmobilitätstransistoren (HEMTs), die den Gleichrichtungseffekt durch die Dyakonov-Shur-Instabilität nutzen, sind gute Kandidaten für die THz-Detektion. Auch HEMTs mit viel längeren Gate-Längen und Grenzfrequenzen im GHz-Bereich ermöglichen den Nachweis von THz-Wellen [Pre+12]. Weitere gute und zuverlässige THz-Detektorkonzepte wie Bipolartransistoren mit Heteroübergang (HBTs) anstelle der traditionelleren Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistoren (MOSFETs), sowie Bipolartransistor (BJTs) sind etabliert [Kon+00; Ega+10; Sch10; Tak+12; Wan+12; SOK16; Dea+16]. Bis dato stellen Schottky-Dioden jedoch immer noch das empfindlichste Detektorkonzept für die direkte Detektion von THz-Strahlung bei Raumtemperatur dar. Diese Detektoren kombinieren eine hohe Empfindlichkeit mit einer sehr kurzen Reaktionszeit, hoher Grenzfrequenz und kompakten Dimensionen. Sie zeigen eine hervorragende Leistung im Sub-mm-Wellenlängenbereich. Die Gleichrichtung durch eine Schottky-Diode ist eine vorteilhafte Technik zur direkten Detektion von THz-Strahlung. Das Ausgangssignal ist über einen weiten Leistungsbereich proportional zur Eingangsleistung. Rauscharme Detektoren wurden mit Schottky-Dioden bei Raumtemperatur erreicht [Syd+08; HC08; Cas+11; II16]. Mit Nutzung der neuen Nanotechnologie mit metallischen Nanodrähten können die Vorteile der bisherigen Schottky-Dioden erweitert werden.

2.1.3.1 THz-Schottky-Detektoren

SCHOTTKYDETEKTOREN wurden von dem deutschen Physiker und Ingenieur Walter Schottky entwickelt, der 1926 das Gleichrichtungsverhalten im Allgemeinen in "Über den Ursprung der Super-Heterodyn-Methode" [Sch26] thematisierte und 1938 die Idee eines Gleichrichtungsverhaltens im Metall-Halbleiter-Kontakt erklärte [Bri]. Schottky-Detektoren wurden bereits erfolgreich mit optoelektronischen Terahertz-Quellen eingesetzt [Sem+10; Ret+15]. Nagatsuma et al. [NNI14] kombinierten eine Uni-Travelling-Carrier-Photodiode

mit einem Schottky-Empfänger, um ein optisches Kohärenztomographiesystem aufzubauen. Während ihr System präzise Dickenmessungen ermöglichte, begrenzten die Reflexionseigenschaften des verwendeten Strahlteilers den nutzbaren Frequenzbereich auf 400-800 GHz. Außerdem benutzten sie einen Schottky-Empfänger, um ein drahtloses Kommunikationssystem für 100 Gbit/s bei 100 GHz aufzubauen [Nag+13]. Typischerweise kann die beste Leistung bei Raumtemperaturbedingungen für wellenleitergekoppelte Schottky-Detektoren mit einer Responsivität im Bereich von 4000 V/W bei 100 GHz bis etwa 400 V/W bei 900 GHz und NEP-Wert von etwa $1 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 100 GHz erzielt werden [HC07; HC08]. Die Frequenzbandbreite von Detektoren auf Wellenleiterbasis ist jedoch durch deren physikalische Größe begrenzt, wohingegen es für viele Anwendungen wie die THz-Spektroskopie äußerst wünschenswert ist, größere Betriebsbandbreiten zu erreichen [Syd+08]. In Kombination mit einer schnellen Reaktionszeit trägt dies zur Entstehung neuer Anwendungsbereiche bei [Ret+15]. Der niedrige NEP-Wert von Schottky-Detektoren ermöglicht die passive Detektion von Strahlung geringer Leistung bis hin zum schwarzen Körperstrahler. Es wurde auch gezeigt, dass alternative Gleichrichtermethoden auf der Basis von InP/InGaAs-Heterobarrierdiode mit sogenannter Fermi-Niveau regulierter Barriere [II16] (Englisch: Fermi-level managed barrier) bzw. AlGaInAs-Heterobarrierdiode [Nad+16] für rauscharme Detektion mit einer Responsivität von 1110 V/W bei 300 GHz bzw. 1700 V/W bei 200 GHz verwendet werden können. Niedrige NEP-Werte von $1,3 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 200 GHz bzw. $3 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 300 GHz wurden dabei erreicht. Sydlo et al. [Syd+08] zeigten eine schnelle und empfindliche Detektion von CW-THz-Signalen bis 700 GHz mit InGaAs-basierten Schottky-Dioden. Cojocari et al. [Coj+16] stellten ultrabreitbandige Schottky-Detektoren mit Nullvorspannung und monolithisch integrierter logarithmischer Spiralantenne vor. Die Detektoren zeigten einen minimalen NEP-Wert von $10 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 100 GHz. Han et al. [Han+13] stellten integrierte InGaAs-Schottky-Dioden als Array-Detektoren mit einer durchschnittlichen Responsivität von 98,5 V/W und NEP-Wert von $106,6 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei einer Frequenz von 250 GHz vor. Andere Veröffentlichungen haben eine modifizierte Schottky-Barrierenhöhe auf Halbleitern gezeigt, die auf ein reduziertes Fermi-Niveau-Pinning mit einer Krümmung der unteren Seite des Kontakts von wenigen Nanometern ($> 20 \text{ nm}$) [Cas+11] zurückzuführen ist. Ähnlich wie beim letzten Ansatz können die metallischen Nanodrähte, die in dieser Arbeit verwendet wurden, das lokalisierte elektrische Feld verstärken, das zu einer Verringerung der Schottky-Barrierenhöhe führt. Diese Eigenschaft und die geringe Kapazität führen zu einem effizienten Nullvorspannungsbetrieb (Englisch: zero-bias operation) und einer rauscharmen THz-Detektion.

2.2 THz-Quellen

FÜR viele Anwendungen im Bereich der Sensorik und Bildgebung werden kleine THz-Strahler in einer Gehäusegröße von einigen cm^3 benötigt, um in den Systemen leichter zu integrieren. Die Hauptmerkmale einer THz-Quelle liegen in der Leistung und der Frequenzabdeckung. Allgemein kann man sagen, dass es unter 300 GHz bzw. über 3 THz leistungsstarke Quellen gibt, aber dazwischen sind kompakte Quellen mit hoher Leistung immer noch rar.

2.2.1 Photoleitende THz-Quellen

PHOTOLEITENDE THz-Quellen können THz-Strahlung mithilfe zweier Nahinfrarot (NIR)-Laserstrahlen erzeugen. Die zwei optischen Laserstrahlen mit Frequenzen f_1 und $f_2 = f_1 + f_{\text{THz}}$ werden überlagert, wodurch ein Schwebungssignal bei der THz Frequenz f_{THz} entsteht. Dieses Prinzip wird verwendet, um CW-Signale zu erzeugen. Dieser Typus photoleitender Quellen wird auch Photomischer genannt, deren verfügbare Leistung trotz der aufwendigen Systeme immer noch gering ist. Sie liegt im Bereich von wenigen μW bei 1 THz [Pre+11; YJ16; Nel+20]. Die photoleitenden THz-Quellen können aber auch durch einen Puls laser (Piko- bzw. Femtosekundenlaser) betrieben werden und erzeugen ein THz-Signal mit einer mittleren Leistung von $164 \mu\text{W}$ [Nan+20]. Da diese THz-Quellen ein Lasersystem benötigen, sind sie meistens nicht handhabend, leistungsschwach und vergleichsweise teuer.

2.2.2 Elektronische THz-Quellen

ELEKTRONISCHE THz-Quellen, wie Lawinen-Laufzeit-Diode (Englisch: Impact Ionization Avalanche Transit Time Diode, IMPATT-Diode) und Resonanztunneldioden (RTD), sind kompakt, leistungsstark und kostengünstig, da sie kein optisches Signal benötigen. Dennoch haben sie auch Nachteile, z.B. arbeitet die IMPATT-Diode der Firma "TeraSense" nur bis zu 300 GHz, aber mit einer Leistung bis zu 10 mW in CW-Modus. RTDs hingegen können höhere Frequenzen generieren, allerdings mit geringer Leistung von weniger als $1 \mu\text{W}$ bei 1 THz [Fei19]. Gunn-Dioden auf Basis von GaN haben ein großes Potential, aufgrund der hohen THz-Ausgangsleistung und der relativ hohen Frequenz bis zu 1 THz [Ahi17], die Vorteile kompakter THz-Quellen mit hohen Leistungen zu kombinieren.

2.2.2.1 THz-Gunn-Quellen

Die Gunn-Diode ist von dem britischen Physiker John B. Gunn entdeckt worden. 1963 untersuchte er die Strom-Spannungs-Eigenschaften von GaAs- und Indiumphosphid (InP)-Bauelementen [Gun63a; Gun63b] und entdeckte, dass spontane Stromschwingungen in der Schaltung auftraten, wenn die angelegte Feldstärke größer war als ein kritischer Wert von 3 kV/cm für GaAs bzw. 6 kV/cm für InP [Seite 173; Shu87]. Ein Jahr später veröffentlichte Gunn die detaillierten experimentellen Ergebnisse dieses Effekts in [Gun64]. Diese spontane Entdeckung begründete die Entwicklung von aktiven Halbleiter-Bauelementen als Ersatz für Mikrowellen-Vakuumröhren [ML05]. In den letzten Dekaden wurden enorme Fortschritte bei Gunn-Dioden erzielt, die von der Einführung neuer Betriebskonzepte über neue Materialauswahl bis hin zur Verbesserung der Herstellungsprozesse reichen [Bar+05; Yil+08; Far+08; Kha+13]. Diese können mit den neuen GaN-basierten Gunn-Dioden wesentlich verbessert werden. Durch Einstellung der Dicke der aktiven Schicht wurden theoretische Grundfrequenzen bis 0,7 THz mit hoher Leistung im mW-Bereich übertroffen und durch Monte-Carlo-Simulation in Alekseev et. al. [AP00; Ahi17] gezeigt. Mit Nutzung höherer Harmonischen bzw. spezieller Anregungen [YH20; YH21] erlaubt das Konzept auch in den Bereich > 1 THz vorzudringen. Damit bieten sie die Möglichkeit, Terahertzstrahlung bei ausgewählten, gemäß dem Anwendungszweck einstellbaren Zielfrequenzen mit einer kompakten und vergleichsweise kostengünstigen Quelle direkt zu erzeugen. Die bisherigen GaN-Gunn-Dioden wurden zumeist durch heteroepitaktische Abscheidung auf dem elektrisch isolierenden Fremdsubstrat Saphir hergestellt, wobei sich beide Kontaktelektroden auf der Oberseite des Substrats befinden. Bei der Übertragung dieser bei GaAs-Gunn-Dioden bewährten Bauweise auf GaN-Gunn-Dioden treten jedoch mehrere unerwünschte Effekte auf, die das Bauelement schädigen und somit den mit der vorausgesagten Bauelementeigenschaften anvisierten Einsatz erschweren. Dazu zählen Elektromigrationseffekte (Kontaktmaterialwanderung von der Anode zur Kathode), Durchbrüche in der Luft infolge der notwendigen hohen Betriebsfeldstärken sowie auch hohe Serienwiderstände. Die kleine Wärmeleitfähigkeit von Saphir (40 W/mK bei 25°C, 12 W/mK bei 400°C) machte außerdem die Implementierung von Wärmesenken schwierig. Dies führt zu hohen Gleichstromverlusten und verringerter Zuverlässigkeit [EH98; Yil+08]. Basierend auf der erfolgreichen Verwendung des Gunn-Effekts in GaAs zur Erzeugung von Hochfrequenzsignalen wurden bereits mehrere Materialien auf ihre Eignung für denselben Zweck getestet [EH98]. Ziel war es, die Möglichkeiten und Bedingungen für den Elektronentransfereffekt anhand relevanter Materialeigenschaften wie Energiebandprofil, Ladungsträgergeschwindigkeit

und Mobilität zu bestimmen. Gleichzeitig wurde auch auf das Potenzial sogenannter Nitridmaterialien für den Betrieb bei hohen Frequenzen bis zu 1 THz und Leistungen im mW-Bereich hingewiesen. Gründe hierfür sind die erreichbare hohe Sättigungsgeschwindigkeit für Elektronen (für GaN $\sim 1,5$ -mal höher als bei GaAs), eine viel höhere elektrische Schwellenfeldstärke für den sogenannten Elektronentransfereffekt (für GaN > 50 -mal höher als in GaAs) und die große Energiebandlücke für höhere Durchbruchspannung [EH98; Bar+05]. Letzteres ermöglichte auch die Entwicklung von kurzwelligen optischen Dioden und Halbleiterlasern, die unter anderem in Bereichen wie Kommunikation, Lichttechnik und Multimedia eingesetzt werden. Insbesondere für sehr hohe Frequenzen im Terahertz-Bereich weisen Halbleiterbauelemente auf GaAs-Basis eine Reihe von Nachteilen auf. Dies liegt daran, dass die Sättigungsgeschwindigkeit der Elektronen niedrig ist. Somit sind die GaAs-Gunn-Dioden für Frequenzen über 100 GHz kaum verwendbar. Während Signalquellen, die auf InP-Komponenten basieren, Grenzfrequenzen von 200 GHz (für den Grundmodus) aufweisen, sind die berechneten Maximalfrequenzen für GaN-Dioden höher als 700 GHz [EH98; AP00].

Bisher wurden Simulationen für GaN-Gunn-Dioden [Bar+05; AP00] sowie verschiedene Herstellungsverfahren [Bar+05; Hua+95] durchgeführt. In [Par+12] wurde ein neues Simulationsschema entwickelt. Die Simulationsergebnisse zeigten die Überlegenheit von GaN als Gunn-Diode gegenüber solchen, die auf Materialien wie GaAs und InP basieren. Eine Ausgangsleistung von 1400 kW/cm^2 wird von der GaN-Gunn-Diode erreicht. Im Vergleich hat eine GaAs-Gunn-Diode eine Ausgangsleistung von $4,9 \text{ kW/cm}^2$. Ein anderer Ansatz, beschrieben in [Wan+16c], zeigt die Modulation des Domänenmodus im zweidimensionalen Elektronengas (2DEG)-Kanal von GaN-basierten Gunn-Dioden mit HEMT durch Einstellen der Elektronenkonzentration der 2DEG in der Nähe der Kathodenseite. Die explizite numerische Studie zur planaren Gunn-Diode auf GaN-Basis zeigt, dass das elektrische Feld auf der Kathodenseite bei der Bildung und Modulation der Gunn-Diode im Elektronendomänenbereich eine wichtige Rolle spielt. In [Wan+16a; LOC18] wurde eine detaillierte Studie über die GaN-basierte Gunn-Diode unter Verwendung einer Ensemble-Monte-Carlo-Methode vorgestellt. Die Driftgeschwindigkeit, Elektronendichte und elektrische Feldverteilung wurden als Funktion der Zeit unter Gleichstrom (DC)- und Wechselstrom (AC)-Vorspannungsbedingungen dargestellt [Wan+16a]. W. Z. Lee et al. zeigten in [LOC18], dass die Gunn-Diode mit einer Transitlänge von 550 nm in der Lage ist, ein 500 GHz-Signal von 2,61 W mit einem Wirkungsgrad von 2,27% zu ermöglichen. In [Li+13] wurde ein Verfahren zur Verbesserung der Kristallqualität der GaN-Gunn-Diode mit einer AlGaN-Schicht auf einem SiC-

Substrat beschrieben. In [Wan+16b] wurde eine Mehrkanal-Gunn-Diode vorgeschlagen, die durch die Aufnahme mehrerer AlGa_N/Ga_N-Heterostrukturen als Ga_N-basierte HEMT-ähnliche planare Gunn-Diode die Ausgangsleistung und die Eigenschaften bei höheren Frequenzen verbessert. In dieser Arbeit wird das bisher übliche, elektrisch isolierende Saphir-Fremds substrat durch ein hochdotiertes, gut elektrisch leitendes Ga_N-Eigensubstrat ersetzt, das als Anodenkontaktschicht der Diode fungiert. Um besonders niedrige Übergangswiderstände zu erzielen, wird auf die Substratrückseite zusätzlich eine noch höher dotierte Ga_N-Außenkontaktschicht aufgebracht, die die Verbindung mit dem metallischen Anodenkontakt herstellt. Anode und Kathode sind damit auf unterschiedlichen Seiten des Substrats angeordnet und folglich sehr gut räumlich voneinander getrennt. Im Vergleich zu früheren Arbeiten anderer Gruppen ist die Neuheit dieser Arbeit, neben dem Ga_N-Substrat, die Seitenkontakt- und Feldplattentechnologie für eine kleinere effektive Diodenbreite und -höhe mit besserer Feldverteilung. Darüber hinaus wird die Zuverlässigkeitsmessungen des negativen differentiellen Widerstands (NDR) für unterschiedliche Diodenbreite und -höhe für hohe Frequenzen (300 - 400 GHz) gezeigt.

2.2.3 Schwarzkörperstrahler als THz-Quellen

IM IR-Bereich werden thermische Lichtquellen genutzt, deren spektrales Verhalten breitbandig ist und in Näherung dem des Planckschen Strahlers entspricht. Im NIR-Bereich werden meist Halogenlampen und im MIR-Bereich Globars benutzt [Arn02]. Ein Globar besteht aus Siliziumcarbid-Material in einer Stabform mit einem Durchmesser von knapp 10 - 50 mm, der sich durch Anlegen einer Spannung bis etwa 1625°C erhitzen lässt [San20]. Alternative Quellen im MIR-Bereich sind NERNST-Stifte oder Nickel-Chrom-Wedeln (Metallwiderstand) zu finden. NERNST-Stifte entsprechen im Emissionsverhalten etwa den Globars, sind jedoch etwas intensiver. Ihr Nachteil ist der mit der Temperatur sinkende elektrische Widerstand. Er ist im kalten Zustand so hoch, dass der Stromfluss nicht ausreicht, um den NERNST-Stift zu erwärmen, weshalb zur Zündung ein Vorheizen erforderlich ist. Nickel-Chrom-Wendeln arbeiten bei Temperaturen um 1100°C. Sie haben deshalb eine geringere Strahlungsleistung. Ihre Stabilität ist, verglichen mit NERNST-Stift und Globar, etwas geringer. Aufgrund ihrer geringen Kosten werden sie teilweise in einfachen Spektrometern eingesetzt [Arn02]. THz-Strahlung aus einem Schwarzkörper wird auch häufig zur Kalibrierung von passiv-arbeitenden THz-Detektoren verwendet [CP11]. Auch Golay-Zelle kann mit einem SKS kalibriert werden [TYD20a]. Um die SKS deutlich effizienter und kompakter zu machen, können CNT-basierte SKS verwendet werden, welche in dieser Arbeit vorgeschlagen werden.

2.2.3.1 CNT-basierte THz-Quellen

CNTs wurden 1991 von Iijima entdeckt [Kim+12]. Sie wurden in den letzten zwei Jahrzehnten zu einem der am meisten untersuchten Nanomaterialien. Das enorme Verhältnis von Oberfläche zu Volumen, die chemische Stabilität, die sehr gute thermische und elektrische Leitfähigkeit machten Kohlenstoffnanoröhren zu vielversprechenden Lösungen für eine Vielzahl praktischer Anwendungen, von Feldeffekttransistoren bis hin zu Sensoren oder Energieumwandlungsgeräten, um nur einige zu nennen [BZH02; Ghe+12]. Die einzigartigen Eigenschaften von CNT-Garnen (Englisch: CNT-Yarns) wurden in dieser Arbeit genutzt, um THz-SKS zu realisieren. SKS sind häufig verwendete messtechnische Standards für die spektrale Strahlung und die Strahlungstemperatur gemäß dem Planckschen Wärmestrahlungsgesetz [Mon+14]. Ein CNT-Garn wird in der Regel aus mehrwandigen Kohlenstoffnanoröhren (MWCNT) gesponnen bzw. geflochten [ZAB04].

Die CNT-basierten SKS sind breitbandige Dauerstrich-THz- und Infrarot-Quellen mit potenziellen Anwendungen in der Bildgebung und Qualitätskontrolle [HL07; Bri+17], der Kalibrierung von breitbandigen THz-Filtern und -Detektoren [Sve+14] sowie der drahtlosen Kommunikation [Lia+14]. Insbesondere kostengünstige breitbandige Emittierer mit hoher elektrischer Modulation ohne die Notwendigkeit eines mechanischen Modulators werden die wissenschaftlichen und kommerziellen Anwendungen erweitern. Ghemes et al. [Ghe+12] berichteten über das Trockenspinnen von CNT-Garnen aus vertikal ausgerichteten MWCNT-Arrays. Für CNTs wurden viele mögliche Anwendungen vorgeschlagen, einschließlich Sensoren und Strahlungsquellen [BZH02]. Will man dementsprechend eine breitbandige THz-Quelle haben, kann man sich den SKS bedienen. Die thermischen (emittierten) Infrarotfrequenzbänder von 20-40 THz und 60-100 THz sind am besten für Anwendungen in der Thermografie bekannt. Dieser nicht ausreichend genutzte und nicht regulierte Teil des Spektralbereichs bietet Möglichkeiten für die Entwicklung einer drahtlosen Kommunikation [Lia+14]. Monte et al. [Mon+14] beschrieben die messtechnische Charakterisierung eines Vakuum-SKS mit variabler Temperatur als Quellenstandard für FIR- und THz-Strahlung von 5 μm bis 200 μm (60 THz bis 1,5 THz). Das spektrale Emissionsvermögen und die Diffusität in Kombination mit der bekannten Hohlraumgeometrie ermöglichten die Bestimmung des effektiven spektralen Hohlraumemissionsvermögens über eine Monte-Carlo-Raytracing-Simulation. Suzuki et al. [SOK16; SOK18] berichteten über die Entwicklung eines flexiblen und tragbaren THz-Scanners auf Basis von CNTs. Sie erreichten eine THz-Detektion bei Raumtemperatur über ein breites Frequenzband von 0,14 bis

39 THz. Svetlitz et al. [Sve+14] präsentierten einen kostengünstigen Messaufbau für THz-Anwendungen, der auf einem vakuumverpackten SKS basiert. Dieser Messansatz ähnelt den natürlichen Betriebsbedingungen passiver Bildgebungssysteme und ist daher für die Charakterisierung von THz-Sensoren und -Filtern für passive Systeme angemessener als schmalbandige THz-Quellen. In [Wei+12] wurden super-ausgerichtete MWCNT-Filme durch Laserschneiden und eine Ethanolatombadbehandlung zu CNT-Dünngarnen mit einem Durchmesser von etwa 1 μm verarbeitet. Die dünnen Garne können in 0,79 ms elektrisch auf 2170 K erhitzt werden und die nachfolgende Abkühlzeit beträgt 0,36 ms. Quellen auf der Basis von Kohlenstoffnanoröhren wie photoleitende Antennenschalter können THz-Signale bis 1,2 THz erzeugen [Bag+20]. CNT-Garne als SKS hingegen können im hohen THz-Bereich zwischen 3 THz und 20 THz für ein CNT-basiertes kostengünstiges System für bildgebende Verfahren verwendet werden [YHK17]. Die hier vorgeschlagenen CNT-Garne als SKS sind zuverlässige miniaturisierte THz-Quellen mit schneller elektrischer An-/Ausschaltmodulation bis zu mehreren kHz [Wei+12]. Es kann in einer Array-Konfiguration zur Echtzeit-Bildgebung und Qualitätskontrolle kleiner Objekte verwendet werden, z.B. Papiere, Umschläge und Verpackungen in Produktionslinien. Darüber hinaus können diese neuen miniaturisierten SKS das kürzlich vorgeschlagene Konzept in [Lia+14] für die Datenübertragung auf der Basis des thermisch emittierten Infrarot-Frequenzbandes vereinfachen.

2.3 MS-Schottky-Dioden zum Terahertz-Photomischen

ULTRAVIOLETT (UV)-Strahlung ist ein Teil des elektromagnetischen Spektrums und umfasst den kurzen Wellenlängenbereich von 100 nm bis 400 nm. UV-Bauelemente haben ein breites Anwendungsspektrum in Medizin, Biologie und Ozonschichtüberwachung [HA99; VTF01]. Die meisten UV-MS-Schottky-Dioden basieren auf Si- oder GaAs-Halbleitern [Ber01], die einen Filter benötigen, um sichtbares und infrarotes Licht zu eliminieren. Darüber hinaus induziert die intensive UV-Strahlung Alterungseffekte in MS-Schottky-Dioden auf Si-Basis, was zu Effizienzverlust führt. Halbleiter mit großer Bandlücke wie ZnSe sind aufgrund ihrer großen Energiebandlücke von 2,67 eV bei 300 K [Sir+15; Sir+17a] sowie der hohen Durchschlagfestigkeit des elektrischen Feldes von $\sim 1 \text{ MV/cm}$ [Sir+17b] ein attraktives Halbleitermaterial für Bauelemente mit hoher Leistung. Vigue et al. [VTF01] untersuchten experimentell ZnSe-basierte UV-MS-Schottky-Dioden mit unterschiedlichem Aufbau und fanden

heraus, dass bei Raumtemperatur die maximale Responsivität von 0,17 A/W bei -2 V für die p-i-n-Photodiode und die von 0,13 A/W bei 20 V für die Schottky-Dioden bzw. MS-Schottky-Dioden beträgt. Über einen ähnlichen Responsivitätswert von 0,13 A/W bei 1 V wurde in Lin et al. [Lin+05] mit Verwendung von ZnSe-basierten MS-Schottky-Dioden mit Indiumzinnoxid-Kontaktelektroden berichtet. Die auf MS-Strukturen basierenden Schottky-Dioden haben eine sehr geringe Kapazität im fF-Bereich und können daher bei hohen Frequenzen arbeiten. Darüber hinaus haben MS-Schottky-Dioden aufgrund ihrer Struktur einen hohen spezifischen Widerstand und somit kann eine höhere Spannung angelegt werden. Dies eröffnet die Möglichkeit, die Responsivität von ZnSe-basierten MS-Schottky-Dioden unter Verwendung interner Gewinnmechanismen zu verbessern. Bisher vorgeschlagene UV-MS-Schottky-Dioden basieren auf einer epitaktischen aktiven ZnSe-Schicht, die durch Molekularstrahlepitaxie (MBE) oder metallorganische chemische Gasphasenabscheidung (MOCVD) auf einem GaAs-Substrat epitaktisch gewachsen wurde. Bei intensiver UV-Strahlung kann diese dünne epitaktische ZnSe-Schicht beschädigt werden [Sir+18]. In diesem Fall ist ein polykristallines ZnSe ein geeigneteres Material für die Herstellung von UV-MS-Schottky-Dioden für intensive UV-Strahlung, welches in dieser Arbeit verwendet wurde.

Kapitel 3

NW-basierte THz-Schottky-Detektoren

In diesem Kapitel werden THz-Schottky-Dioden für den Nullvorspannungsbetrieb auf Basis von Ag-NW auf GaAs und InGaAs simuliert, hergestellt und charakterisiert. Diese Bauelemente auf NW-Basis wurden mit Standarddioden (SD), die mit aufgedampften Kontakten hergestellt wurden, verglichen.

3.1 Grundlagen der THz-Schottky-Dioden

SCHOTTKYDIODEN sind nichtlineare Bauelemente, die eine effektive Detektion von elektromagnetischer Strahlung im Bereich von Mikrowelle bis Terahertz ermöglichen. Sie zeichnen sich durch relativ niedrige Durchlassspannungen aus [Pau89]. Zuerst wurden Schottky-Dioden an Silizium- bzw. Germanium und später an GaAs- bzw. InGaAs-Materialien für höhere Frequenzen entwickelt.

3.1.1 Prinzip der Schottky-Diode

DER grundlegende Betrieb einer Schottky-Diode wird auf Ladungstransportmechanismen an einer Metall-Halbleiter-Grenzfläche und nicht an einem pn-Übergang zwischen zwei Halbleitern wie bei einer Photodiode zurückgeführt (Abb. 3.1). Schottky-Dioden können als Multiplikator, Differenzfrequenzgenerator sowie als Gleichrichter arbeiten. Dies hängt schließlich von der Gestaltung der Schaltung ab. Ein Gleichrichter kann als ein Bauelement mit zwei Anschlüssen definiert werden, das dem Stromfluss in einer Richtung einen sehr niedrigen und in der anderen Richtung einen sehr hohen Widerstand entgegensetzt, d. h. er lässt den Strom nur in einer Richtung fließen.

Die Durchlass- und Sperrwiderstände eines Gleichrichters lassen sich aus der Strom-Spannungs-Kennlinie einer Diode ableiten. Eine der wichtigsten Parameter einer Schottky-Diode ist die Barrierenhöhe ϕ_B . Die Barrierenhöhe wird als die Differenz zwischen der Metallarbeitsfunktion φ_m und der Halbleiterelektronenaffinität χ_{HL} definiert [CS65]. Im thermischen Gleichgewicht verhindert eine Energiebarriere, die als eingebautes Potential (Englisch: build-in potential) ϕ_{bi} definiert ist, einen Elektronentransport vom Halbleiter zum Metallkontakt. Das eingebaute Potential kann aus der Barrierenhöhe und der Differenz zwischen der Fermi-Energie und der Unterkante des Leitungsbands berechnet werden, wobei die Barrierenhöhe von dem Schottky-Kontakt abhängt. Unter einer vorwärtsgerichteten Bedingung umfassen die Elektronentransportmechanismen über die Metall-Halbleiter-Grenzfläche die thermionische Emission [Rho70].

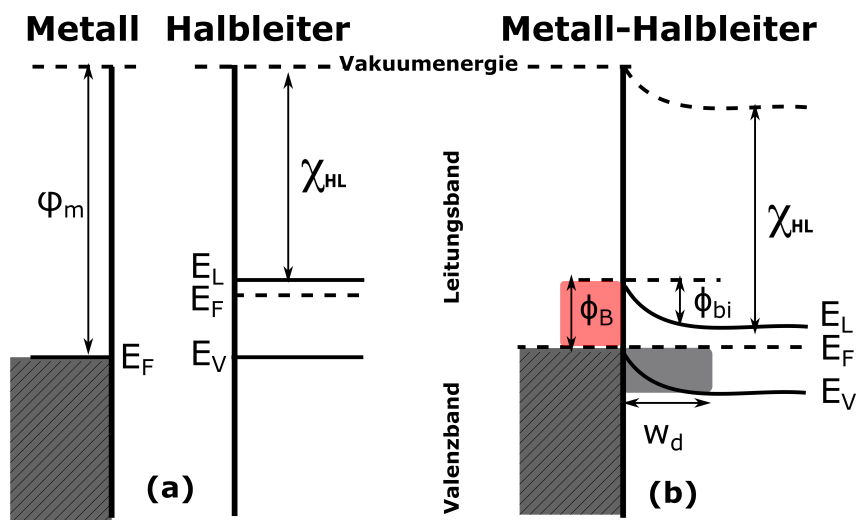


Abbildung 3.1: Veranschaulichung des Schottky-Banddiagramms. (a) vor der Kontaktierung und (b) nach der Kontaktierung

Gleichung (3.1) zeigt die thermionische Emissionsgleichung der Vorwärtsstrom-Spannung der Schottky-Diode

$$I = I_s \left(e^{\frac{qV_d}{nk_B T}} - 1 \right), \quad (3.1)$$

mit

$$I_s = A_{eff} A^* T^2 e^{\frac{-q\phi_B}{nk_B T}}, \quad (3.2)$$

wobei I_s der Sättigungsstrom in Sperrrichtung, q die elektronische Ladung, k_B die Boltzmann-Konstante und V_d die an die Diode angelegte Spannung, T die absolute Temperatur, A^* die Richardson-Konstante von $8,6 \text{ cm}^{-2}\text{K}^{-2}\text{A}$ für n-GaAs bzw. n-InGaAs, n der Idealitätsfaktor und ϕ_B die Schottky-Barrierenhöhe ist. Die Entstehung von ϕ_B an Metall-Halbleiter-Grenzflächen weist gleichrichtende Eigenschaften auf. Das einfache Schottky-Mott-Modell, das ϕ_B als die Differenz zwischen der Arbeitsfunktion des Metalls (φ_m) und der Elektronenaffinität des Halbleiters (χ_{HL}) beschreibt, kann durch die experimentellen Daten nicht bestätigt werden, obwohl sich ϕ_B im Allgemeinen durch die Zunahme von φ_m erhöht. Diese Diskrepanz ist auf das Vorhandensein von Grenzflächenzuständen zurückzuführen [ÇU04]. Die Höhe der effektiven Schottky-Barriere ϕ_B kann näherungsweise mit Hilfe der Gleichung (3.3) bestimmt werden [SN06]

$$\phi_B = \frac{nk_B T}{q} \ln \left(\frac{A_{eff} A^* T^2}{I_s} \right). \quad (3.3)$$

Hoher Gleichrichtungskoeffizient erfordert eine starke Krümmung in der IV-Charakteristik. In der Praxis ist die Qualität der Schottky-Diode jedoch nicht perfekt, deshalb wird der Idealitätsfaktor n eingeführt. Der Idealitätsfaktor hat im Allgemeinen einen Wert zwischen 1 (für den Diffusionsstrom) und 2 (für den Rekombinationsstrom)[SN06]. Gleichung (3.4) beschreibt den Idealitätsfaktor [CR69]

$$n = \frac{1}{k_B T} \left(\frac{\tanh \left(\frac{E_{00}}{k_B T} \right)}{E_{00}} - \frac{1}{2E_B} \right)^{-1} \equiv \frac{q}{k_B T} \left(\frac{dV}{d(\ln I)} \right), \quad (3.4)$$

mit

$$E_{00} = 18,5 \cdot 10^{-12} \sqrt{\frac{n_{d,epi}}{m_r \epsilon_r}} eV, \quad (3.5)$$

wobei $E_B = q(\phi_B - V_d)$ die Bandbiegung im Bereich der Verarmungszone des Halbleiters, E_{00} eine Materialkonstante, m_r die effektive Tunnelmasse, gemessen in Einheiten der Masse des freien Elektrons, ϵ_r die relative Permittivität des Halbleiters und $n_{d,epi}$ die Dotierungskonzentration in der Epischicht ist. Für einen idealen Schottky-Kontakt ist $n = 1$, was in der Praxis nicht realisierbar ist.

Die Querspannung V_d kann als $V_d = V_j - IR_s$ modelliert werden, somit kann Gleichung (3.1) als Gleichung (3.6) geschrieben werden. In dieser Gleichung wird der Serienwiderstand R_s eingeführt, wobei V_j die äußere Diodenspannung ist.

$$I = I_s \left(e^{\frac{q(V_j - IR_s)}{nk_B T}} - 1 \right), \quad (3.6)$$

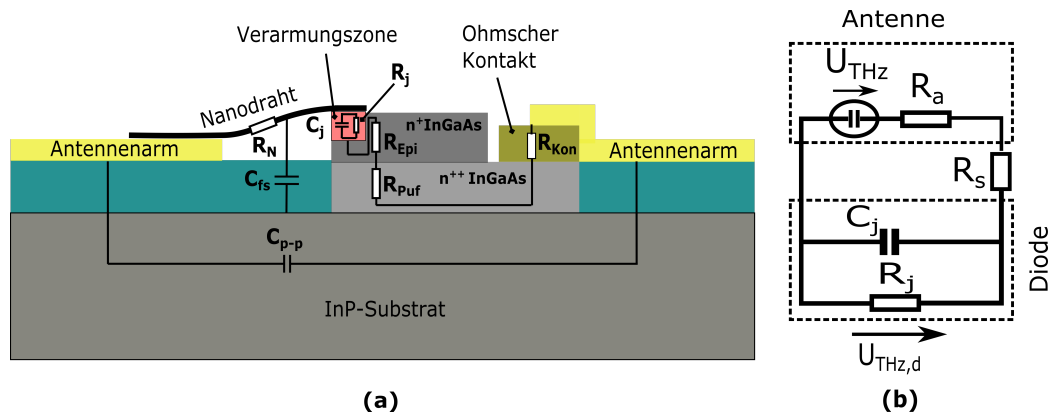


Abbildung 3.2: (a) Vereinfachter Querschnitt der Schottky-Diode mit dem Nanodraht als Brücke und Anodenkontakt. R_{Epi} impliziert den Übergangswiderstand der Epischicht, R_{Puf} den Pufferwiderstand, R_{Kon} den Kontaktwiderstand, R_N den NW-Widerstand, C_j die Sperrschichtkapazität, C_{p-p} die Pad-to-Pad-Kapazitäten und C_{fs} die NW-Substrat-Kapazität. (b) Ein äquivalentes HF-Ersatzschaltbild einer idealen Schottky-Diode zur Berechnung der Leistungsverluste aufgrund der Impedanzfehlانpassung zwischen der Antenne (R_a) und der Diode (siehe Unterkapitel 3.4.2).

Abbildung 3.2 (a) zeigt einen Querschnitt der Bauelementstrukturen und (b) das vereinfachte Dioden-HF-Ersatzschaltbild, das zur Berechnung der Leistungsverluste aufgrund der Impedanzfehlانpassung zwischen dem Bauelement und der Antenne verwendet wird. Durch den Kontakt zwischen Halbleiter und Metall können sich einige der freien Elektronen im Halbleiter auf der Oberfläche des Metalls sammeln. Aufgrund positiv geladener Donorionen im Verarmungsbebereich wird zwischen Anode und Halbleiter ein elektrisches Feld aufgebaut, das einer weiteren Bewegung von Elektronen entgegenwirkt. Ein Gleichgewichtszustand für die Elektronenbewegung ist somit erreicht. Das elektrische Feld führt auch zu einer Potentialdifferenz, die als Diffusionspotential zwischen Anode und Halbleiter bezeichnet wird. Die Breite der Verarmungszone (w_d) beträgt

bei konstanter, homogener Dotierung des Halbleiters [Maa03; Yan+13]

$$w_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0(\phi_{bi} - \beta)}{qn_{d,Epi}}}. \quad (3.7)$$

Wenn eine äußere Diodenspannung (V_j) angelegt wird, lautet die Formel der Verarmungszone

$$w_d(V) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0(\phi_{bi} - V_j - \beta)}{qn_{d,Epi}}}, \quad (3.8)$$

wobei $\beta = k_B T / q$ der thermischen Spannung entspricht. Gleichung (3.8) zeigt, dass sich die Verarmungsschicht dem Nullpunkt im Falle von $V_j = \phi_{bi} - \beta$ nähert. Nichtsdestotrotz verbleibt immer eine physikalisch dünne Schicht, die durch die Debye-Länge (L_D) charakterisiert werden kann

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_r\varepsilon_0 k_B T}{q^2 n_{d,Epi}}}. \quad (3.9)$$

Wenn die Diode in Sperrrichtung vorgespannt ist, bleibt Gleichung (3.8) gültig, bis die Durchgriffsspannung V_D (Englisch: punch-through voltage) erreicht ist, bei der die Epischicht vollständig verarmt ist. Unter der Bedingung, dass w_d gleich der Gesamtdicke der Epischicht T_{Epi} ist, kann die Durchgriffsspannung aus Gleichung (3.8) wie folgt berechnet werden

$$V_D = \phi_{bi} - \beta - \frac{qn_{d,Epi}}{2\varepsilon_r\varepsilon_0} T_{Epi}^2. \quad (3.10)$$

Wenn aber die angelegte Rückwärtsspannung weiter erhöht wird, wird auch eine sehr dünne Substrat-Schicht verarmt, allerdings gleicht diese Verarmungsbreite null bei $V_j \geq V_D$.

Der in Sperrrichtung vorgespannte Übergang hat den gleichen Kapazitätswert wie ein Parallelplattenkondensator, und der Plattenabstand des Parallelplattenkondensators entspricht der Sperrschichtverarmungszone [Maa03]. Durch

die gesamte Verarmungsbreite und die Dotierungsdichte der Epi- und Substrat-Schichten kann die Sperrschichtkapazität für jede Schicht aus Gleichung (3.11) und Gleichung (3.12) abgeleitet werden

$$C_{Epi} = \left| \frac{dQ_{Epi}}{dV_j} \right| = A \frac{qn_{d,Epi}d(w_d)}{dV_j} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{w_d} A, \quad (3.11)$$

$$C_{Sub} = \left| \frac{dQ_{Sub}}{dV_j} \right| = A \frac{qn_{d,Sub}d(w_d)}{dV_j} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{w_{Sub}} A, \quad (3.12)$$

wobei A die Anodenfläche und Q_{Epi} und Q_{Sub} die Raumladung innerhalb der Epi- bzw. Substrat-Schicht ist. Hier ist zu beachten, dass die Kapazitäten von C_{Epi} und C_{Sub} in Reihe geschaltet werden, wenn V_j kleiner als V_D ist [Yan+13]. Für einen Plattenkondensator mit einer Anodenkontaktfläche von A kann die Sperrschichtkapazität unter Berücksichtigung der Randkapazitäten wie folgt definiert werden

$$C_j(V) = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 A}{w_d(V)} + \frac{3\epsilon_r \epsilon_0 A}{D}, \quad (3.13)$$

wobei D der effektive Anodenkontaktdurchmesser ist [Cop70; Cro+95]. Die Pad-to-Pad-Kapazität C_{p-p} kann als erweitertes Modell eines Parallelplattenkondensators in Gleichung (3.14) betrachtet werden

$$C_{p-p} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r A}{d}, \quad (3.14)$$

wobei A die Fläche einer Platte und d der Abstand zwischen zwei Platten ist. Der differentielle Sperrschichtwiderstand R_j der Schottky-Diode lautet hingegen

$$R_j = \frac{dV}{dI}. \quad (3.15)$$

R_j wird verwendet, weil dieser für das THz-Signal (AC-Signal) relevant ist. In der vertikalen Schottky-Diodenstruktur fließt der Strom von der Anode zu der Kathode in Reihe durch den Übergangswiderstand der Epischicht R_{Epi} , den

Pufferwiderstand R_{Puf} (auch als Ausbreitungswiderstand genannt), und den Kontaktwiderstand R_{Kon} (Abb. 3.2 (a)).

$$R_s = R_{Epi} + R_{Puf} + R_{Kon}, \quad (3.16)$$

wobei R_s der Serienwiderstand ist. Die elektrische Leitfähigkeit der Epischicht ($n^+ \text{InGaAs}$) ist geringer als die Pufferschicht ($n^{++} \text{InGaAs}$). R_{Epi} kann durch Gleichung (3.17) definiert werden [Cro+95]

$$R_{Epi} = \frac{T_{Epi} - w_d(V)}{Aq\mu_{n,Epi}n_{d,Epi}}, \quad (3.17)$$

wobei T_{Epi} die Dicke der Epischicht und $\mu_{n,Epi}$ die Elektronenbeweglichkeit in der Übergangsepischicht. Die Pufferschicht ist die Mittelschicht zwischen der Epischicht und dem ohmschen Kontakt und hat den Pufferwiderstand R_{Puf} mit einer Dotierungskonzentration von $5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$

$$R_{Puf} = \frac{1}{2Dq\mu_{n,Puf}n_{d,Puf}}, \quad (3.18)$$

wobei $\mu_{n,Puf}$ die Elektronenbeweglichkeit in der Pufferschicht und D der Anodenkontaktdurchmesser (NW-Durchmesser) ist. Der ohmsche Kontaktwiderstand R_{Kon} kann in Gleichung (3.19) gegeben werden [TS11]

$$R_{Kon} = \frac{\rho_c}{A_{Kon}}, \quad (3.19)$$

wobei A_{Kon} die Kontaktfläche und ρ_c der spezifische Kontaktwiderstand ist. Der Kontaktwiderstand liegt in der Größenordnung von $10^{-6} \Omega/\text{cm}^2$, der durch die Kontaktkapazität kurzgeschlossen ist [Cro+95]. Im Allgemeinen dominiert R_{Epi} in R_s . Eine dicke Epischicht bei 0 V Spannung führt zu einem großen parasitären Widerstand. Im Gegensatz dazu verringert eine dünne Epischicht den Modulationseffekt. In einer Standard-Schottky-Diode impliziert C_{fs} die Kapazität zwischen dem Finger und dem Substrat. In einer Schottky-Diode mit einem NW anstelle von einem Finger bedeutet C_{fs} die Kapazität zwischen dem NW und dem Substrat. Das grundlegende Berechnungsmodell von C_{fs} ist auch ein Parallelplattenkondensator. Die Grenzfrequenz der Schottky-Diode $1/(2\pi R_s C_j)$ wird generell mit dem Serienwiderstand R_s und der Sperrschichtkapazität C_j definiert. Die Verwendung einer Epischicht mit hoher Dotierung als

ohmscher Kontakt verringert effektiv R_s und ein kleinerer Metallanodenradius ist nützlich, um C_j zu verringern. Bei der Herstellung ist es dennoch schwierig, R_s und C_j gleichzeitig zu verringern. Wenn C_j der Schottky-Diode kleiner ist, ist R_s höher. Der Kompromiss zwischen R_s und C_j sollte immer berücksichtigt werden. Der Übergangswiderstand R_j muss jedoch im THz-Betrieb auch betrachtet werden. Die für die hohe Grenzfrequenz notwendigen Parameter (R_s und R_j) wurden durch die Cheung-Methode in [CC86] extrahiert. Die C_j wurde durch Verwendung der CST-Software simuliert (Unterkapitel 3.2.3.3). Entscheidend ist es auch, eine effiziente Einkopplung der Strahlung in die Diode durch entsprechende Impedanzanpassung zwischen Antenne und Diode. Die Antennenimpedanz R_a schränkt den Arbeitspunkt zum Erreichen optimaler dynamischer Widerstände ein. R_a wurde auch mithilfe der CST-Software bestimmt (Unterkapitel 3.2.3.4). Darüber hinaus induziert der Vorspannungsstrom, der durch den Schottky-Übergang fließt, zusätzliche Rauschquellen, darunter 1/f- und Impuls-Rauschen [Bro03], daher werden Schottky-Detektoren mit Nullvorspannungsbetrieb angestrebt, um einen rauscharmen Betrieb zu erreichen. Theoretisch kann dann die ideale interne Stromresponsivität der idealen Schottky-Diode bei Nullvorspannungsbetrieb durch eine Taylor-Entwicklung des Diodenstromes ausgedrückt werden [SN06]

$$I_{V_{THz}} = I_s \left(\frac{qV_{THz}}{nk_B T} \right) + \frac{I_s}{2} \left(\frac{qV_{THz}}{nk_B T} \right)^2 + \dots, \quad (3.20)$$

wobei der erste Term der differentiellen Leitfähigkeit σ_{diff} und der zweite Term der Rektifikation entsprechen. Dabei wird der zweite Term für die Leistungsdetektion verwendet. Der Ausgangsstrom ist in diesem Fall keine Sinuskurve, da die negative Halbwelle fehlt. Wenn man davon ausgeht, dass die elektrische Leistung eines schwingenden Signals durch $P = IV/2$ gegeben ist, ergibt sich die ideale Stromresponsivität einer Schottky-Diode als

$$\mathfrak{R}_I = \frac{\Delta I}{P} = \frac{q}{2nk_B T} \quad (3.21)$$

Daher ist die erreichbare Stromresponsivität einer idealen Schottky-Diode vorspannungsunabhängig auf 19,7 mA/W bei Raumtemperatur begrenzt. Mit Hilfe der Gleichung (3.22) [Man+05]

$$\mathfrak{R}_v = \gamma_0 \cdot \mathfrak{R}_I \cdot (R_s + R_j), \quad (3.22)$$

mit $\gamma_0 = R_j / \{ (R_s + R_j) [1 + (f/f_c)^2] \}$, kann die maximale theoretische Spannungsresponsivität \mathfrak{R}_v berechnet werden. Die NEP ist definiert als der Quotient aus der spektralen Stromrauschdichte und der Stromresponsivität des Detektors. Die spektrale Rauschstromdichte hängt von der Herkunft der Rauschquellen ab. Bei einer Schottky-Diode ist die NEP im besten Fall durch Schrotrauschen begrenzt [WM99; Bop13]. Der minimale theoretische NEP-Wert (elektrischer NEP-Wert) kann für den THz-Schottky-Detektor durch

$$NEP = \frac{1}{\mathfrak{R}_v} \sqrt{4k_B T (R_s + R_j)}, \quad (3.23)$$

berechnet werden. Die THz-Leistung (P_{THz}) am Bauteil ist gegeben durch

$$P_{THz} = \frac{1}{2} \cdot \sigma_{diff} \cdot V_{THz}^2, \quad (3.24)$$

wobei σ_{diff} der Leitfähigkeit der idealen Schottky-Diode entspricht. Durch die Impedanzanpassung wird die Hälfte der an das ideale Bauelement abgegebenen Leistung eingekoppelt [Lee09].

3.1.2 Eigenschaften der verwendeten Halbleitermaterialien

DIREKTE Halbleiter, unter anderem Galliumarsenid (GaAs) und Indiumgalliumarsenid (InGaAs), haben besondere Eigenschaften zur Herstellung schneller und hochfrequenter Bauelemente auch im THz-Bereich. $\text{In}_{(1-x)}\text{Ga}_x\text{As}$ zeichnet neben seinem Potenzial für optische Quellen und Detektoren, ein weiteres wichtiges Potenzial, nämlich die Anwendung für Bauelemente einer sehr hohen Schaltgeschwindigkeit, da seine Elektronenmobilität abhängig von Mischungsverhältnis (x) bis $11000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [Ada92; Tak+76] bei 300 K höher als die von GaAs von ungefähr $8000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [Pau89] ist. Die Energiebandlücke des InGaAs ist groß genug für die Verwendung bei Raumtemperatur [Tak+76; MKV09]. Die Bandlücke des $\text{In}_{(1-x)}\text{Ga}_x\text{As}$ kann mit dem Mischungsverhältnis (x) zwischen Ga- und In-Materialien variiert werden. Im Vergleich zu GaAs mit einer Energiebandlücke von 1,42 eV hat InGaAs mit einem handelsüblichen Mischungsverhältnis von $x=0,47$ auf einem InP-Wafer eine Bandlücke von 0,74 eV [PH78; Pea80; Pau89], was auch für die Schottky-Dioden in dieser Dissertation verwendet wurde. Die GaAs-Dioden dienen hier als Vergleich zu den InGaAs-basierten THz-Detektoren.

Tabelle 3.1: *Materialspezifische Eigenschaften des Verbindungshalbleiters GaAs und InGaAs bei $T = 300$ K [Ada92; Tak+76; Pau89; Pea80; PH78].*

Eigenschaft	GaAs	InGaAs
Bandlücke (eV)	1,42	0,74
Kritallgitterstruktur	Zinkblende	Zinkblende
Durchbruchfeldstärke (V/cm)	$4 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$
Dielektrizitätskonstante	12,4	13,9
Elektronenaffinität (V)	4,07	4,5
Intrinsische Ladungsträgerkonzentration (cm^{-3})	$1,8 \cdot 10^6$	$6,3 \cdot 10^{11}$
Ladungsträgerbeweglichkeit der Elektronen ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	8000	11000
Ladungsträgerbeweglichkeit der Löcher ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	320	250
Thermische Leitfähigkeit ($\text{W}/\text{cm} \cdot \text{K}$)	0,46	0,05
Brechungsindex (1 THz)	3,3	3,3

3.2 Konzept der neuen THz-Schottky-Detektoren

DAMIT Schottky-Detektoren im THz-Bereich funktionieren, werden zuverlässige Submikron-Anodenkontakte mit geringer Kapazität benötigt. Der herkömmliche, lithographisch hergestellte Schottky-Kontakt [TS11; Sem+10] wurde in dieser Arbeit durch einen NW ersetzt. Hier wird der metallische NW als direkter Schottky-Kontakt mit Luftbrücke dienen. Die Verwendung und die weitere Untersuchung des neuartigen Konzepts mit metallischen NWs auf halbleitenden Mesas ist die bedeutende Neuheit dieser Arbeit gegenüber früheren Fortschritten auf dem Gebiet der Schottky-Detektoren mit Standardkontakten [Sem+10; Cas+11; Lew19]. In dieser Arbeit wurde die Dielektrophorese (DEP)-Technik für präzise Positionierung der metallischen NWs verwendet. Die Vorteile der neuen Bauelemente sind, neben der Verringerung der Herstellungskomplexität (keine hochauflösende Lithographie für kleine Kontakte im Nanometerbereich wie Elektronenstrahlithographie erforderlich), eine geringe Bauelementkapazität von 0,5 fF und reduzierte Schottky-Barrierrhöhe von 0,21 eV, welche einen Nullvorspannungsbetrieb der nanokontaktierten Terahertz-Schottky-Detektoren für eine hohe Grenzfrequenz bis mehrere THz und geringes Rauschen von etwa $7 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ ermöglichen [Haj+16; HYK17; HYK18; Haj+19; Haj+20b].

3.2.1 Bestimmung der Kontaktfläche von NW

DIE effektive Kontaktfläche A_{eff} zwischen dem NW und der Oberfläche der aktiven Halbleiterschicht sollte zuerst bestimmt werden, um die Stromdichte zu berechnen. In diesem Zusammenhang wird die Kontaktfläche durch grundlegende, geometrische Betrachtungen abgeschätzt. Hierfür wurde die Bogenlänge-Methode (Englisch: arc length) durchgeführt, wobei die Bogenlänge als der Teil des Umfangs eines Kreises oder einer beliebigen Kurve bezeichnet wird. Die 3D Ansicht wurde hier zur Verdeutlichung in AutoCAD modelliert, dann wurde in der 2D Ansicht der Winkel gegenüber der Bogenlänge definiert. Der Winkel θ zwischen dem zentralen Punkt (A) und dem nächstmöglich berührten Punkt (B) beträgt $\sim 10^\circ$ bei einem Durchmesser von 120 nm (Abb. 3.3). Die effektive Fläche kann dann mit der Gleichung (3.25) berechnet werden

$$A_{eff} = \frac{\theta \cdot 2}{360} \cdot 2\pi r \cdot L, \quad (3.25)$$

wobei r der NW-Radius und L die NW-Kontaktlänge (z-Achse) ist. Hier ist zu beachten, dass diese effektive Fläche empirisch durch das Modifizieren der Kontaktfläche beim Stromfluss entsteht. Mithilfe der Gleichung (3.3) kann die effektive Fläche durch Verwendung der experimentell erzielten Parameter (Unterkapitel 3.4.1) bestimmt werden, wenn man Gleichung (3.3) nach A_{eff} löst.

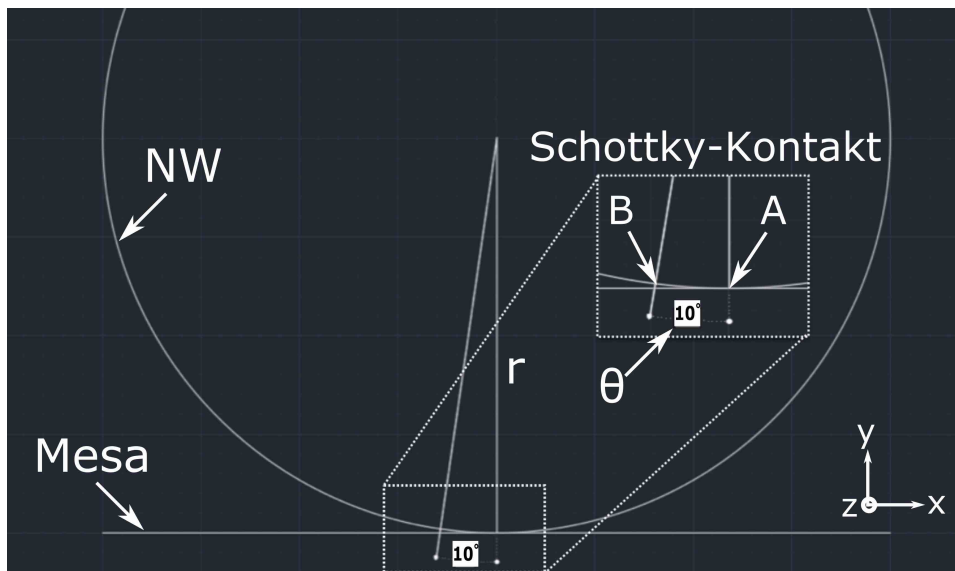


Abbildung 3.3: Die effektive Kontaktfläche A_{eff} zwischen dem NW und der Oberfläche der aktiven Schicht des Halbleiters.

3.2.2 Dielektrophorese-Technik

DIE Herausforderung bei den neuen Schottky-Detektoren besteht darin, NWs mit präziser Orientierung über den Halbleiter auszurichten. NWs können mit verschiedenen Methoden ausgerichtet werden: zum Beispiel durch Nanostrukturillen [Wu+19], mit einer Nanopinsetze [KL99], unter Verwendung der DEP [BE05] oder Random-Alignment (mit der Hand grob ausgerichtet). In dieser Arbeit wurde die DEP-Technik für eine selektive Ausrichtung verwendet. DEP ist eine Technik, die ein elektrisches Feld auf NWs ausübt, um sie durch die entstandene DEP-Kraft in einem flüssigen dielektrischen Medium zu bewegen, da die Kraft, die auf jede Seite des polarisierbaren NW einwirkt, unterschiedlich ist. Die NWs werden dann in Richtung des Bereichs mit der höchsten Feldstärke angezogen. Bei den vorgestellten Schottky-Dioden besteht die höchste Feldstärke zwischen dem einen Antennenarm und der Mesa, die durch den NW kontaktiert werden sollen. Somit bietet die DEP-Technik eine vielversprechende Methode, um Nanodrähte auf vordefinierte Plätze zu ziehen. Die Prozessparameter hängen vom Volumen, der Länge und dem Material der NWs ab.

Die dielektrophoretische Kraft F_{DEP} wird durch die Taylor-Reihenentwicklung angenähert und beschreibt die Interaktion zwischen der elektrischen Feldstärke und dem induzierten Dipol. Unter der Annahme, dass Terme zweiter und höherer Ordnung bei der Taylor-Reihenentwicklung vernachlässigt werden und das elektrische Feld in Phase zur NW-Polarisierung steht, wird die zeitlich gemittelte Kraft F_{DEP} , die auf ein homogenes dielektrisches Teilchen wirkt, wie folgt ausgedrückt werden [CFL04; BE05]

$$F_{DEP} = \frac{1}{2} \text{Re}(p \cdot \nabla E^*), \quad (3.26)$$

$$F_{DEP} = \frac{1}{2} \pi r^2 L \epsilon_m \text{Re}(K) \nabla |E_{rms}|^2, \quad (3.27)$$

wobei p das induzierte Dipolmoment, E das angelegte elektrische Feld, r den Radius des NW, $\epsilon_m = \epsilon_r \epsilon_0$ die absolute Permittivität des Mediums, L die Länge des NW, K den Polarisationsfaktor, der eine Funktion der komplexen Permittivität des NW und des Lösungsmittelmediums beschreibt. Da der Imaginärteil von ϵ_m eine Funktion der Leitfähigkeit und der Frequenz des angelegten Feldes ist, ist K auch eine Funktion diese. Wenn der Realteil des komplexen K positiv ist, werden sich die NWs in Richtung der zunehmenden Feldstärke

bewegen [Poh51; BE05]. $\nabla |E_{rms}|^2$ beschreibt den quadratischen Mittelwert der elektrischen Feldstärke. Das Dipolmoment wird ausgedrückt als

$$p(t) = \varepsilon_m V_{NW} K E(t), \quad (3.28)$$

wobei V_{NW} das Volumen des NW ist. Nachdem sich ein NW an der Elektrode ausgerichtet hat, wird das lokale elektrische Feld stark reduziert, wodurch verhindert wird, dass sich weitere NWs in unmittelbarer Nähe des ersten NW ausbilden. Wenn das Teilchen leitend ist und das ist auch der Fall mit den Ag-NWs, kann die Oberflächenkraftdichte (f_D) vereinfacht als [Evo+04]

$$f_D = \frac{1}{2} \varepsilon_m E^2 \cdot \hat{n} = \frac{1}{2} \varpi E, \quad (3.29)$$

angegeben werden, wobei \hat{n} der äußere Einheitsvektor senkrecht zur Oberfläche des Teilchens und ϖ die Dichte der elektrischen Ladung auf der Oberfläche des Leiters ist. Kräfte und Drehmomente ergeben sich aus der Integration der Kraftdichte und dem Kreuzprodukt der Kraftdichte, die vom Massenschwerpunkt des Teilchens zu einem Punkt auf der Oberfläche des Teilchens gerichtet ist.

Um die exakten Parameter der DEP-Kraft bestimmen zu können, wurden mehrere Proben mithilfe des Versuchsaufbaus in Abbildung 3.4 kontaktiert. Der Aufbau besteht aus einem Arbiträrsignalgenerator (AWG, Agilent 33220A), einem Widerstand (23 k Ω) und einem Oszilloskop (Osci). Die Elektroden wurden mit Mikronadeln kontaktiert. Zur Ausrichtung wurde ein Tröpfchen Lösungsmittelmedium (hier Propanol), das die NWs enthielt, um den Spalt zwischen den beiden Antennenarmen gestreut. Ein inhomogenes Feld wurde angelegt, um den NW so zu manipulieren, dass er sich in die Mitte der Struktur bewegt. Wenn der NW das entstandene Feld betritt, wird er gefangen und an der angegebenen Position ausgerichtet [Haj+16], [Hai+16].

Im Folgenden werden die empirisch erstellten Prozessparameter (Frequenz und Spannung) für verschiedene NW-Durchmesser analysiert, die der Tabelle 3.2 zu entnehmen sind. Alle NWs sind ungefähr $L = 20 \mu\text{m}$ lang. Aus dieser Analyse bestätigt sich die Annahme, dass dickere bzw. längere NWs höhere dielektrophoretische Kräfte benötigen. Dieser Zusammenhang kann auch aus Gleichung (3.26) und Gleichung (3.27) abgeleitet werden [BE05], [Mai+11].

Es wurde durch mehrere Versuche festgestellt, dass zur Ausrichtung der NWs mit dem Durchmesser von 120 nm das optimale Rechtecksignal eine Spitze-Spitze-Spannung von 2 Vp-p und einer Frequenz von 30 kHz besitzt. Einzelne

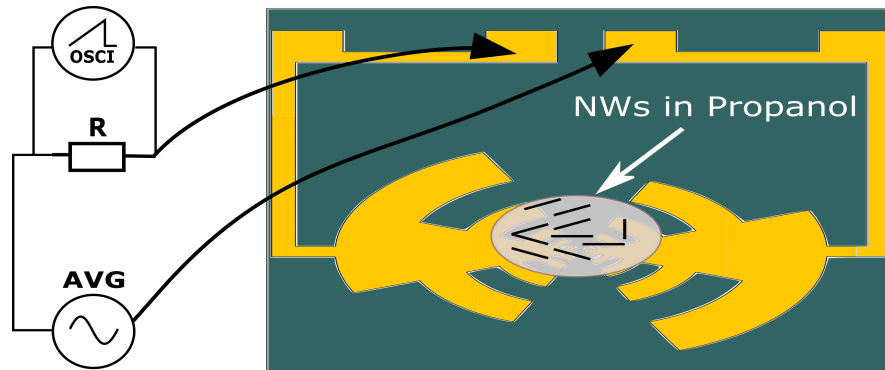


Abbildung 3.4: Prinzipieller Versuchsaufbau der Dielektrophorese. Die Antenne mit beiden Kontaktelektroden befinden sich auf einem Wafer mit einem SI-GaAs- oder SI-InP-Substrat.

Tabelle 3.2: Empirische Prozessparameter zur Kontaktierung eines NW mit verschiedenen Durchmesser.

Durchmesser	Spitze-Spitze Spannung	Frequenz
100 nm	2 V	30 kHz
100 nm	2 V	33 kHz
120 nm	2 V	30 kHz
120 nm	3 V	33 kHz
200 nm	3 V	37 kHz
200 nm	4 V	38 kHz
300 nm	3.5 V	38 kHz
300 nm	4 V	40 kHz

bzw. Mehrfinger-Schottky-Kontakte, hier mit drei NWs, wurden ebenfalls hergestellt. Abbildung 3.5 zeigt die REM-Aufnahmen der Schottky-Kontakte mit DEP-Technik. Ein einzelner NW ist in Abbildung 3.5 (a) zu sehen. In Abbildung 3.5 (b) wurde ein NW mit einem Teil einer Antenne kontaktiert. Ein Vergleich zwischen ausgerichteten Einzel-NW in Abbildung 3.5 (c) und Mehrfach-NWs als Mehrfinger-Schottky-Kontakte in Abbildung 3.5 (d) wird für selektive Ausrichtungen unter Verwendung von DEP ebenfalls gezeigt. Die Ausrichtung der DEP-Technik ist präzise, um viele NWs in einem kleinen Bereich zu kontaktieren. Allerdings befinden sich Dutzende von NWs im Medium, was die Ausrichtung eines einzelnen NW erschweren kann [Abb. 3.5 (e)]. Zum anderen ist die DEP-Kraft von der Flüssigkeitsströmung und der Wechselwirkung zwischen den NWs und den umgebenden Oberflächen abhängig, welches die Genauigkeit dieser Methode beeinträchtigt. Nichtsdestotrotz wurde eine Aus-

richtungsgenauigkeit von 500 nm erreicht, so dass mehrere NWs nebeneinander liegen, ohne einen Kurzschluss zu verursachen [Abb. 3.5 (d)]. Die andere Beobachtung war, dass die NWs mechanisch beeinflusst werden können, welches zu einem schlechten Kontakt wegen der unregelmäßigen Verteilung des elektrischen Felds führen kann [Abb. 3.5 (f)]. Für diese Arbeit wurden alle Messungen mit einzelnen NW-Kontakten durchgeführt. Der Mehrfingerkontakt zeigt das Potenzial der DEP-Technik bei den komplexeren Ausrichtungen wie z.B. bei den Array-Strukturen.

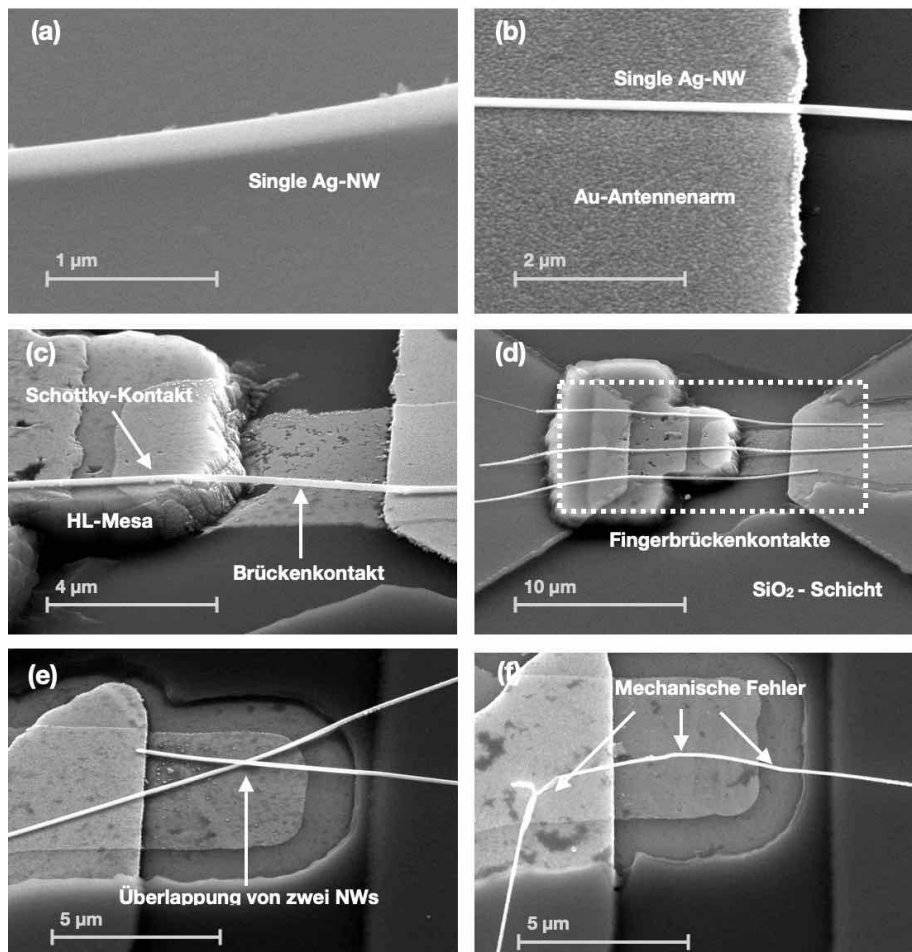


Abbildung 3.5: REM-Aufnahmen der Schottky-Kontakte mit DEP-Technik. (a) Einzelner NW mit einem Durchmesser von 120 nm. (b) NW kontaktiert mit einem Teil der Antenne. Ein Vergleich zwischen ausgerichteten einzelnen NW (c) und Multi-NWs (d), (e) zwei NWs überlappen sich während der Kontaktierung und (f) ausgerichteter NW, der während des Prozesses mechanisch beeinflusst ist.

3.2.3 Simulationen der THz-Schottky-Detektoren

DIE Hochfrequenzphänomene wie Skin-Effekt sowie die Simulationen der THz-Schottky-Bauelemente werden in diesem Unterkapitel kurz beschrieben. Softwares wie COMSOL und CST wurden dafür verwendet. Diese Simulation ist notwendig zum Verständnis der Bauelement-Eigenschaften. Der NW-Durchmesser beeinflusst die Kapazität bzw. den Widerstand. Die Herausforderung liegt aber auch darin, Schottky-Detektoren für hohe Frequenzen bis mehrere THz zu realisieren. Hierfür wurden auch breitbandige Antennen, wie Bow-tie, log-periodische sowie log-Spiralantennen, simuliert.

3.2.3.1 Hochfrequenzphänomene

BESTIMMTE Phänomene, wie Skin-Effekt und Wirbelstrom, müssen im THz-Bereich betrachtet werden. Der Skin-Effekt bedeutet, dass der Strom abhängig von der Frequenz dazu neigt, in der Nähe der Außenfläche des Leiters bis zu einer begrenzten Tiefe zu fließen, die effektive Querfläche von NWs zu verringern und den Widerstand zu erhöhen. Der Widerstand eines Leiters bei hohen Frequenzen ist somit höher als der Gleichstromwiderstand. Im THz-Diodenmodell spielen, neben dem Skin-Effekt, der Wirbelstrom und eine Mischung aus Skin- bzw. Proximity-Effekt bei den Verlustmechanismen eine entscheidende Rolle.

Bei Frequenzen über 1 THz ist der frequenzabhängige Skin-Effekt zu berücksichtigen [TS11] aufgrund der Erhöhung des Serienwiderstands, der wiederum die Grenzfrequenz reduziert. In der Schottky-Diode tritt der Skin-Effekt δ in der metallischen NW und in der Halbleiter-Pufferschicht auf. Die Skin-Tiefe kann wie folgt beschrieben werden [TS11; GMM10]

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \cdot \mu_{NW} \cdot \sigma_{NW}}}, \quad (3.30)$$

wobei ω die Winkelfrequenz, μ_{NW} die absolute magnetische Permeabilität und σ_{NW} die Leitfähigkeit des NW ist. Für Ag-NWs bei einer Frequenz von 1 THz beträgt die Skin-Tiefe 63,42 nm. Daher wurde ein NW-Durchmesser von 120 nm verwendet, um den Einfluss des Skin-Effekts zu reduzieren. Dies bedeutet, dass bei Frequenzen unter 1 THz der NW frei vom Skin-Effekt ist. Um dies zu untersuchen, wurde die Stromdichte für Ag-NWs mit verschiedenen Durchmessern (120 nm, 150 nm und 300 nm) von 100 GHz bis zu 10 THz mit COMSOL als 2D Modell simuliert (Abb. 3.6). Alle NWs sind von einer quadratischen Luftfläche

umgeben. Beim 120 nm-dicken NW gibt es keinen Bereich mit Nullstromdichte (rote Farbe) [Abb. 3.6 (b)]. Beim 300 nm-dicken NW nimmt die Stromdichte von der Außenfläche bis zum Zentrum des NW ab [Abb. 3.6 (c)]. Die Stromdichte wurde dann für verschiedene NW-Durchmesser mit den simulierten Werten kalkuliert. Wie in Abbildung 3.6 zu sehen ist, nimmt die Stromdichte an der Oberfläche aufgrund der Erhöhung der Frequenz allmählich zu.

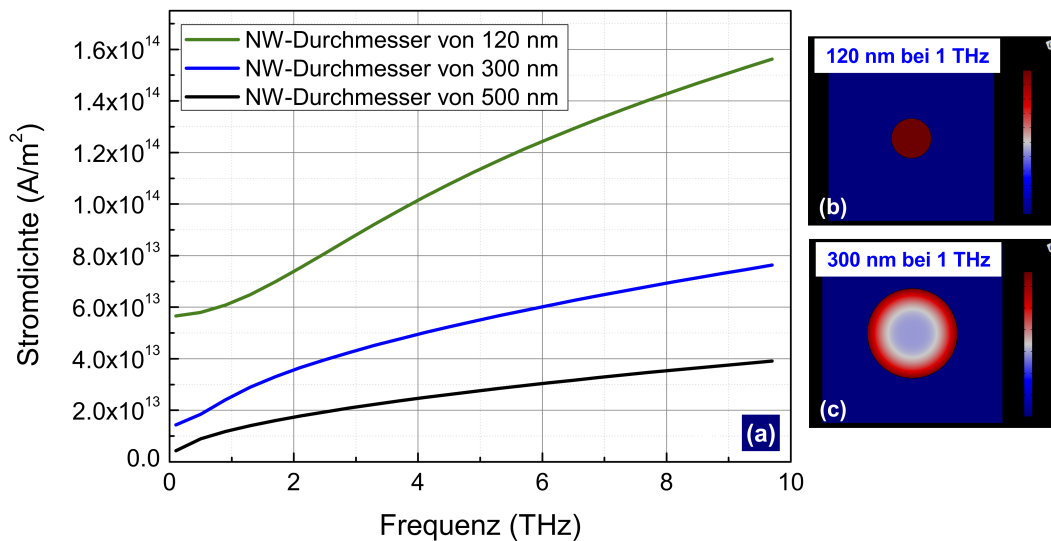


Abbildung 3.6: Mit COMSOL frequenzabhängig-simulierte Stromdichte an der Oberfläche mit konstantem Strom für NWs mit zunehmenden Durchmessern.

Der Wirbelstromeffekt (Englisch: Eddy current) ist ein weiterer wesentlicher Bestandteil von Hochfrequenzphänomenen. Aufgrund des Faradayschen Gesetzes der elektromagnetischen Induktion wird der induzierte Strom des Leiters durch die Änderung des Magnetfelds um den Leiter angeregt. Der induzierte Strom im Leiter ist eine geschlossene Schleife und wird deshalb auch Wirbelstrom bezeichnet. Der Proximity-Effekt hingegen bezeichnet den Einfluss von Wechselstrom auf die Verteilung eines im Leiter fließenden elektrischen Stroms. Dieser Effekt führt auch zusätzlich zu einer Erhöhung des effektiven ohmschen Widerstands des Leiters, der mit der Frequenz zunimmt. Eine Studie über die Phänomene wie Skin-, Wirbelstrom- und Proximity-Effekt in Standard-Schottky-Dioden sind in [TS11; Tan13] zu finden.

3.2.3.2 Simulation der Bauelement-Kapazitäten

Die Bauelementkapazitäten wurden mit CST EM Studio für verschiedene Konfigurationen simuliert. In der CST-Simulation wurde ein NW mit einem Durchmesser von 120 nm und einer Kontaktlänge von 2 μm für die Kapazitätsberechnung verwendet. Die Mesa hat eine Länge von 7 μm und einer Breite von 4 μm und besteht aus zwei Schichten. Die untere Schicht hat eine Dicke von 1 μm mit $n^{++} = 5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ und die obere Schicht hat eine Dicke von 100 nm mit $n^+ = 1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Die halb-isolierenden (SI) Substrate haben eine Dicke von 350 μm (SI-GaAs für n-GaAs, SI-InP für n-InGaAs). Die Dicke der Antennenarme (Ant 1 und Ant 2) und des ohmschen Kontakts betrug 120 nm. Die Parameter wurden mithilfe der CST EM Studio-Umgebung eingestellt, die die Potenzialverteilung des Bauelements simulieren kann. Der elektrostatische Solver wurde verwendet, der die Kapazität des Moduls bereitstellen kann. Die Kapazität der NW-basierten Dioden wurde als 0,5 fF simuliert. Als Vergleich wurde die Kapazität der Dioden mit einem Finger-Kontakt mit einer Länge von 2 μm und einer Breite von 1 μm als 2 fF simuliert. Diese Werte können zur Bestimmung der Grenzfrequenzen verwendet werden. Abbildung 3.7 präsentiert die CST-Simulation der Potentialverteilung, aus der die Kapazität berechnet wurde. Die simulierte Kapazität der InGaAs-Diode war aufgrund der gleichen Geometrie fast gleich zu der simulierten Kapazität der GaAs-Diode.

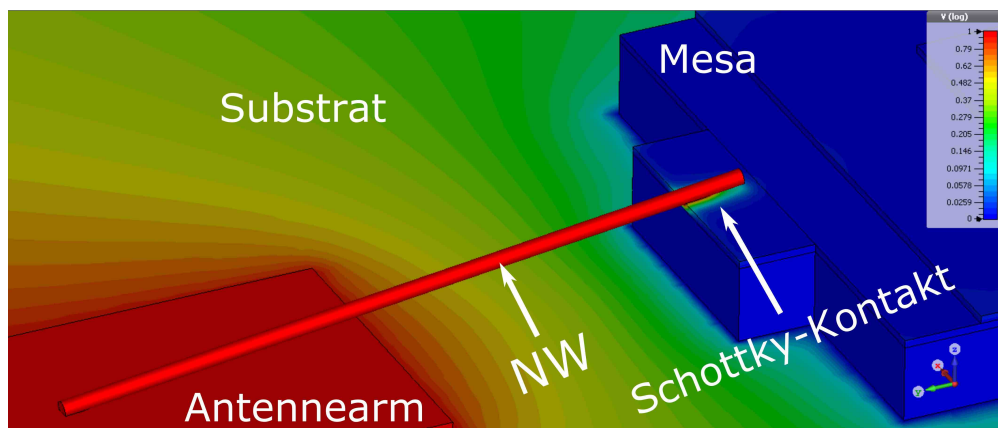


Abbildung 3.7: CST-simulierte Potentialverteilung der GaAs- bzw. InGaAs-basierten Schottky-Dioden unter Verwendung von Ag-NW als Luftbrückenkontakt. Ein Antennenarm, der mit der Schottky-Diode verbunden wurde, ist gezeigt. Die Gesamtkapazität beider Bauelemente betrug 0,5 fF.

3.2.3.3 Simulation der IV-Kennlinien

DIE numerische Modellierung der IV-Kennlinien des Bauelements wurde mit COMSOL Multiphysics durchgeführt. Für die COMSOL-Simulation wurde das Halbleitermodul als Einstellumgebung bei einer Temperatur von 300 K verwendet. Das untersuchte Modell (Inset in Abb. 3.8) besteht aus zwei unterschiedlich n-dotierten GaAs- bzw. InGaAs-Schichten mit denselben Dicken und Dotierungskonzentrationen, die in der CST-Simulation (siehe 3.2.3.2) verwendet wurden. Die Dotierungskonzentration des Halbleitermaterials wurde im Dotierungsmodul für den Schottky-Kontakt eingestellt. Ein Ag-NW ist auf der Oberseite der Halbleiterstruktur (Mesa) angeordnet. Die Breite und Länge des gebildeten Schottky-Kontakts beträgt 30 nm (nur die untere Krümmung des NW wurde verwendet) und 2 μm (Länge des NW-Kontakts auf der Halbleiter-Mesa). Dann wurde eine Vorwärtsspannung zwischen 0 V und 1 V angelegt. Diese Spannung wurde im "Auxiliary-Sweep" unter "Study-Stationary" eingestellt. Abbildung 3.8 zeigt die simulierten IV-Kurven, die mit dem Modell ermittelt wurden. Die NW-InGaAs-basierte Schottky-Diode zeigt bessere IV-Eigenschaften im Vergleich zu NW-GaAs-basierte Schottky-Diode aufgrund deren besseren Materialeigenschaften (siehe 3.1.2).

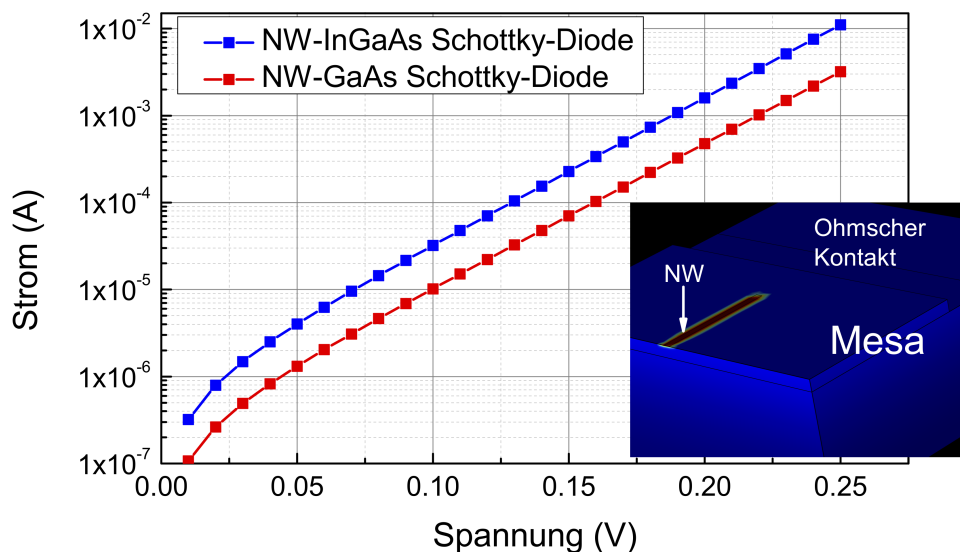


Abbildung 3.8: COMSOL-simulierte IV-Eigenschaften der Schottky-Dioden auf der Basis von GaAs- bzw. InGaAs-Materialien mit dem NW. Der Inset zeigt die simulierte 3D Ansicht der Schottky-Diode.

3.2.3.4 Simulation der Antennenmodelle

MIT der Software CST MICROWAVE STUDIO wurden drei breitbandige Antennentypen (Bow-tie, log-periodische und log-Spiral) (Abb. 3.9) zur Optimierung der Strahlungseffizienz bzw. der Bandbreite im Frequenzbereich von 0,1 THz bis 5 THz simuliert und ausgewertet (Abb. 3.10).

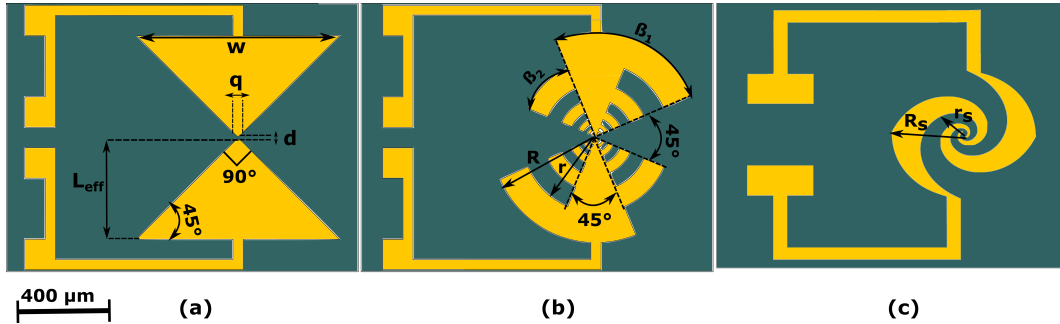


Abbildung 3.9: Skizzen der verschiedenen Antennen mit einem Antennenarmabstand von $5 \mu\text{m}$: (a) Bow-tie, (b) log-periodische und (c) log-Spiralantenne.

Verschiedene Antennenparameter wie Gewinn, Direktivität, Eingangsreflexionskoeffizient (S_{11} -Parameter), die Strahlungseffizienz und Z-Parameter wurden analysiert und verglichen. Der Frequenzbereich mit einem S_{11} -Parameter unter -10 dB wird in dieser Simulation als effektive Bandbreite definiert, wo mehr als 90% der Leistung eingekoppelt werden kann. Die Antennen bestehen aus einer dünnen Goldschicht und wurden auf einem $350 \mu\text{m}$ -dicken InP-Substrat simuliert. Zur Optimierung der Antennen wurde der Antennenabstand im Vergleich zum alten Design von $d = 10 \mu\text{m}$ auf $d = 5 \mu\text{m}$ reduziert. Die Dicke des Substrats dominiert die berechnete Strahlungseffizienz. Die Kontaktanschlüsse sind für die DC-Spannung bzw. für die Stromfluss-Messungen entworfen.

Für die Impedanz Z_0 der Bow-tie-Antenne ist das Verhältnis der äußeren Armbreite w zur Dicke des Substrates h von großer Bedeutung. Ist dieses Verhältnis $w/h \geq 1$, kann mithilfe der relativen Permittivität ϵ_r die Antennenimpedanz berechnet werden [CAR13; Bal16; MIL05]

$$Z_0 = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{eff}} \left[\frac{w}{h} + 1,393 + 0,667 \cdot \ln \left(\frac{w}{h} + 1,444 \right) \right]} \Omega. \quad (3.31)$$

Die Parameter wie Gewinn und Direktivität zeigen wie gut eine Antenne abstrahlt bzw. empfängt. Die Direktivität D ist im Allgemeinen das Verhältnis der

maximalen Strahlungsintensität (U_{max}) aus der Hauptkeule zur durchschnittlich empfangenen Strahlungsintensität U_d , die als das Flächenintegral über das gesamte Feldstärkediagramm definiert wird (Gleichung (3.32)).

$$U_d = \frac{1}{4\pi} \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^\pi U(\Theta, \Phi) \cdot \sin(\Theta) d\Theta d\Phi, \quad (3.32)$$

$$D = \frac{4\pi \cdot A}{\lambda^2}, \quad (3.33)$$

wobei $U(\Theta, \Phi)$ der Strahlungsintensität und D der Direktivität entspricht. Um den Gewinn G einer Antenne bestimmen zu können, ist die Effizienz η , die Antennenapertur A und die Wellenlänge λ erforderlich [Bal16]

$$G = D \cdot \eta = \frac{4\pi \cdot A \cdot \eta}{\lambda^2}. \quad (3.34)$$

Hierbei wurde die Effizienz η aus der CST-Simulation entnommen. Mit Hilfe der Antennen-Armlänge L_{eff} , der äußeren Armbreite w und der inneren Armbreite q kann die Antennenapertur A wie folglich berechnet werden

$$A = \frac{L_{eff} \cdot (w + q)}{2}. \quad (3.35)$$

Aufgrund der auf dem Substrat auftretenden Felder spielen Länge, Breite und insbesondere die Dicke des Substrats eine wichtige Rolle [CAR13; Car+15]. Bei einer Bowtie-Antenne wird die Frequenz durch die effektive Armlänge L_{eff} bestimmt. Für eine ideale Kopplung der EM-Wellen an der Antenne sollte die effektive Armlänge etwa 25% der Wellenlänge λ entsprechen [Heu09; Lee09]. Die Relation zwischen der Frequenz und der effektiven Armlänge wird durch die folgende Gleichung gegeben [GB05; Car+15]

$$L_{eff} = \frac{1}{4} \cdot \lambda, \quad (3.36)$$

$$f_{rB} = \frac{c_0}{4L_{eff} \cdot \sqrt{\epsilon_r}}, \quad (3.37)$$

wobei c_0 die Lichtgeschwindigkeit und f_{rB} die Resonanzfrequenz der Bow-tie-Antenne beschreiben. Abbildung 3.9 (a) zeigt eine Bow-tie-Antenne mit einer

Armlänge von $L = 490 \mu\text{m}$, einer Armbreite von $1000 \mu\text{m}$, einem Ausdehnungswinkel von $\alpha = 90^\circ$, eine Antennendicke von 120 nm und ein Antennenarmabstand von $d = 5 \mu\text{m}$. Die Einspeisung erfolgt über einen diskreten Anschluss, der direkt auf der Antenne sitzt und als Luftbrücke zwischen den beiden Antennenarmen fungiert. Durch die Simulationen kann die Bandbreite der Antenne aus dem Reflexionskoeffizienten S_{11} bestimmt werden.

Ein ähnlicher Ansatz wie bei der Bowtie-Antenne wurde für die log-periodische und log-Spiralantenne durchgeführt. Der Parameter τ beschreibt die Periode einer log-periodischen Antenne und ist gemäß Gleichung (3.38) definiert [GB05; Car+15]

$$\tau = \frac{R_{n+1}}{R_n}. \quad (3.38)$$

Die Parameter $R_{n+1} = R$ und $R_n = r$ beschreiben jeweils den $(n + 1)$ Außenradius und den (n) Innenradius. Unter der Voraussetzung, dass $\beta_1 + \beta_2 = 90^\circ$ erfüllt ist, können die einzelnen Resonanzfrequenzen in Abhängigkeit von den Radien wie folgt berechnet werden [GB05]

$$f_{rLP} = \frac{2 \cdot c_0}{\pi \cdot \sqrt{\epsilon_r} \cdot (R_{n+1} + R_n)}, \quad (3.39)$$

wobei die Resonanzfrequenzen f_{rLP} der log-periodischen Antenne von der Permittivität des Substrates ϵ_r , dem äußeren Radius R_{n+1} und dem inneren Radius R_n abhängen. Im Gegensatz zur Bow-tie-Antenne treten daher gelegentlich scharfe Resonanzfrequenzen auf. Abbildung 3.9 (b) und (c) veranschaulichen die Abmessungen der log-periodischen und der log-Spiralantenne. Abbildung 3.10 zeigt die Eingangsreflexionskoeffizienten der simulierten Antennen. Die Simulation der neuen log-Spiralantenne zeigt im Vergleich zur log-periodischen und Bow-tie-Antenne eine höhere nutzbare Bandbreite von bis 5 THz. Diese Antenne hat auch den Vorteil, dass sie kleiner als die Bow-tie-Antenne und log-periodische Antenne. Dies kann die Integration der Antenne leichter machen und somit werden Kosten der teuren GaAs- bzw. InGaAs-Materialien gespart, jedoch limitiert die kleine Antenne den Gewinn, der proportional zur Fläche ist [FM10]. Während Bow-tie und log-periodische Antennen eine lineare Polarisation besitzen, zeigt die log-Spiralantenne eine zirkulare Polarisation, somit kann die Spiralantenne in allen Richtungen unabhängig von der Polarisation detektieren bzw. abstrahlen. Die Bandbreite der Bowtie-Antenne kann für einen Frequenzbereich zwischen 0,1 THz und 3,6 THz verwendet werden,

welches ursprünglich zwischen 0,1 THz und 1,2 THz betrug. Die Bandbreite der log-periodischen Antenne wurde ebenfalls optimiert und beträgt 2,7 THz. Die Breitbandigkeit einer Antenne ist insbesondere bei der THz-Detektion und -Erzeugung von Vorteil, da nicht nur einzelne Resonanzfrequenzen gemessen werden können, sondern für die Messung ein breites Frequenzspektrum zur Verfügung steht. Tabelle 3.3 zeigt neben der Bandbreite weitere wichtige Parameter der simulierten Antennendesigns.

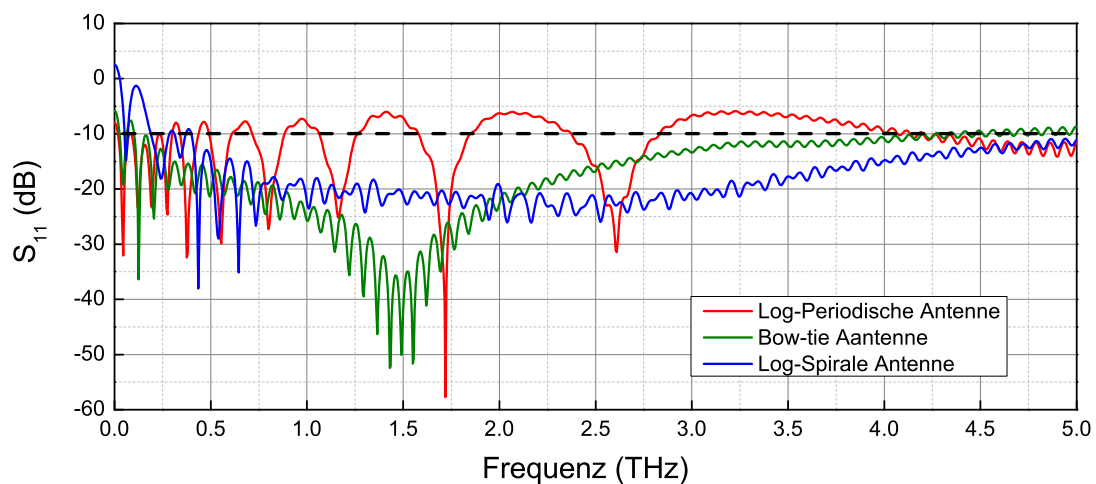


Abbildung 3.10: S_{11} -Parameter der log-periodischen (rot), Bow-tie (grün) und log-Spiralantenne (blau).

Tabelle 3.3: Simulierte Parameter für drei verschiedene Antennentypen mit einer Substrat-Dicke von $350 \mu\text{m}$.

Antennentyp	$Z(\Omega)$ @1 THz	D (dBi)	η (%)	G (dBi)	B (THz)
Bow-tie	(53,2, -4.22)	11,92	27,9	3,32	3,6
Log-periodisch	(50,2, -4,9)	8,76	28,3	2,48	2,7
Log-Spiral	(46,0 -6.1)	5,41	54,5	2,95	5,0

3.3 Herstellung der THz-Schottky-Detektoren

DAS Verhalten der nanokontaktierten Schottky-Detektoren wurden im Vergleich zu Dioden mit Fingerkontakt bei Raumtemperatur untersucht. Abbildung 3.11 zeigt die Herstellungsschritte der Schottky-Diode mit dem NW als Brücken- und Anodenkontakt. Hierfür wurden vier Diodentypen hergestellt. Zwei Dioden basieren auf Standardkontakten und die anderen beiden basieren auf NW-Kontakten. Der Herstellungsunterschied zwischen den NW-basierten Schottky-Dioden und Schottky-Dioden mit Fingerkontakt liegt nur in dem letzten Schritt. Ein NW-Durchmesser von 120 nm wurde aufgrund seiner mechanischen Flexibilität verwendet, um einen besseren Kontakt auf der aktiven Schicht im Vergleich zu einem dickeren NW zu erzielen. Der Fingerkontakt selbst wurde unter Verwendung von Ti/Au (20 nm/120 nm) aufgedampft und hat eine Kontaktlänge von 2 μm und Kontaktbreite von 1 μm . Alle Dioden wurden mit hochdotierten Epischichten mit den gleichen Materialkonfigurationen [3.11 (a)] hergestellt. Die Materialkonfigurationen bestehen aus zwei unterschiedlich n-dotierten Schichten aus GaAs oder InGaAs. Die obere Schicht hat eine Dicke von 100 nm mit einer Dotierungskonzentration von $n^+ = 1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Die untere Schicht hingegen hat eine Dicke von 1 μm mit einer Dotierungskonzentration von $n^{++} = 5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Die SI-Substrate haben eine Dicke von 350 μm (SI-GaAs für n-GaAs, SI-InP für n-InGaAs).

Im ersten Schritt wurde die Mesa mit Argonplasma (Oxford-System, 300 W, 6,66 Pa) mit einer Ätzrate von 24 nm/min hergestellt [Abb. 3.11 (b)]. Dazu wurde der Bereich von 100 nm bis auf die untere hochdotierte Schicht für die ohmsche Kontakte geätzt. Dann wurde die gesamte Mesa-Struktur weitere 2 μm bis auf das SI-Substrat weggeätzt, damit die leitende Schicht die Antennenstrahlung für die THz-Messungen nicht beeinflusst. Mit Standard-Lithographie-Schritten wurde der Bereich für den ohmschen Kontakt strukturiert. Die Passivierungsschicht auf der Mesa wurde mit SF_6 -Plasma (Oxford-System, 175 W, 16,66 Pa) mit einer Ätzrate von 200 nm/min geöffnet. Dann wurden Ni/AuGe/Ni/Au (20 nm/50 nm/20 nm/100 nm) aufgedampft und bei 420°C getempert [Abb. 3.11 (c)]. Eine Siliziumdioxid(SiO_2)-Passivierung auf dem Substrat wurde verwendet, um Leckströme zu vermeiden [Abb. 3.11 (d)]. Außerdem wurde die Antenne mit Standard-Lithographie-Schritten strukturiert. Die Antennenmetallisierung besteht aus Ti/Au mit einer Dicke von 20 nm/100 nm [Abb. 3.11 (e)]. Als Letztes wurde eine zusätzliche Passivierungsschicht auf der gesamten Struktur abgeschieden und dann nur ein Teil zwischen der Mesa und einem Antennenarm geöffnet [Abb. 3.11 (f)], um die Schottky-Diode mit NW per DEP oder Fingerkontakt zu kontaktieren [Abb. 3.11 (g)]. Für

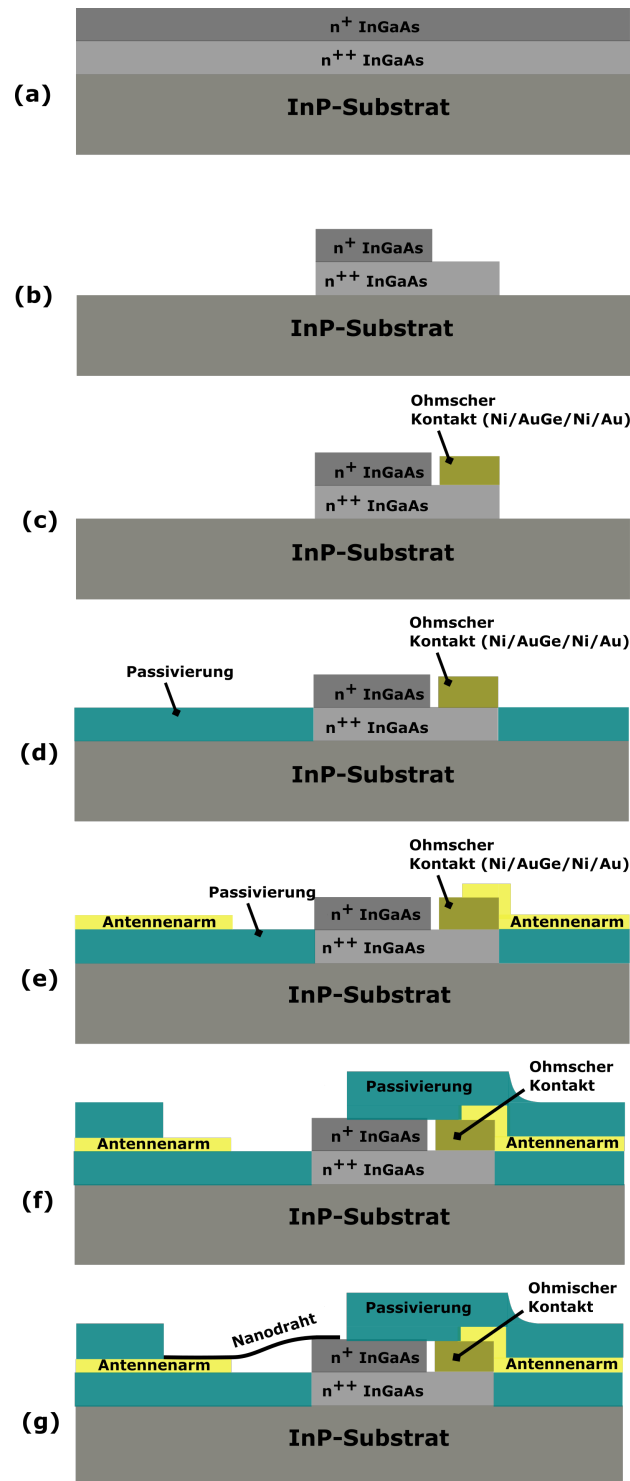


Abbildung 3.11: Herstellungsschritte der Schottky-Diode mit dem NW als Brücken- und Antennenkontakt. Der Herstellungsunterschied zwischen den nano-basierten Schottky-Dioden und Schottky-Dioden mit Fingerkontakt liegt in dem letzten Schritt. Hierbei wurde der herkömmliche Schottky-Kontakt durch den NW ersetzt.

die DEP wurde ein Rechtecksignal mit einem Potential von 2 V_{p-p} und einer Frequenz von 30 kHz angelegt, um den NW auf der Mesa auszurichten. Der ausgerichtete metallische NW mit einem Durchmesser von 120 nm wirkt als Luftbrückenanodenkontakt.

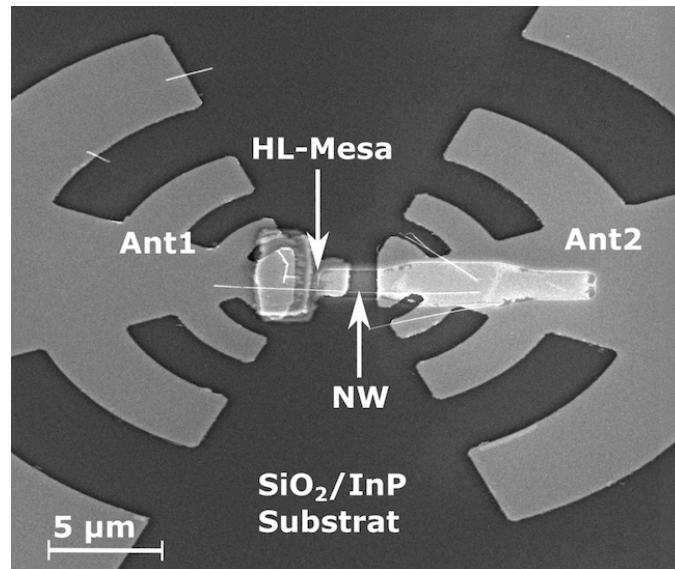


Abbildung 3.12: REM-Aufnahme des hergestellten Schottky-Detektors mit einer log-periodischen Breitband-THz-Antenne. Der NW hat einen Durchmesser von 120 nm.

Abbildung 3.12 zeigt eine REM-Aufnahme des hergestellten Schottky-Detektors mit einem ausgerichteten NW in der Mitte der Antennenstruktur. Alle anderen NWs haben aufgrund der Oberflächenpassivierung keinen Einfluss. Diese NWs sind Reste des Prozesses durch DEP und nicht verhinderbar (siehe Unterkapitel 3.2.2). Die Schottky-Dioden wurden dann in einem Detektormodul integriert. Dieses Detektormodul in Abbildung 3.13 besteht aus einer Schottky-Diode mit einer breitbandigen log-periodischen Antenne, einer Si-Linse und einem Vorverstärker. Die Diode ist durch Bondingsdrähte mit den Streifenleitungen (English: Microstrip line, MSL) verbunden. Der Vorverstärker (TIA OPA657), verbunden mit der Schottky-Diode, kann durch die RC-Schaltung, einen Feedback-Widerstand (R_{FB}) und eine Feedback-Kapazität (C_{FB}) die Verstärkung kontrollieren. Die Feedback-Kapazität, die die Verstärkung in Abhängigkeit von dem Feedback-Widerstand bestimmt, kann durch

$$C_{FB} = \frac{1}{2\pi R_{FB} f_c} \quad (3.40)$$

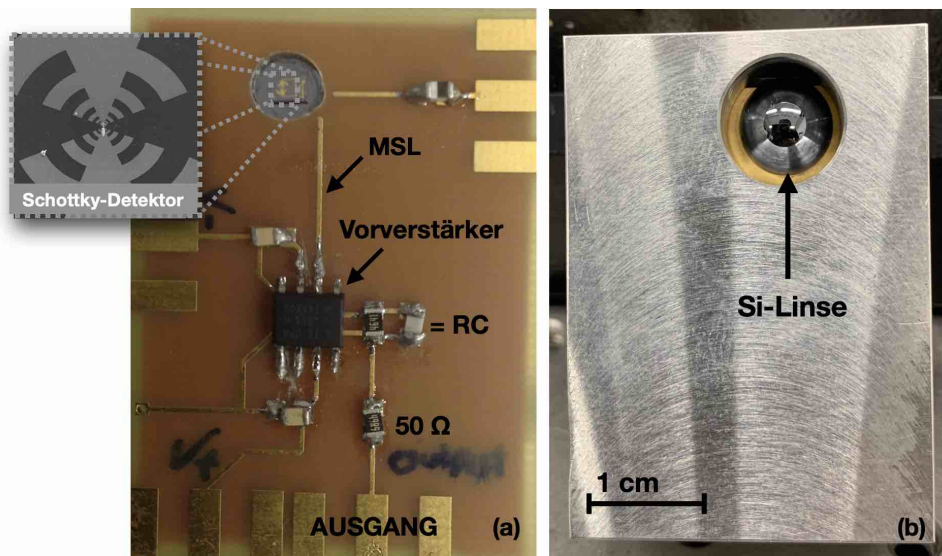


Abbildung 3.13: Inhouse-hergestelltes THz-Schottky-Detektormodul. (a): Leiterplatte (PCB) bestehend aus einer Schottky-Diode mit einer log-periodischen Antenne (bis zu 2,7 THz), einer Si-Linse und einem Vorverstärker. (b): Gehäuse des Detektormoduls aus Aluminium mit einer Öffnung für die Si-Linse.

kalkuliert werden, wobei f_c die Grenzfrequenz des Vorverstärkers ist. Am Ausgang befindet sich ein Widerstand von 50Ω zur besseren Kopplung des Signals mit dem Außenanschluss (SMA). Alle Komponenten befinden sich auf einer Leiterplatte. Simulationen wurden hinsichtlich der Verstärkung durchgeführt (Anhang A).

3.4 Charakterisierung der THz-Schottky-Detektoren

IN diesem Unterkapitel werden die Ergebnisse aller hergestellten THz-Schottky-Detektoren vorgestellt, analysiert und verglichen. Die Diodenparameter, wie der Serienwiderstand, der Idealitätsfaktor und die Schottky-Barrierenhöhe, werden von den gemessenen IV-Kurven extrahiert. Darüber hinaus wird der NEP-Wert der hergestellten THz-Schottky-Detektoren mit dem Stand der Technik verglichen.

3.4.1 IV-Messungen der THz-Schottky-Dioden

ZUERST wurden zwei Arten der GaAs-Detektoren mit aufgedampftem Finger- oder NW-Kontakt charakterisiert. Abbildung 3.14 zeigt die IV-Charakteristik dieser Dioden. Die SD-InGaAs und NW-InGaAs-basierten Detektoren wurden ebenfalls charakterisiert (Abb. 3.15). Abbildung 3.16 zeigt einen Vergleich zwischen den NW-GaAs und den NW-InGaAs-basierten Detektoren.

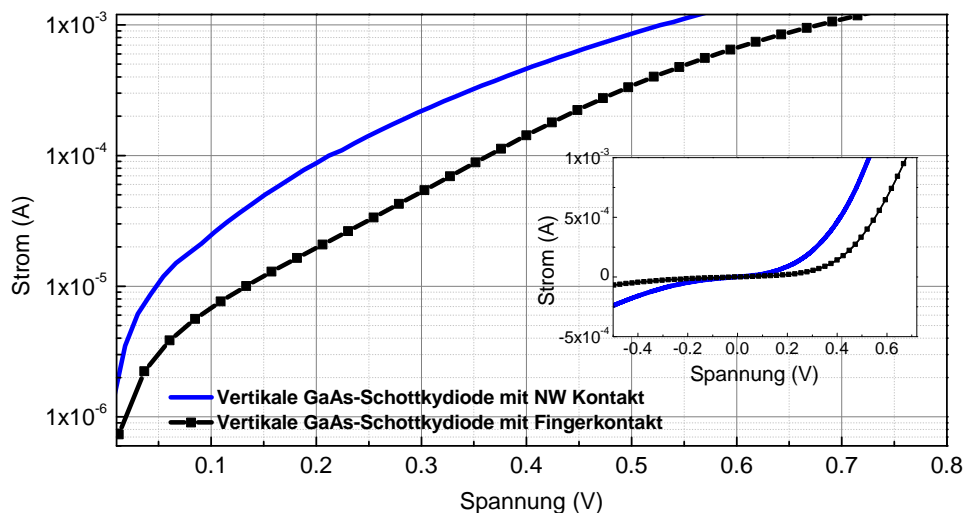


Abbildung 3.14: Vergleich der IV-Eigenschaften zwischen den NW-GaAs und SD-GaAs-basierten vertikalen Schottky-Dioden. Der Inset zeigt die lineare IV-Charakteristik der Dioden.

Ähnlich wie bei Casini et al. [Cas+11], erhöht der metallische NW das elektrische Feld am Schottky-Kontakt. Dadurch kann ein höherer Strom bei niedrigerer Spannung erreicht werden als die Standard-Schottky-Diode mit aufgedampftem Kontakt. Eine parasitäre dünne Oxidschicht unter dem Schottky-Kontakt ist aufgrund der Feldverstärkung für den Detektor mit NW weniger kritisch. Die Modifikation mit relativ hoher Stromdichte schafft einen effektiven Kanal, anders als beim aufgedampften Kontakt. Im Gegensatz zur simulierten Struktur, die einen längeren Kontakt von $2\ \mu\text{m}$ aufweist, haben die hergestellten Dioden aufgrund der NW-Krümmung und der Passivierungsschicht (zum Schutz eines Kurzschlusses zwischen dem NW und dem ohmschen Kontakt) eine geschätzte Kontaktlänge von $< 1\ \mu\text{m}$, so dass der unterste Teil der NW-Krümmung das aktive Material nicht gut kontaktiert. Daher ist der Durchlassstrom bei den hergestellten Bauteilen geringer. In Zukunft werden die NWs näher an der

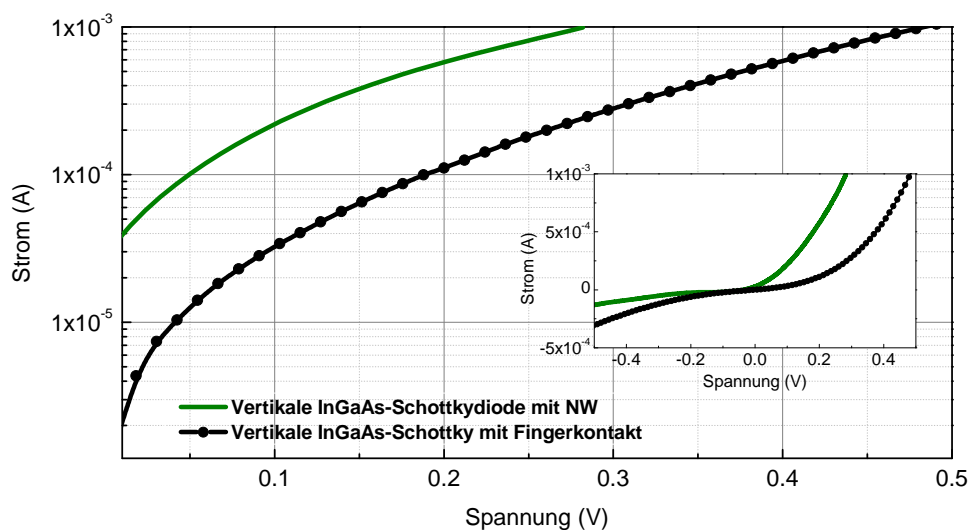


Abbildung 3.15: Vergleich der IV-Eigenschaften zwischen den NW-InGaAs und den SD-InGaAs-basierten vertikalen Schottky-Detektoren. Der Inset zeigt die lineare IV-Charakteristik der Dioden.

entworfenen Struktur ausgerichtet, um einen längeren Kontakt auf der Mesa für einen höheren Strom zu erreichen.

Die resultierenden DC IV-Kennlinien zeigen typische Diodencharakteristika des durch Gleichung (3.1) gegebenen thermionischen Emissionsmodells. Die Diodenparameter, wie Serienwiderstand R_s , Idealitätsfaktor n und die Barrierehöhe ϕ_B aller Detektoren wurden unter Verwendung der Cheung-Methode in [CC86] extrahiert. Diese Methode ermöglicht die Bestimmung der Schottky-Dioden-Parameter aus einer einzigen IV-Kennlinie bei einer bestimmten Temperatur. Aus Gleichung (3.41) ergeben sich die Gleichung (3.42) und Gleichung (3.44),

$$V = R_s \cdot I + n \cdot \phi_B + \left(\frac{n}{\beta}\right) \cdot \ln \left(\frac{I}{A_{eff} A^* T^2} \right), \quad (3.41)$$

$$\frac{d(V)}{d(\ln I)} = R_s \cdot I + \frac{n}{\beta}, \quad (3.42)$$

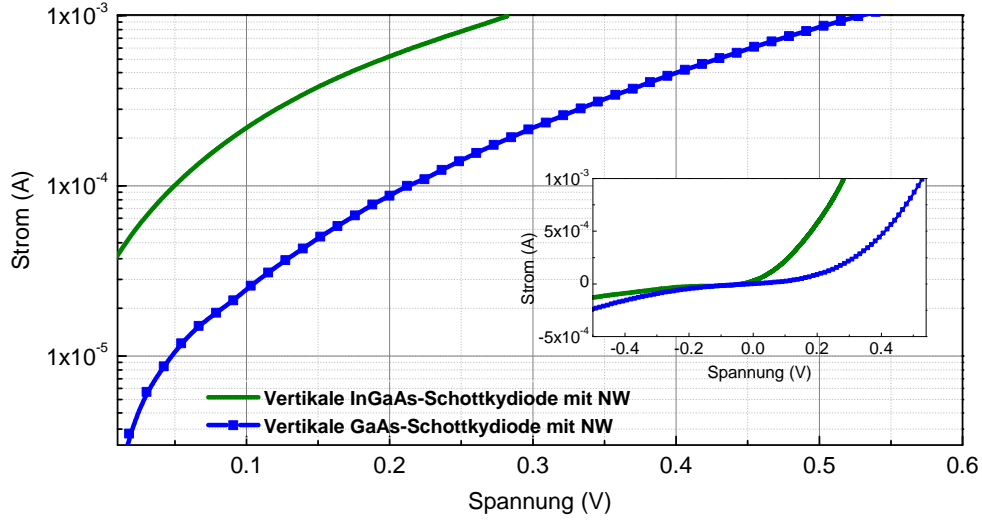


Abbildung 3.16: Vergleich der IV-Eigenschaften zwischen den vertikalen InGaAs und den GaAs-basierten Schottky-Dioden. Beide Dioden basieren auf Ag-NW-Kontakten mit einem Durchmesser von 120 nm. Der Inset zeigt die IV-Charakteristik derselben Dioden in einer linearen Darstellung.

$$H(I) = V - \left(\frac{n}{\beta}\right) \cdot \ln\left(\frac{I}{A_{eff} A^* T^2}\right), \quad (3.43)$$

$$H(I) = R_s \cdot I + n \cdot \phi, \quad (3.44)$$

mit $\beta = q/k_B T$. Die effektive Fläche A_{eff} wurde näherungsweise als $6 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^2$ abgeschätzt (siehe 3.2.1), da nur der unterste Teil der NW-Krümmung (Breite 30 nm mal Länge 2 μm) unter dem NW als Kontaktfläche betrachtet wurde.

Die Kurve zwischen der ersten Ableitung der angelegten Spannung $\frac{d(V)}{d(\ln I)}$ und dem Strom I ergibt eine Gerade ($y = ax + b$), wobei R_s aus der Steigung bestimmt wird und der y-Achsenabschnitt dieser Kurve den n -Wert zeigt. Der y-Achsenabschnitt der linearen Annäherung zwischen $H(I)$ und I ergibt ϕ_B . Es wurden verschiedene Dioden extrahiert und herausgefunden, dass n etwa 1,2 - 1,49 beträgt. Diese unterschiedlichen Werte sind auf die unterschiedlichen Ausrichtungen der Schottky-Kontakte zurückzuführen. Im Vergleich zur extrahierten Barrierenhöhe nach dem Modell der thermionischen Emission, die

in der Literatur mit 0,56 eV [KPZ02] und 0,24 eV [Meh+12] für SD-GaAs bzw. SD-InGaAs angegeben wird, betrug die niedrigste ermittelte effektive Barrierenhöhe nach Gleichung (3.3) für die NW-GaAs- und NW-InGaAs-basierten Dioden 0,4 eV bzw. 0,21 eV. Der Sättigungsstrom betrug etwa 1 nA und 138 nA für NW-GaAs bzw. NW-InGaAs. Die erhöhten elektrischen Felder für die NW-basierten Dioden können die Höhe der Schottky-Barriere verringern, die mit der Senkung der Bildkraftbarriere zusammenhängt [RW82].

Nach Sze [SN06] wurde die Schottky-Übergangskapazität als $C_j = 0,48$ fF berechnet, was mit der hier simulierten Übergangskapazität von 0,5 fF übereinstimmt. Mit diesem Wert der Übergangskapazität und dem Serienwiderstand R_s von 29,7 Ω (mit einem Fehler von $\pm 10\%$) in $f_{cut-off,max} = 1/(2\pi C_j R_s)$ wurde eine maximale Grenzfrequenz von 10,7 THz für die vertikal kontaktierte NW-InGaAs-Diode geschätzt. Jedoch beeinflussen der Übergangswiderstand R_j und der Antennenwiderstand R_a ebenfalls die tatsächliche Grenzfrequenz. Unter Verwendung von Gleichung [Man+05]

$$f_{cut-off} = \frac{1}{2\pi \cdot R_j C_j} \sqrt{\frac{R_s + R_a + R_j}{R_s + R_a}}, \quad (3.45)$$

ergibt sich die berechnete Grenzfrequenz für die vertikal-kontaktierte NW-InGaAs-Diode im Nullvorspannungsbetrieb als 1,7 THz mit $C_j = 0,5$ fF, $R_j = 420 \Omega$, $R_a = 70 \Omega$ und $R_s = 29,7 \Omega$, wobei R_a der durchschnittliche Strahlungswiderstand der log-periodischen Antenne gemäß der Simulation ist. R_j und R_s wurden aus Gleichung (3.15) bzw. Gleichung (3.42) extrahiert. Für dieselbe Diode wird bei einem Betrieb nahe Nullvorspannung bei 0,1 V eine Grenzfrequenz von 2,6 THz mit $C_j = 0,5$ fF, $R_j = 214 \Omega$ und $R_s = 29,7 \Omega$ erwartet. Dies ist auf das starke Absinken des R_j mit zunehmender Vorspannung zurückzuführen.

3.4.2 THz Responsivität und NEP-Wert

UM die Besonderheit dieser Bauelemente hervorzuheben, wurde für alle Detektoren ein Vergleich der Quasi-DC-Responsivität (die numerische zweite Ableitung der IV-Kurve) durchgeführt (Abb. 3.17), die ein direkter Indikator für die Responsivität ist. Diese Methode wurde auch in [Hoe+13; Hoe+14; Sch+19] verwendet und zeigte eine genaue Übereinstimmung mit der gemessenen Responsivität. Daher ist es sinnvoll, die Quasi-DC-Responsivität als Funktion der DC-Vorspannung zu betrachten, solange der detektierte Strom I_{THz}^{DC} im Kleinsignalbereich liegt und proportional zur zweiten Ableitung der IV-Kurve ist.

Folglich kann die Responsivität \mathfrak{R} geschätzt werden

$$\mathfrak{R}(A/W) = R_a \cdot \frac{d^2 I}{dV^2} \Big|_{V_{DC}} \cdot \eta_{tot}, \quad (3.46)$$

wobei η_{tot} die optischen Verluste η_{opt} zwischen der Siliziumlinse und der Luft sowie die Impedanzanpassungsverluste η_{imp} zwischen der Antenne und dem Bauelement kombiniert

$$\eta_{imp} = \frac{R_j || X_C}{(R_j || X_C) + (R_s + R_a)}, \quad (3.47)$$

wobei $X_C = 1/(j\omega C_j)$ entspricht. Der Anpassungsverlust wurde anhand von dem in Abbildung 3.2 (b) dargestellten Ersatzschaltbild berechnet.

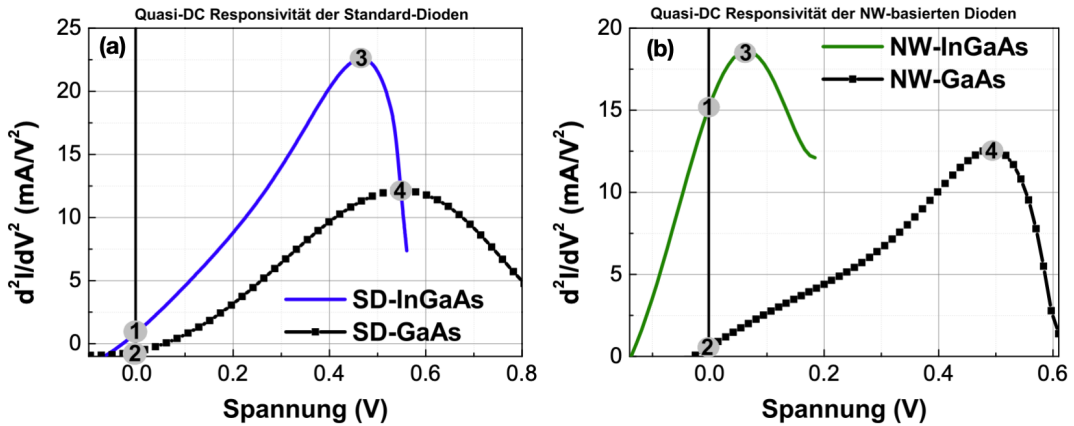


Abbildung 3.17: Ein Vergleich der quasi-statischen DC-Responsivitäten zwischen den vertikalen SD-GaAs und SD-InGaAs (a) sowie den NW-GaAs und NW-InGaAs (b) basierten Schottky-Detektoren.

Der relative Vergleich zwischen den SDs mit aufgedampftem Kontakt [Abb. 3.17 (a)] zeigt, dass die SD-InGaAs-basierten Schottky-Dioden eine höhere Responsivität bei Nullspannungsbetrieb als die SD-GaAs-basierten Schottky-Dioden und eine höhere Quasi-DC-Responsivität mit einem Faktor von etwa 2 bei 0,45 V (Betriebspunkte 3 und 4) aufweisen. Darüber hinaus hat der Detektor auf der Basis von NW-InGaAs einen deutlich höheren Responsivität unter Nullspannungsbetrieb als NW-GaAs mit einem Faktor von etwa 15 (Abb. 3.17 (b) Punkt 1 und 2). Daher wurde NW-InGaAs-Detektor verwendet, um das Grundrauschen und die Komplexität des Aufbaus für den Nullspannungsbetrieb der THz-Detektion

zu reduzieren. Der NW-InGaAs-Detektor zeigt eine maximal mögliche Responsivität von $\mathfrak{R} = 15 \text{ mA/V}^2 \cdot R_a = 1,08 \text{ A/W}$ der gemessenen IV-Kennlinie. Unter Verwendung der Gleichung (3.46) mit den Impedanzverlusten η_{imp} von etwa 25% wird eine Responsivität von $0,81 \text{ A/W}$ und ein niedriger NEP-Wert von $7 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 THz für den NW-InGaAs-basierten THz-Schottky-Detektor erwartet. Dabei wurde der NEP-Wert mit Gleichung (3.48) berechnet

$$NEP = \frac{\sqrt{4k_B T / (R_s + R_j)}}{\mathfrak{R}}. \quad (3.48)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass die Verluste von etwa 25% ohne Berücksichtigung der optischen Verluste η_{opt} berechnet wurden.

3.4.3 Messaufbau und THz-Messungen

ES wurde ein gängiger THz-Aufbau (Abb. 3.18) mit einem LTG-GaAs-Lateral-Photomixer mit interdigitalen Kontakten verwendet [Pre+11; Hai+16]. Der THz-Strahl wurde mit zwei abstimmbaren Lasern mit verteilter Rückkopplung (Englisch: Distributed-Feedback-Laser, DFB) mit einer Wellenlänge von etwa 850 nm erzeugt, die über einen 50:50-Koppler gekoppelt wurden. Eine optische Laserleistung des Schwebungssignals von 20 mW wurde auf den aktiven Bereich des Photomischers durch eine polarisationserhaltende (Englisch: polarization maintaining, PM) optische Faser fokussiert. Eine DC-Stromversorgung von bis zu 12 V wurde angelegt, um die erzeugten Ladungsträger zu beschleunigen. Der Photomischer wurde auf eine hyper-hemisphärische Siliziumlinse mit einem Durchmesser von 11 mm und einer Höhe von 6,8 mm montiert, um die THz-Strahlung einzukoppeln und auf zwei außer-axiale Parabolspiegeln mit einer Brennweite von 5 Zoll zu lenken, die wiederum den THz-Strahl zum Schottky-Detektor ausrichten. Der Dunkelstrom und der Photostrom wurden mit 200 nA bzw. 1,0 mA bei 12 V gemessen. Zur Messung des detektierten THz-Signals wurden handelsübliche Transimpedanzverstärker (TIA) und die Lock-in-Technik zur Rauschunterdrückung verwendet. Weitere Messungen mit einer Golay-Zelle wurden als Referenz zum THz-Schottky-Detektor durchgeführt.

Die ersten THz-Messungen wurden mit dem auf NW-InGaAs basierenden Schottky-Detektor mit Nullvorspannung realisiert (Abb. 3.19). Der THz-Detektor wurde bei 100 GHz, 300 GHz, 500 GHz, 700 GHz, 1,0 THz und 1,2 THz charakterisiert und zeigte eine Ausgangsspannung von 0,15 - 1,69 mV. Diese ersten Messungen können einerseits auf der Quellenseite und andererseits auch auf

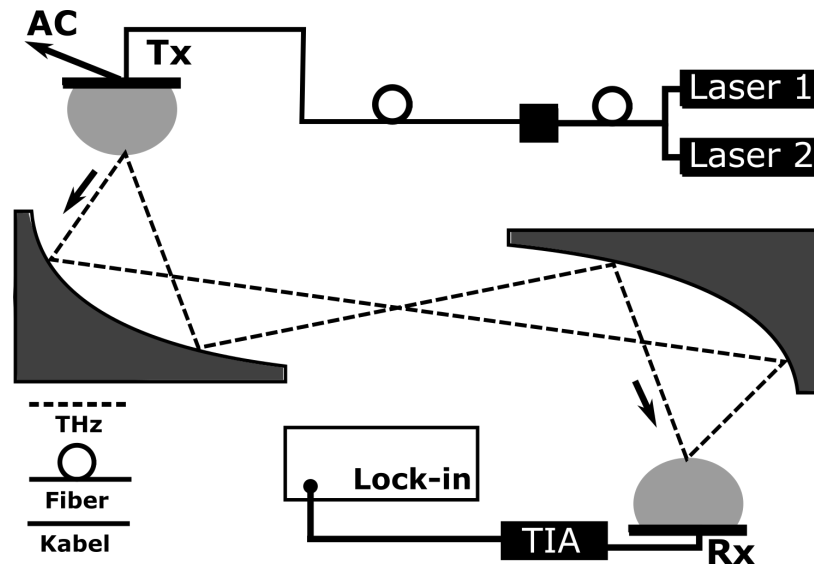


Abbildung 3.18: Messaufbau zur THz-Charakterisierung. Ein LT-GaAs-basierter Photomischer mit konventionellen interdigitalen Kontakt als THz-Quelle und die NW-basierte Schottky-Diode als THz-Detektor verwendet.

der Detektorseite optimiert werden. Das System unter Verwendung des NW-InGaAs-basierten Schottky-Detektors zeigte einen extrapolierten RC Roll-off von etwa 1,2 THz (Abb. 3.20), der auf die Limitierung des gesamten Systems zurückzuführen ist.

In Tabelle 3.4 sind die Grenzfrequenz und der NEP-Wert des NW-InGaAs-basierten Schottky-Detektors im Vergleich zum Stand der Technik angegeben. Die in [Cas+11] vorgestellte Schottky-Diode mit einem Krümmungskontakt arbeitet bei 550 GHz mit einer NEP von $500 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ und benötigt Elektronenstrahlithographie zur Fertigung. Die Schottky-Diode mit Fermi-Niveausteuerter [II16] bzw. die AlGaInAs-basierte Schottky-Diode mit einem Heteroübergang [Nad+16] erreichten eine NEP von $3 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 0,3 GHz bzw. $1,3 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 0,2 THz. Für die in [Man+05] vorgestellte CNT-basierte Schottky-Diode mit einer NEP von $0,1 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 0,6 THz wurden die CNTs als aktives Material verwendet. Allerdings wurde die CNT-Diode ohne Antenne hergestellt, so dass die THz-Ergebnisse nur modelliert werden konnten. Ein anderes Bauelement, das auf einer Schottky-Diode mit Phosphor-implantierter SiC-Schicht und Graphen-Kontakt basiert [Sch+19], zeigt eine geschätzte NEP von $5 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei $\sim 90 \text{ GHz}$ (begrenzt durch die RC-Schaltung). Die in [Coj+16] vorgestellte Schottky-Diode mit einem standardmäßig aufgedampften Kontakt, erreicht eine 3 dB Frequenz von etwa 0,8 THz mit einer NEP von $10 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 0,1 THz.

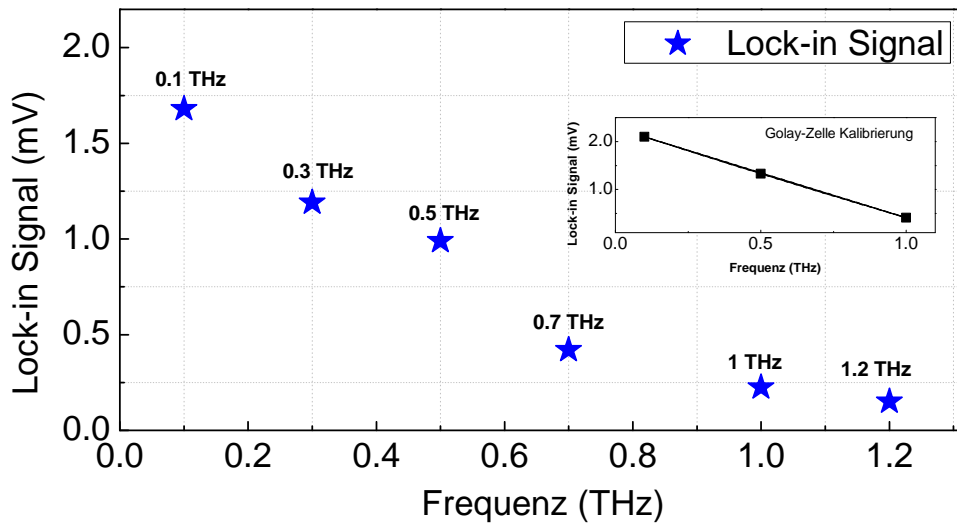


Abbildung 3.19: THz-Messungen mit einem NW-InGaAs-basierten Schottky-Detektor bei Nullvorspannungsbetrieb. Die maximal gemessene Frequenz betrug etwa 1,2 THz, die durch das verwendete System begrenzt wurde. Der Inset bezieht sich auf die Kalibrierung der Golay-Zelle als Referenz für die Messungen des THz-Schottky-Detektors.

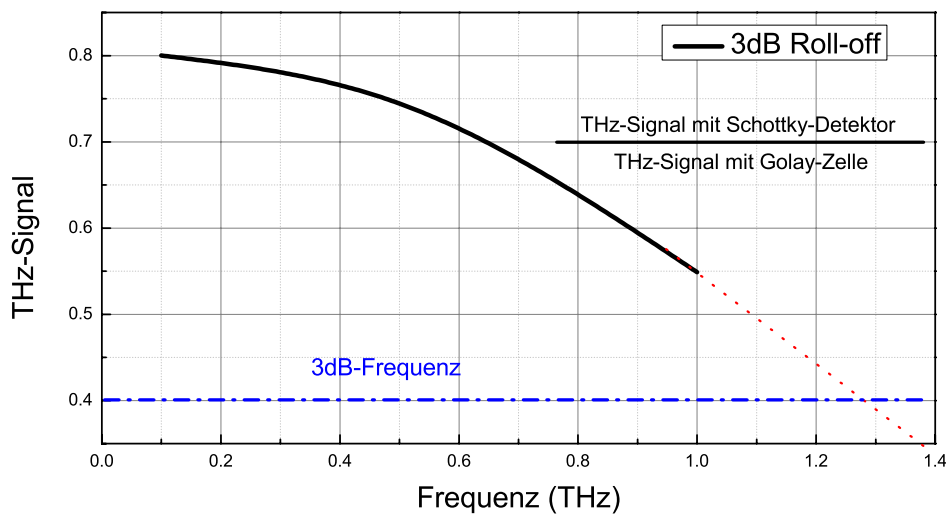


Abbildung 3.20: Roll-off des NW-InGaAs-basierten Schottky-Detektors bei Nullvorspannungsbetrieb normiert mit der Golay-Zelle. Die 3 dB Frequenz liegt bei etwa 1,2 THz.

Eine weitere Niederbarrieren-basierte InGaAs Schottky-Diode mit Standardkontakt [Hoe+14] hat eine NEP von $0,39 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei $\sim 90 \text{ GHz}$. Der in dieser Arbeit vorgestellte vertikale NW-InGaAs-basierte Schottky-Detektor erreichte eine Grenzfrequenz von $1,2 \text{ THz}$ (begrenzt durch das verwendete System) mit einer geschätzten NEP von $7 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 THz .

Die neuen Schottky-Detektoren mit NW-Kontakt zeigen vielversprechende IV-Messungen, extrahierten NEP-Wert sowie initiale THz-Messungen. Allerdings stellten die THz-Messungen viele Herausforderungen dar. Die REM-Aufnahmen in Abbildung 3.21 zeigen die Herausforderung der NW-basierten Schottky-Dioden. Die aktive Schicht modifizierte sich bei angelegten Spannungen von $\sim 0,3 \text{ V}$ [Abb. 3.21 (b)]. Andererseits ist die Oxidation des NW problematisch [Abb. 3.21 (c, d)]. Der morphologische Zustand des freiliegenden NW verschlechtert sich mit wiederholten IV-Messungen mit hoher Stromdichte. Die THz-Messungen wurden negativ beeinflusst [siehe Abb. 3.21(c, d)]. Als Vergleich zeigt Abbildung 3.21 (a) einen neuen NW unmittelbar nach dem Entnehmen aus dem Lösungsmittel. Außerdem kann zwischen den leitenden Elektronen und den Metallionen ein Massentransportmechanismus (Elektromigration) bilden [Kas+09].

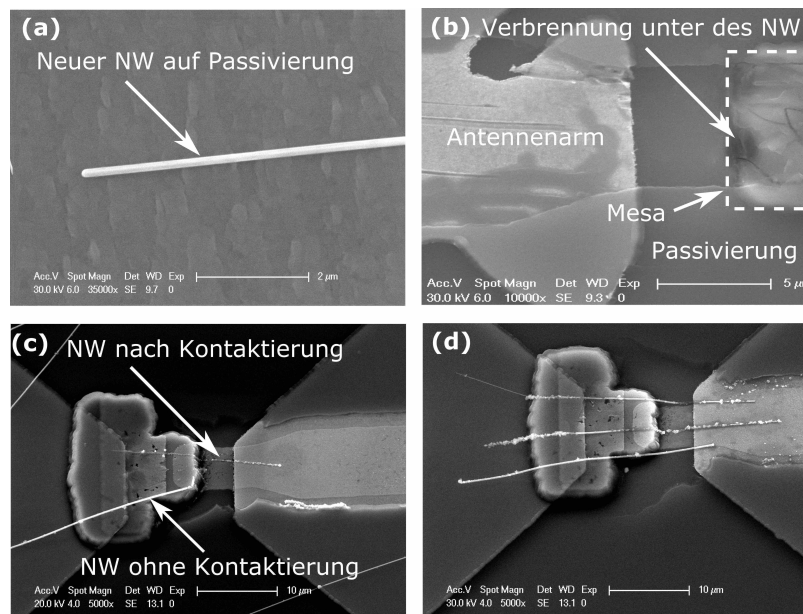


Abbildung 3.21: REM-Aufnahmen der Schottky-Detektoren. (a) zeigt einen neuen NW unmittelbar nach dem Entnehmen aus dem Lösungsmittel. (b) zeigt eine modifizierte aktive Schicht bei angelegten Spannungen von $0,3 \text{ V}$. (c) und (d) zeigen die Modifikation des NW beim Stromfluss bzw. die Reaktion zwischen dem NW und dem Halbleiter.

Tabelle 3.4: Die Grenzfrequenz und der NEP-Wert des NW-InGaAs-basierten Schottky-Detektors im Vergleich zum Stand der Technik.

Bauelement Parameter	NEP (W/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	$f_{\text{cut-off}}$ (THz)
Vertikale NW-InGaAs-basierte Schottky-Diode (diese Arbeit)	$7 \cdot 10^{-12}$ @ 1 THz	2,6 (geschätzt); 1,2 (gemessen)
Schottky-Diode mit einem gekrümmten Kontakt [Cas+11]	$5 \cdot 10^{-10}$ @ 0,55 THz	0,55 (gemessen)
Schottky-Diode mit Fermi-Niveau gesteueter Barriere [II16]	$3 \cdot 10^{-12}$ @ 0,3 THz	1,0 (gemessen)
AlGaInAs Schottky-Diode mit Heteroübergang [Nad+16]	$1,3 \cdot 10^{-12}$ @ 0,2 THz	0,2 (gemessen)
CNT-basierte Schottky-Diode [Man+05]	$0,1 \cdot 10^{-12}$ @ 0.8 THz	2,5 (geschätzt)
Phosphor-implantierte Schottky-Diode auf Graphen/SiC [Sch+19]	$5 \cdot 10^{-12}$ @ 0,09 THz	0,58 (gemessen)
InGaAs Schottky-Diode mit Standardkontakt [Coj+16]	$10 \cdot 10^{-12}$ @ 0,1 THz	2,0 (geschätzt); 0,8 (gemessen)
Niederbarrieren-basierte InGaAs Schottky-Diode mit Standardkontakt [Hoe+14]	$0,39 \cdot 10^{-12}$ @ 0,09 THz	0,2 (gemessen)

Eine ähnliche Problematik wurde beim Photomischer mit Ag-NWs [Hai18; Hai+16] beobachtet. Auch Phänomene wie die Rayleigh-Instabilität [Kar+06] oder Korrosion [Kar+07] wurden vorgestellt, welche in dieser Arbeit als mögliche Ursache der verschlechterten Qualität der NWs übertragen werden können. Darüber hinaus spielt die chemische Reaktion zwischen dem Silber und dem Halbleiter eine Rolle. Während sich der NW auf der Passivierung langsamer verschlechtert, beschleunigt der NW-Halbleiter-Kontakt diesen Prozess. Damit die NW-basierenden Schottky-Detektoren weiter stabil verwendet werden können, müssen für diese Detektoren mehrere Optimierungsschritte durchgeführt werden. Zum einen wurden die NW-Schottky-Detektoren mit einer Passivierungsschicht (hier Si_xN_y) von 150 nm als Schutz gegen die Oxidation abgeschieden. Der NW hob bei der PECVD-Abscheidung teilweise ab, sodass kein bzw. ein schlechter Kontakt entstand. Eine weitere Versuchsoptimierung war das Aufdampfen einer dünnen Platin (Pt)-Schicht von 20 nm unter dem NW. Dann wurde das ausgerichtete NW als Ätzmaske für das Ätzen der Pt-Schicht um den NW verwendet. In diesem Fall konnte ein besserer Schottky-Kontakt unter dem NW erzielt werden. Allerdings erschwerte sich die DEP-Technik. Außerdem wurde die Kontaktierung mit dickeren NWs durchgeführt, die jedoch aufgrund ihrer schlechteren mechanischen Flexibilität als die NWs mit einem Durchmesser von 120 nm keinen guten Kontakt gewährleisten. Ein optimierter Passivierungsprozess der NWs kann die Probleme stark reduzieren.

3.5 Zusammenfassung

IN diesem Kapitel wurden die Ergebnisse der Ag-NW-kontaktierten THz-Schottky-Detektoren gezeigt. Der vertikale NW-InGaAs-Schottky-Detektor zeigte im Vergleich zu den auf NW-GaAs- sowie SD-basierenden Detektoren eine verbesserte Leistung bei Nullvorspannung. Alle Schottky-Detektoren wurden auf n+GaAs bzw. auf n+InGaAs-Strukturen unter Verwendung des NW oder mit aufgedampftem Fingerkontakt als Brückenkontakt hergestellt. Für die Ausrichtung der NWs wurde die Dielektrophorese-Technik eingeführt. Die simulierte Kapazität des Bauelements und der von der gemessenen IV-Kurve extrahierte Serienwiderstand beträgt 0,5 fF bzw. 29,7 Ω , welche zur Berechnung der Grenzfrequenz von etwa 2,6 THz verwendet wurde. Die Schottky-Barrierenhöhe von 0,4 eV bzw. 0,21 eV für die NW-kontaktierte GaAs- bzw. InGaAs-Diode wurden mit den Kurven der IV-Messungen extrahiert. Die initiale THz-Messung bis zu 1,2 THz wurde unter Verwendung eines gängigen THz-Aufbaus mit einem lateralen LTG-GaAs-Photomischer mit konventionellen interdigitalen Kontakten durchgeführt. Die Detektoren arbeiten bei Raumtempe-

ratur und erreichen einen Nullvorspannungsbetrieb. Anhand der gemessenen IV-Kennlinien des NW-InGaAs-basierten THz-Schottky-Detektors wurden eine Responsivität von 0,81 A/W und ein niedriger NEP-Wert von $7 \text{ pW} / \sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 THz kalkuliert. THz-Detektoren, die auf dielektrisch ausgerichteten metallischen NWs auf Substraten mit niedriger Permittivität basieren, können zu einem kostengünstigen Detektorart mit hoher Grenzfrequenz führen. Somit ist dieser nano-mikrointegrierter THz-Detektor vielversprechend für die Herstellung hochempfindlicher, hochfrequenter Bildgebungs- und Spektroskopiesysteme für die Materialprüfung, Sicherheit und biomedizinische Anwendungen. Die Implementierung der NW-Schottky-Dioden als THz-Detektoren muss allerdings für einen längeren Betrieb stabilisiert werden.

Kapitel 4

GaN-basierte THz-Gunn-Quellen

IM Rahmen der Dissertation wurden zum ersten Mal Gunn-Dioden auf GaN-Basis mit Seitenkontakt- und Feldplattentechnologien hergestellt und deren Charakteristiken gemessen. Die Gunn-Dioden mit den Seitenkontakt- und Feldplattentechnologien wurden hierbei patentiert [YH20; YH21]. In diesem Kapitel werden die Herstellung und Charakterisierung von GaN-basierten THz-Gunn-Quellen unter Verwendung neuer Technologien mit stabilen Seitenkontakten beschrieben. Dabei wurde die Standard-Gunn-Diode, die von oben kontaktiert ist, zu einer Diode mit Seitenkontakt entwickelt, um einen effizienten Betrieb bei hohen Frequenzen im THz-Bereich zu erreichen. Dies beruht auf der Tatsache, dass die Frequenz durch die Dicke der aktiven Schicht bestimmt wird. Unter Verwendung der Seitenkontakttechnologie wurde ein Bereich mit hohem negativen differentiellen Widerstand (NDR) für den GaN-Gunn-Effekt erreicht. Diese THz-Dioden arbeiteten stabil aufgrund einer Passivierungsschicht als Schutz vor Elektromigration und Ionisation zwischen den Elektroden sowie der Wärmesenke zum GaN-Substrat und der Feldplattentechnologie. Die Dioden wurden mit einer Dicke von 600 nm für die Grundfrequenz im Bereich von 0,3 - 0,4 THz mit zuverlässigen Eigenschaften hergestellt.

4.1 Grundlagen der THz-Gunn-Dioden

Die Gunn-Diode ist ein aktives Halbleiter-Bauelement mit zwei Elektroden. Der negative differenzielle Widerstand hängt nicht von einer Verbindungsstelle oder einer Grenzfläche ab. In diesem Unterkapitel wird auf die prinzipielle Funktionsweise und die Merkmale einer Gunn-Diode sowie die Eigenschaften des GaN-Materials eingegangen.

4.1.1 Prinzipielle Funktionsweise der Gunn-Diode

DER Halbleiter eines Gunn-Bauelements muss mehrere Bedingungen erfüllen. Einerseits muss die Energiedifferenz zwischen dem Hauptminimum (Zentraltal, Γ -Tal) des Leitungsbandes und dem zum Γ -Tal höheren sekundären Minimum (Satellitental) mit geringerer Elektronenmobilität viel größer sein als die Wärmeenergie der Elektronen, damit die Elektronen auch bei kleinen Feldstärken nicht den Zustand der sekundären Minima einnehmen. Andererseits muss die Energiedifferenz viel kleiner sein als die Energielücke zwischen dem Valenzband und dem niedrigsten Leitungsband. Sonst gewinnen die Elektronen im Zentraltal genug Energie, um Elektron-Loch-Paare zu erzeugen. In diesem Fall tritt ein Lawinen-Durchbruch, auch Avalanche-Durchbruch genannt, auf. Diese Bedingungen sind z.B. in Verbindungen mit Elementen der III-V-Gruppe wie GaAs, InP und GaN erfüllt [Ng09; Yan+11]. Abbildung 4.1 veranschaulicht den Gunn-Effekt, der in bestimmten Halbleitermaterialien (hier GaN) auftritt und zur Erzeugung einer THz-Strahlung genutzt wird. Grundsätzlich nutzt eine Gunn-Diode den Elektronentransfereffekt, indem ein entsprechendes elektrisches Schwellenfeld an der Diode anlegt wird, um Elektronendomänen (Gunn-Domäne) zu erzeugen, die sich wie Wellen durch die Diode bewegen. Dies führt zur Erzeugung und anschließenden Emission elektromagnetischer Wellen entsprechend der Domänenlaufzeit.

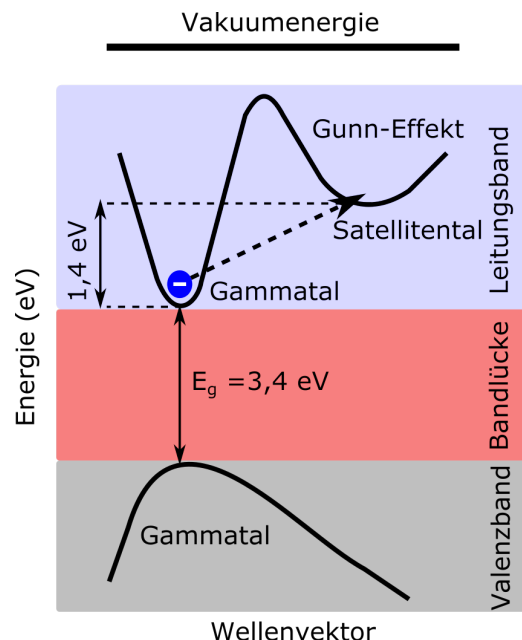


Abbildung 4.1: Vereinfachte Bandstrukturen für den Gunn-Effekt in GaN-Materialien.

Der Mechanismus für den Elektronentransfereffekt hängt von den Talmodellen der Elektronenenergie in Halbleitern ab. Elektronen befinden sich anfänglich bei Raumtemperatur und ohne externes elektrisches Feld im Minimum des Γ -Tals des Leitungsbandes. Wenn Elektronen beim Anlegen einer Feldstärke die Energie erreichen, die im Bereich der Energiedifferenz zwischen dem ersten Minimum und dem zweiten (relativen) Minimum (Satellitental) liegt, können sie sich durch z.B. optische Phononen in das benachbarte Leitungsband-Minimum bewegen. Die Elektronen haben im angrenzenden Minimum eine hohe effektive Masse mit geringerer Mobilität, da die effektive Masse von der Krümmung der Bandstruktur abhängt. In den Satellitentälern ist die Krümmung geringer und die effektive Masse der Elektronen höher als die effektive Masse im Haupttal. Die flache Krümmung im Satellitental führt zu einer niedrigen Mobilität. Aus diesem Grund fällt der elektrische Strom trotz steigender Spannung deutlich ab. Dies führt zu einem negativen differentiellen Widerstand [But67; Fou+97; Gru+99; Mut+06; Íñi+12; Haj+20a]. Das Besondere an einem sogenannten "Transferred Electron Device" (TED) ist der Ursprung dieser NDR, nämlich die Feldabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit im Gegensatz zu dem Mechanismus in einer Tunnelodiode. Diese feldabhängige Geschwindigkeit führt zu einer interessanten internen Instabilität, die die als Strompulse beobachteten Ladungsdomänen bildet. Die Elektronentemperatur T_e wird durch das Konzept der Energierelaxationszeit τ_e bestimmt, wobei τ_e in der Größenordnung von 10^{-12} s [SN06] angenommen wird. T_e kann als Funktion des elektrischen Feldes E für eine gegebene Temperatur T mit Gleichung (4.1) berechnet werden

$$T_e = T + \frac{2q\tau_e\mu}{3k_B} E^2 \left(1 + R_D \cdot e^{\left(-\frac{\Delta E}{k_B T_e}\right)} \right)^{-1}, \quad (4.1)$$

$$v_D = \mu E \left(1 + R_D \cdot e^{\left(-\frac{\Delta E}{k_B T_e}\right)} \right)^{-1}, \quad (4.2)$$

wobei R_D das Zustandsdichteverhältnis der verfügbaren Zustände in allen oberen Tälern zu den verfügbaren Zuständen in unteren Tälern des Leitungsbandes mit der Energiedifferenz ΔE und μ die Elektronenmobilität ist. Die Abhängigkeit zwischen der Driftgeschwindigkeit v_D und dem elektrischen Feld E kann dann durch Gleichung (4.2) beschrieben werden. Die Schwingungsfrequenz in der Gunn-Diode wird durch das Verhältnis zwischen der von Gunn-Domäne

zurückgelegten Strecke L und der Domänengeschwindigkeit (v_{Dom}) bestimmt

$$f = \frac{v_{Dom}}{L}. \quad (4.3)$$

Sobald eine Domäne in der Anode verschwindet, wird eine andere Domäne in der Nähe der Kathode gebildet. Diese Domänen führen zu Hochfrequenzschwingungen. Die Driftgeschwindigkeit (v_D) ist linear proportional zum angelegten elektrischen Feld. Die differentielle Mobilität des Elektrons μ_d ist

$$\mu_d = \frac{dv_D}{dE}. \quad (4.4)$$

Diese Mobilität unterscheidet sich von der herkömmlichen Niederfeld-Mobilität, die man bei Feldeffekttransistoren verwendet. Die Niederfeld-Mobilität ist also per Definition unabhängig vom Feld, was bei der differentiellen Mobilität nicht unbedingt der Fall ist. Die Durchschnittsgeschwindigkeit v_{av} und die differentielle Mobilität können beschrieben werden durch

$$v_{av} = \mu E - P(\mu E - v_s), \quad (4.5)$$

$$\mu_d = \frac{dv_D}{dE} = \mu(1 - P) + (v_s - \mu E) \frac{dP}{dE}. \quad (4.6)$$

Dabei ist $P = n/n_0$ die Fraktion der Elektronendichte des oberen Tals (n) in Abhängigkeit von der Gesamtkonzentration in den unteren und oberen Tälern (n_0) und v_s die Sättigungsgeschwindigkeit. Dadurch lässt sich zeigen, dass μ_d unter bestimmten Betriebsbedingungen negativ ist [Pau89; SN06; IL09; Gar+21], was auf den NDR-Bereich hindeutet.

Die Bildung von Domänen (Englisch: Domain Formation) in der Gunn-Diode spielt eine immense Rolle, deshalb wird sie an dieser Stelle nach Sze [SN06] erläutert. Das Konzept der Domänenbildung und der Gunn-Oszillation wird in Abbildung 4.2 veranschaulicht. Ein Dipol erzeugt ein höheres Feld für die Elektronen an einem bestimmten Ort aufgrund der Dotierungsinhomogenität, Materialfehler sowie zufälliges Rauschen. Dies muss bei der Herstellung der Gunn-Dioden berücksichtigt werden. Das höhere Feld bremst gemäß [Abb. 4.2 (a)] die beschleunigten Elektronen im Vergleich zu den übrigen Elektronen außerhalb des Dipols ab. Die überschüssigen Elektronen (negative Ladung) und verarmten Elektronen (positive Ladung) verursachen die Instabilität in

einer TED [Abb. 4.2 (b)]. Das Feld innerhalb des Dipols liegt immer über E_0 und seine Trägergeschwindigkeit nimmt mit dem Feld monoton ab. Das Feld außerhalb der Domäne ist niedriger als E_0 , und seine Trägergeschwindigkeit durchläuft den Spitzenwert und nimmt dann ab, wenn das Feld verringert wird. Die Geschwindigkeiten der Elektronen innerhalb und außerhalb des Dipols sind gleich, wenn das Feld außerhalb des Dipols auf einen bestimmten Wert sinkt [Abb. 4.2 (c)]. An diesem Punkt hört der Dipol auf zu wachsen und reift zu einer Domäne in der Nähe der Kathode heran. Die Domäne geht dann von der Nähe der Kathode zur Anode über und wird bei t_2 gebildet. Bei t_1 erreicht die Domäne die Anode, und bevor sich eine weitere Domäne bildet, springt das gesamte elektrische Feld auf E_0 . Während der Bildung einer Domäne ($t_1 - t_2$) durchläuft das Feld außerhalb des Dipols den Wert von E_S , bei dem die Spitzengeschwindigkeit auftritt. Dies führt zu einer Stromspitze. Die Strompulsbreite entspricht dem Intervall zwischen der Auslösung der Domäne an der Anode und der Bildung einer neuen Domäne. Die Periode T entspricht der Transitzeit der Domäne von der Kathode zur Anode. Bei der hier vorgestellten Gunn-Diode mit Seitenkontakt geschieht dieser Prozess innerhalb der Kanalhöhe h (siehe Abschnitt 4.2.4).

Wenn eine kleine lokale Fluktuation der Majoritätsträger von der einheitlichen Gleichgewichtskonzentration n_0 entsteht, entspricht $(n - n_0)$ der lokal erzeugten Raumladungsdichte. Die Poisson- und die Stromdichte-Gleichung lauten

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q(n - n_0)}{\epsilon_r}, \quad (4.7)$$

$$J = \frac{E}{\rho} - qD \frac{dn}{dx}, \quad (4.8)$$

wobei ρ der spezifische Widerstand und D die Diffusionskonstante ist. Differenziert man Gleichung (4.8) nach x und setzt sie mit Gleichung (4.7) in die eindimensionale Kontinuitätsgleichung

$$\frac{dn}{dt} + \frac{1}{q} \frac{dJ}{dx} = 0, \quad (4.9)$$

ein, erhält man

$$\frac{dn}{dt} + \frac{n - n_0}{\rho \epsilon_r} - D \frac{d^2 n}{dx^2} = 0. \quad (4.10)$$

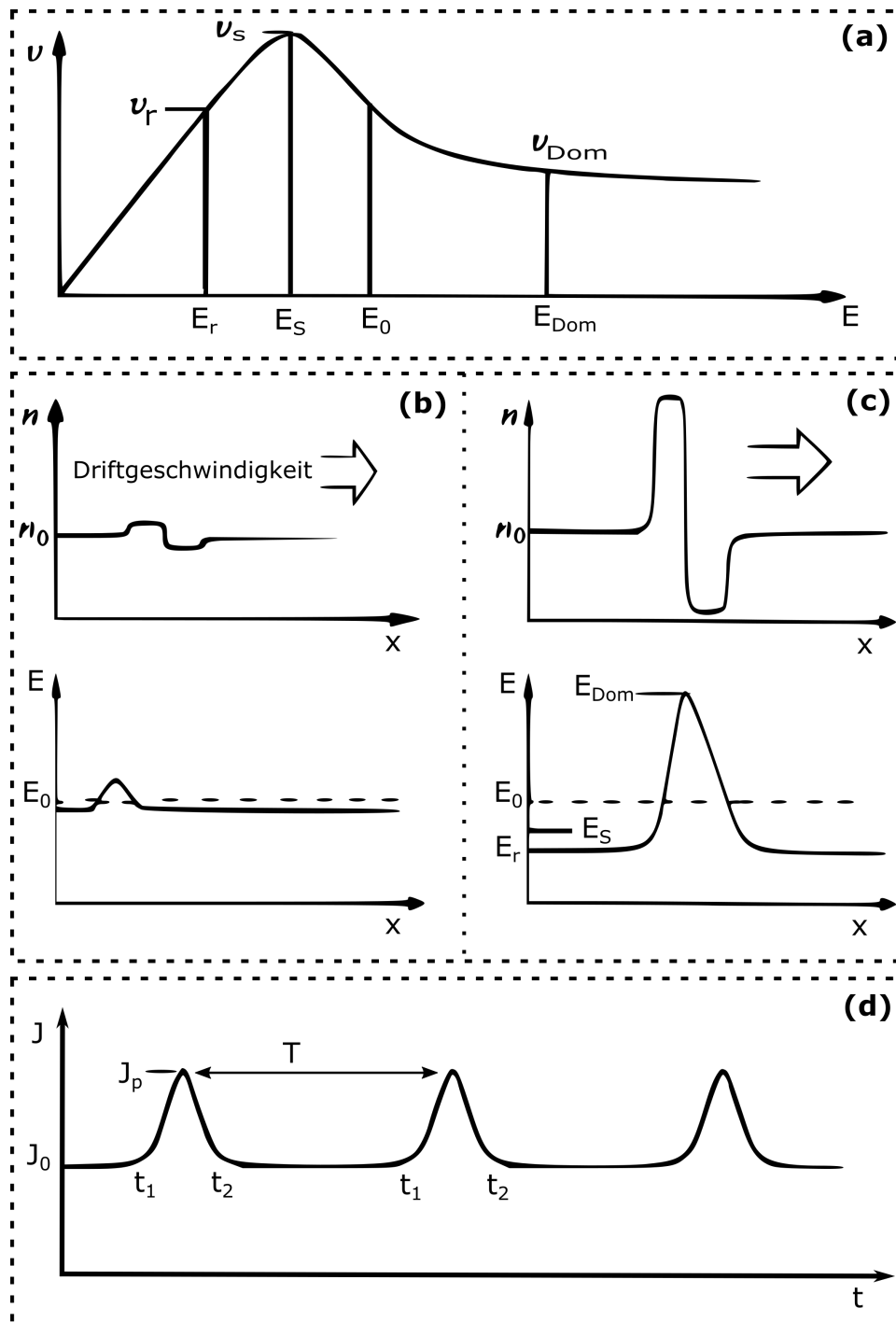


Abbildung 4.2: Demonstration der Domänenbildung. (a) $v - E$ -Verhältnis, wobei E_r und v_r das Feld bzw. die Trägergeschwindigkeit außerhalb der Domäne ist, (b) ein kleiner Dipol wächst zu (c) einer reifen Domäne. Zwischen t_1 und t_2 wird die reife Domäne an der Anode vernichtet und eine weitere Domäne wird in der Nähe der Kathode gebildet (Adaptiert von [SN06]).

Gleichung (4.10) kann durch Trennung der Variablen gelöst werden und hat die Lösung einer räumlichen Reaktion, die den Abstand bestimmt, über den eine kleine unausgewogene Ladung zerfällt. Für die zeitliche Reaktion ergibt sich die Lösung, die die Zeitkonstante für den Zerfall der Raumladung zur Neutralität darstellt, wenn die differentielle Mobilität μ_d positiv ist. Weist der Halbleiter jedoch eine negative differentielle Mobilität auf, so wächst ein Ladungsungleichgewicht mit einer Zeitkonstante gleich an, anstatt zu zerfallen. Diese Eigenschaft ist bei den NDR-Bauelementen wie Gunn-Dioden zunutze. Unter der idealisierten Bedingung, der sogenannte "Idealer Gleichfeldmodus", dass sich keine interne Raumladung aufgebaut hat und das gesamte Bauelement ein gleichmäßiges elektrisches Feld aufweist, lässt sich das Strom-Spannungs-Verhältnis für eine TED durch Skalierung der Geschwindigkeits-Feld-Kennlinie ($v - E$) ermitteln.

Bei der einfachsten Spannungsform einer Rechteckwelle (Abb. 4.3) können der durchschnittliche Gleichstrom I_0 , die gelieferte Gleichstromleistung des Bauelements P_0 und die verfügbare HF-Leistung P_{HF} sowie der Wirkungsgrad der Umwandlung von Gleichstrom in Hochfrequenz η gegeben werden

$$I_0 = \frac{(1 + \alpha)I_T}{2} \quad (4.11)$$

$$P_0 = V_0 I_0 = \frac{\beta(1 + \alpha)V_T I_T}{2} \quad (4.12)$$

$$P_{HF} = \left(\frac{V_M - V_T}{2} \right) \left(\frac{I_T - I_V}{2} \right) \left(\frac{8}{\pi^2} \right) = \frac{(\beta - 1)(1 - \alpha)V_T I_T}{2} \left(\frac{8}{\pi^2} \right) \quad (4.13)$$

$$\eta = \frac{(\beta - 1)(1 - \alpha)}{(1 + \alpha)\beta} \left(\frac{8}{\pi^2} \right), \quad (4.14)$$

wobei $\alpha \equiv I_V / I_T$ und $\beta \equiv V_0 / V_T$ gemäß Abbildung 4.3 zu definieren sind. Der Wirkungsgrad sollte unabhängig von der Betriebsfrequenz sein, solange die Frequenz niedriger ist als der Kehrwert der Energierelaxationszeit. Der maximale theoretische Wirkungsgrad ergibt einen Idealwert von $\sim 50\%$. Experimentell wurden derart hohe Wirkungsgrade noch nie erreicht, und die Betriebsfrequenz ist im Allgemeinen mit der Laufzeitfrequenz $f = v_{Dom} / L$ verbunden. Die Gründe dafür sind zum einen ist die Vorspannung durch den Lawinendurchbruch begrenzt und zum anderen wird in der Regel eine Raumladungsschicht

gebildet, die zu einem ungleichmäßigen Feld führt. Darüber hinaus sind die idealen Strom- und Spannungswellenformen in einem Schwingkreis schwer zu erreichen.

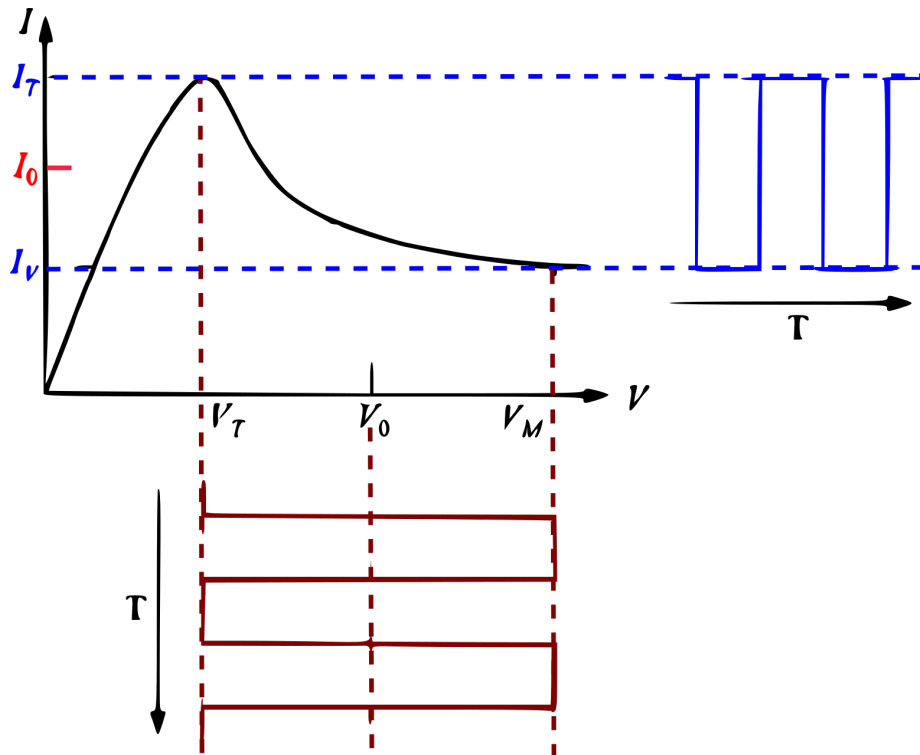


Abbildung 4.3: Idealisierte Rechteckwellenformen für den Gleichfeldmodus. V_0 und I_0 sind die Mittelpunkte der AC-Komponenten (Adaptiert von [SN06]).

Um den NDR-Bereich besser studieren zu können, wurden zum Elektronentransport Monte-Carlo-Studien durchgeführt [Alb+98; AP00; Bar+05] und zeigen, dass die Energie-Relaxationszeit in GaN viel kürzer ist als in herkömmlichen III-V-Halbleitern. Die Energierelaxationszeiten im Bereich von 0,4 - 1,5 ps für GaAs, 0,2 - 0,75 ps für InP [Sze97; EH98] und 0,1 - 0,3 ps für GaN [Wan+19] bestimmen diesen intervallartigen Übertragungsprozess, verursachen eine so genannte "tote Zone" im aktiven Bereich und setzen den Gunn-Bauelementen eine Grundfrequenzgrenze. Es hat sich jedoch gezeigt, dass der Betrieb in einem zweitharmonischen Modus den nutzbaren Frequenzbereich von Gunn-Dioden mit HF-Leistungspegeln von z. B. 7,5 mW bei 180 GHz für InP [Ryd90] sehr effektiv bis 290 GHz erweitern kann [EH98; EH94]. Somit bietet die Verwendung von GaN bei erhöhter elektrischer Festigkeit und reduzierten Elektronentransferzeitkonstanten die Möglichkeit, sowohl die Frequenz als auch die Leistungsfähigkeit von NDR-Diodenoszillatoren zu erhöhen und den von her-

kömmlichen III-V-Halbleiter-basierten Generatoren abgedeckten Bereich auf THz-Frequenzen zu erweitern. Basierend auf den Ergebnissen in [AP00] wurde die NDR-Relaxationsfrequenz von GaAs auf 100 GHz festgelegt, was eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit experimentellen und theoretischen Ergebnissen darstellt. Die NDR-Relaxationsfrequenz von GaN-basierten NDR-Bauelementen war 1 THz für den Fall von Intervall-Transfer-basierten NDR und sogar 4 THz für den Fall von Flexions-basierten NDR. Bei der Betriebsweise einer Gunn-Diode spielen jedoch mehrere Hauptfaktoren eine Rolle. Zum einen bestimmen die Dotierungskonzentration, die Dotierungsgleichmäßigkeit im Bauelement sowie die Länge des aktiven Bereichs die Performanz des Bauelements. Zum anderen beeinflussen die Kathodenkontakteigenschaft, die Betriebsspannung und die angeschlossene Schaltung die Funktionalität der Gunn-Diode.

4.1.2 Physikalische Eigenschaften des GaN-Materials

Die Kristalle der III-Nitrid-Halbleiter sind thermisch und chemisch betrachtet sehr stabil, was aus ihrer Bindungsart resultiert, nämlich eine Mischbindung, die aus einem dominanten kovalenten Anteil und einer ionischen Komponente besteht. Die sehr unterschiedlichen Elektronegativitäten der Gruppe-III- und der Gruppe-V-Elemente verleihen ihnen eine hohe Bindungsenergie [Rot05]. Unter den drei verschiedenen Formen der GaN-Kristallstruktur ist die hexagonale Wurtzit-Struktur die häufigste. Sie besitzt eine starke Polarität im Gegensatz zur Zinkblendestruktur (kubische Anordnung), deshalb wird sie bei Hochleistungs- und Hochfrequenzbauelementen vorzugsweise eingesetzt. Eine dritte Variante stellt die Natriumchlorid(NaCl)-Struktur dar, die bei der Zusammensetzung von GaN unter einem Druck von mehr als 47 GPa entsteht, welche aber in der Praxis unbedeutend ist [Mei01; Wol04]. GaN mit einer hexagonalen Wurtzit-Struktur weist eine hohe Durchbruchfeldstärke zwischen 2,0 MV/cm [Mei01] und 5,3 MV/cm [Neu06], große Bandlücke von 3,4 eV, eine relative statische Dielektrizitätskonstante von 8,9 - 9,5, eine Wärmeleitfähigkeit von 130 W/mK und hohe Sättigungsgeschwindigkeit von $2 - 3 \cdot 10^7$ cm/s auf. Diese Eigenschaften sind auf die des Stickstoffs zurückzuführen, dessen geringe atomare Größe zum einen zu sehr kurzen Bindungen und zum anderen zu einer Verschiebung des Ladungsträgerschwerpunkts der Bindungen führt. Daraus folgt die Annahme, dass sich die Elektronen näher beim Stickstoff aufhalten als bei seinem Bindungspartner [Mor99; Mei01; Neu06]. Außerdem haben GaN-Halbleiter besondere spezifische Eigenschaften im Vergleich zu GaAs und InP, die eine wichtige Rolle für den Gunn-Effekt spielen. In GaN ist die Energielücke ΔE zwischen dem oberen Leitungsband (Satellit) und dem unteren Leitungsband (Γ) von 1,4 eV, während sie in GaAs 0,31 eV und in InP 0,53 eV ist. Das

Schwellenfeld für die Übertragung zwischen den Tälern ist in GaN (150 kV/cm) viel größer als in GaAs (3,5 kV/cm) [Pau89; SN06; IL09]. Tabelle 4.1 vergleicht die wichtigsten Eigenschaften vom GaN-basierten Gunn-Dioden zu anderen Materialien wie GaAs and InP [SN06; IL09].

Tabelle 4.1: Vergleich der kommerziell erhältlichen GaAs- und InP-Gunn-Dioden mit den neuen GaN-Gunn-Dioden.

Eigenschaften	GaAs-Gunn-Diode	InP-Gunn-Diode	GaN-Gunn-Diode
Frequenz	100 GHz [Mar+16]; 121,5 GHz [Far+08]	121,68 [Mar+16]; 164 GHz [Kha+13]	300 GHz (simuliert) [AP00]; ≥ 1 THz (simuliert) [AP00]
Leistung	0,35 mW [Mar+16]; 40 mW [Far+08]	40 μW [Mar+16]; 0,1 mW [Kha+13]	30 mW (simuliert) [AP00]; 3 mW (simuliert) [AP00]
Betriebsfeldstärke	3,2 kV/cm [Seite 515; SN06]	6 kV/cm [Seite 173; Shu87]; 10,5 kV/cm [Seite 515; SN06]	150 kV/cm [AP00]
Energierelaxationszeit	0,4 - 1,5 ps [Sze97; EH98]	0,2 - 0,7 ps [Sze97; EH98]	0,1 - 0,3 ps [Wan+19]

4.1.3 RLC-Resonatoren und resonante Antennen

Durch die Verwendung eines entsprechenden RLC-Resonators oder einer Antenne kann die GaN-Gunn-Diode die Erzeugung von Millimeterwellen bis zu hohen THz-Frequenzen mit Leistungen im niedrigen mW-Bereich führen [AP00]. Dabei wird die elektrische Gleichspannung in ein Wechselstromsignal umgewandelt. Abbildung 4.4 zeigt ein vereinfachtes Schaltbild für einen Oszillator mit einem Resonator [Abb. 4.4 (a)] bzw. einer Antenne [Abb. 4.4 (b)], die hierbei in Serie zu der anzulegenden Vorspannung geschaltet sind und prinzipiell einen positiven Widerstand haben, dadurch nimmt die Hüllkurve der Vorspannung mit der Zeit ab und die Schwingung wird gedämpft. Wenn der negative Widerstand der Diode allerdings so eingestellt wird, dass er den Widerstand

des Oszillators aufhebt, schwingt die Schaltung ohne Dämpfung und strahlt somit eine kontinuierliche elektromagnetische Welle ab [Gleichung (4.15)]. Die Frequenzvervielfachung von Mikrowellen entspricht konzeptionell der harmonischen Erzeugung optischer Wellen in einem nichtlinearen Kristall [Lee09; Ng09]. Ein NDR-Bauteil hat die Hüllkurve für die Oszillationsamplitude von

$$V(t) \sim \exp\left(-\frac{1}{2R_{gesamt}C}t\right), \quad (4.15)$$

wobei t der Zeit, die zum Laden und Entladen der Kapazität benötigt wird, R_{gesamt} dem Gesamtwiderstand und C der Kapazität entspricht. Für kleine Oszillationsamplituden ist R_{gesamt} kleiner null. Durch die Nichtlinearität bei höheren Oszillationsamplituden nimmt der NDR ab und R_{gesamt} wird null. Man bekommt eine stabile Oszillation.

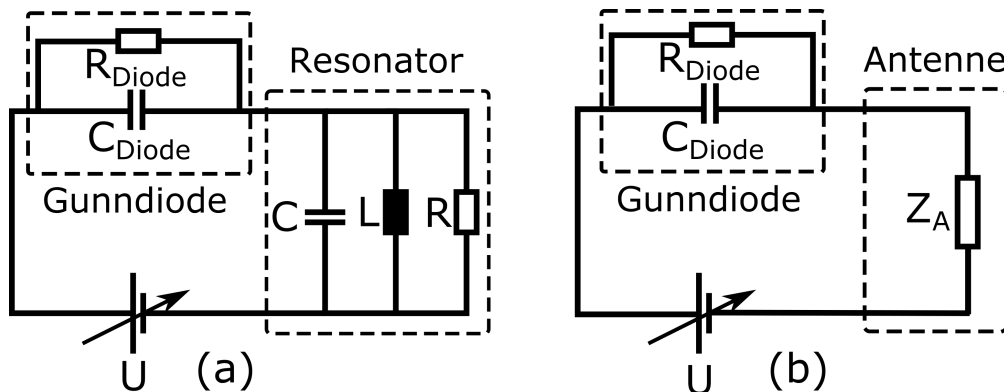


Abbildung 4.4: Vereinfachtes Ersatzschaltbild der Gunn-Diode mit einem Resonator (a) und einer Antenne (b).

Ein RLC-Resonator bis zu 200 GHz wurde in [EH98] und [AP00] vorgeschlagen, der für höhere Frequenzen erweitert werden kann. Der Betrieb in einem Oszillator mit einer derart hohen Frequenz ω_{THz} wird angenommen, dass die Kapazität (pro Flächeneinheit) C_D des verarmten Bereichs dominiert,

$$\omega_{THz}C_D \frac{V_T}{\left(\frac{I_{max}}{A_{eff}}\right)} \gg 1, \quad (4.16)$$

wobei I_{max} dem maximalen Strom der Diode und V_T der Schwellenspannung entspricht. Im Allgemeinen bestimmt der kleinste Lastwiderstand R , der der Diode zugeführt werden kann, die maximale Diodenfläche A_{eff} . In diesem Fall

begrenzt der HF-Schaltkreis die HF-Ausgangsleistung P_{HF} mit dem spezifischen Serienwiderstand $\rho_s = R_S A_{eff}$ [EH98]

$$P_{HF} = \frac{1}{8\omega_{THz}^2 C_D^2} \left(\frac{I_{max}}{A_{eff}} \right)^2 \frac{R}{\left(\frac{R+\rho_s}{A_{eff}} \right)^2}. \quad (4.17)$$

Um jedoch Schwingungen in der Vorspannungsschaltung zu vermeiden, muss eine kleinere Diodenfläche gewählt werden [EH98], was eine Minimierung der parasitären Shunt-Kapazität ermöglicht, die für den Betrieb bei Submillimeter-Wellenfrequenzen erforderlich ist. Um den Aufbau zu vereinfachen, können resonante Antennen zur Herstellung der Gunn-Quelle anstatt des Resonators verwendet werden, auch wenn sie theoretisch aufgrund des Q-Faktors der Antenne nicht effizienter als RLC-Resonanzen sein können, sind sie aber geeigneter für die Integration mit der Gunn-Diode in derart hohen Frequenzen. Daher können die Resonanzantennen aufgrund der Impedanzanpassung mit dem Bauelement nur für den Betrieb in einem schmalen Band konzipiert werden. Aufgrund der Franseneffekte sieht die Patch-Antenne elektrisch größer aus als ihre physikalischen Abmessungen. Eine sehr beliebte und praktische Näherungsbeziehung für die normierte Längenausdehnung ist [Bal16]

$$\frac{\Delta L}{h} = 0,412 \frac{(\varepsilon_{eff} + 0,3) \left(\frac{w}{h} + 0,264 \right)}{(\varepsilon_{eff} - 0,2258) \left(\frac{w}{h} + 0,264 \right)}. \quad (4.18)$$

Da die Länge der Patch-Antenne auf jeder Seite um ΔL verlängert wurde, ist die effektive Länge der Patch-Antenne nun $L_{eff} = L + 2\Delta L$ mit $L = \lambda/2$. Für einen effizienten Strahler ist eine effektive Breite w_{eff}

$$w_{eff} = \frac{c_0}{2f_r} \sqrt{\frac{2}{\varepsilon_r + 1}}, \quad (4.19)$$

wobei f_r die Resonanzfrequenz ist. Es wurden hierfür zwei resonante Patch-Antennen im Frequenzbereich von 0,1 THz bis 1,5 THz simuliert (Abb. 4.5). Der Unterschied zwischen den beiden Antennen (M) und (S) liegt in der Platzierung der Gunn-Diode. Bei der Antenne (M) liegt die Diode in der Mitte und bei der Antenne (S) am Rand, wo die Seitenkontaktierung stattfindet. Die Antenne (M) zeigt zwei starke Resonanzen. Eine Resonanz liegt bei etwa 0,4 THz mit -40 dB und die andere liegt bei etwa 1,1 THz mit -60 dB. Die Antenne (S) zeigt dagegen eine Resonanz bei 0,6 THz, allerdings mit einer guten Performanz in

dem Bereich von 0,3 THz bis 0,8 THz mit einer Eingangsreflexion von unter -40 dB. Diese Patch-Antennen können dann durch die Implantation der Gunn-Dioden direkt mit der Gunn-Diode auf einem leitenden Substrat integriert werden.

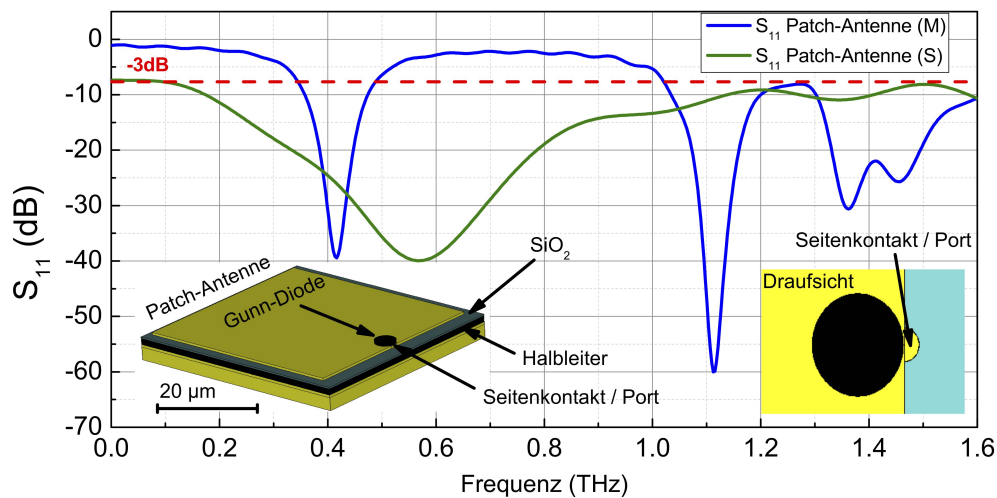


Abbildung 4.5: S_{11} -Parameter der Patch-Antenne mit der Diode in der Mitte (blau) und am Rand (grün). Der Inset zeigt die 3D Ansicht (links) und Draufsicht (rechts) der resonanten Antenne mit der Diode am Rand.

4.2 Herstellung der vertikalen THz-Gunn-Dioden

Die Innovation dieser Gunn-Diode liegt darin, dass GaN-Gunn-Dioden auf einkristallinen GaN-Substraten hergestellt werden. Diese Substrate aus dem gleichen Material (Eigensubstrate) bieten den Vorteil, die aktive GaN-Schicht ohne störende Zwischen- und Anpassschichten epitaktisch wachsen zu können. Epitaktische GaN-Schichten auf GaN-Eigensubstraten haben eine bessere Schichtqualität (sehr geringe Gitterfehler in den Einkristallen), die erforderlich ist, um den Gunn-Effekt mit hohem Wirkungsgrad zur Erzeugung von Mikrowellen- und THz-Strahlung nutzen zu können. Da das GaN-Substrat hochdotiert ist, kann ein Rückseitenkontakt hergestellt werden. Dies ermöglicht eine klare räumliche Trennung von Anode und Kathode unter Beibehaltung niedriger Serien- und Kontaktwiderstände. Damit wird das Erreichen eines negativen differentiellen Widerstands, der Voraussetzung für den Gunn-Effekt ist, erleichtert. Das klassische Design dagegen ist die Gunn-Diode auf Saphir-

Fremdsubstrat mit beiden Elektroden auf der gleichen Seite des Wafers. Mit dem neuartigen Aufbau werden auch unerwünschte Elektromigrationseffekte minimiert und eine bessere Material- und Bauelementstabilität erreicht. In dieser Arbeit wurden drei verschiedene Gunn-Dioden mit verschiedenen Durchmessern hergestellt und charakterisiert: Standard-Gunn-Diode, Gunn-Diode mit Feldplattentechnologie und Gunn-Diode mit Seitenkontakttechnologie.

4.2.1 Untersuchung verschiedener Substrate

Die Gunn-Dioden wurden während dieser Arbeit zuerst auf verschiedenen Substraten hergestellt. Alle Wafer wurden in Kooperation mit dem physikalischen Institut der Universität Magdeburg unter Leitung von Professor Armin Dadgar entworfen und hergestellt. Neben GaN wurden halb-isolierende Si- bzw. SiC-Substrate untersucht. Diese Substrate waren von Anfang an nur als Vergleich gedacht, da sie die Vorteile der GaN-Substrate nicht besitzen. Allerdings kann die Antennenintegration leichter durchgeführt werden, die später als Resonatoren dienen sollen. Grund dafür ist, dass die Si- bzw. SiC-Substrate im Gegenteil zum GaN-Substrat isolierend sind. Si- bzw. SiC-Substrate und deren aktive Schicht zeigten allerdings Risse bzw. Wachstumsdefekte während der Herstellung der Dioden-Mesa, so dass sie nicht mehr prozessiert wurden (Abb. 4.6). Aus den genannten Gründen wurden alle hier vorgestellten Gunn-Dioden auf dem GaN-Substrat hergestellt.

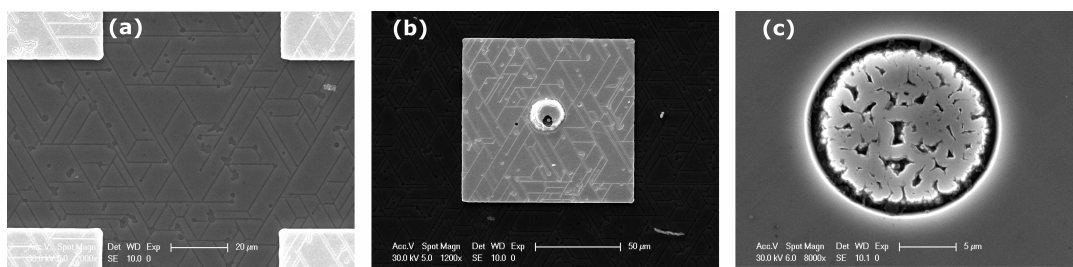


Abbildung 4.6: REM-Aufnahmen von GaN auf einem Si-Substrat (a), Mesa mit Loch (b) und von einer Mesa mit Rissen (Wachstumsdefekte) auf der aktiven Schicht mit SiC-Substrat (c). Eine Passivierungsschicht umrahmt die Diode.

4.2.2 Herstellung der vertikalen Standard-Gunn-Diode

Verschiedene Durchmesser (11 µm, 13 µm, 15 µm, 17 µm, 19 µm, 21 µm) der Dioden wurden designt und hergestellt, um die Zuverlässigkeit der Dioden zu untersuchen. Diese vertikalen Standard-Gunn-Diode dient als Basis für die neu hergestellten Dioden.

HERSTELLUNG DER VERTIKALEN THZ-GUNN-DIODEN

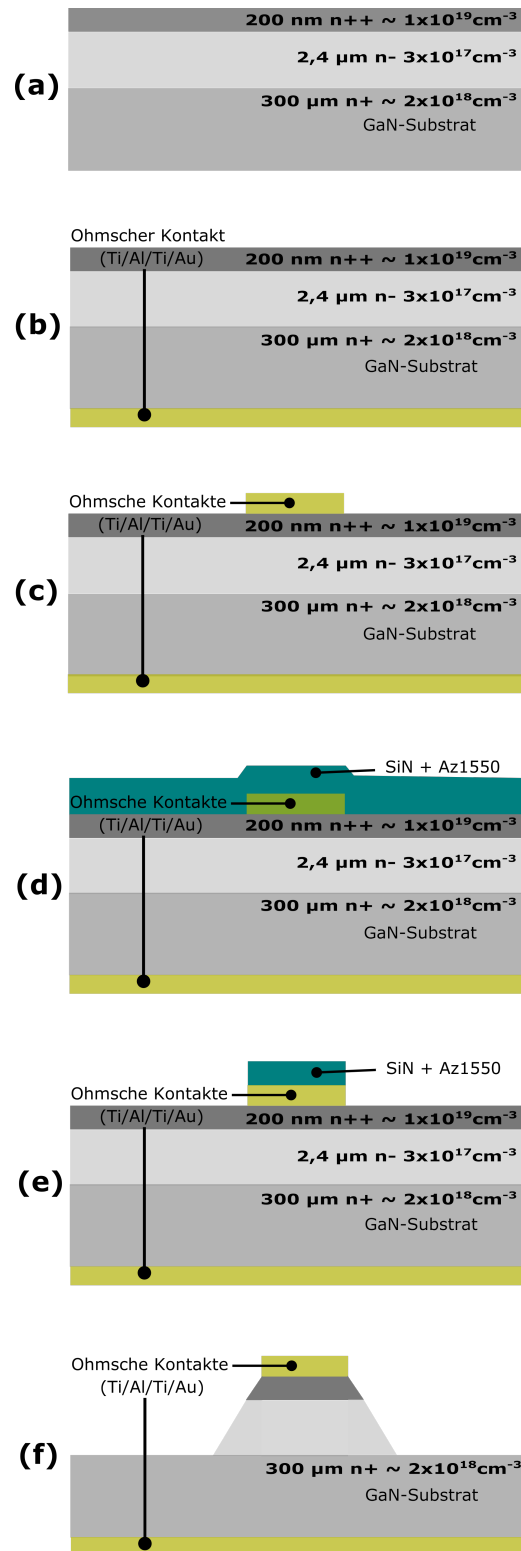


Abbildung 4.7: Herstellungsschritte der vertikalen Standard-Gunn-Diode mit unterschiedlichen GaN-Schichten (Ansicht in Querschnitt).

Abbildung 4.7 zeigt den Querschnitt einer Standard-Gunn-Diode mit verschiedenen Schichten [Abb. 4.7 (a)]. Zur Herstellung der vertikalen Standard-Gunn-Diode wurde zuerst ein unterer ohmscher Kontakt (Anode) [Abb. 4.7 (b)] auf der Rückseite des monokristallinen GaN-Substrats und ein oberer ohmscher Kontakt (Kathode) [Abb. 4.7 (c)] auf der aktiven GaN-Schicht aufgedampft. Anschließend wurde ein Lift-off-Prozess durchgeführt, um die gewünschten Kontakte zu bilden. Die aufgedampften Kontakte bestehend aus den Materialien Ti/Al/Ti/Au mit den Dicken 20nm/180nm/20nm/100nm wurden dann bei 850 °C getempert. Auf der oberen Seite der Diode wurde eine Passivierungsschicht Si_xN_y mit einer Dicke von 1 μm abgeschieden, die zusammen mit Photolack mit einer Dicke von 1,6 μm als Maske für die Herstellung der Mesa diode [Abb. 4.7 (d)]. Danach wurde durch Standard-Lithographie-Schritte die Mesa-Struktur vordefiniert. Die Passivierungsschicht um die Mesa wurde dann mit Schwefelhexafluorid (SF_6)-Plasma (Oxford-System, 175 W, 16,66 Pa) mit einer Ätzrate von 200 nm/min weggeätzt [Abb. 4.7 (e)]. Danach wurde die GaN-Mesa mit Argonplasma (Oxford-System, 300 W, 6,66 Pa) mit einer Ätzrate von 24 nm/min für eine Dicke von 2,6 μm geätzt [Abb. 4.7 (f)]. Im letzten Schritt wurden die Dioden in einem Ultraschallbad gesetzt, um die auf der Kathode übriggebliebene Passivierungsschicht zu beseitigen. In Abbildung 4.8 sind die Fotos von den Hauptprozessschritten der Gunn-Dioden mit aufgedampften ohmschen Kontakt (a), Strukturierung der Mesa (b) und schließlich das Ätzen der Mesa (c) zu sehen. Die REM-Aufnahme in Abbildung 4.9 zeigt die hergestellten Standard-Dioden mit 21 μm Durchmesser. Diese Dioden zeigen noch eine Passivierungsschicht und Photolack auf der Mesa. Diese Schichten wurden vor der Charakterisierung mit Aceton und SF_6 -Plasma entfernt.



Abbildung 4.8: Fotos nach den Hauptprozessschritten der Gunn-Dioden. Der Diodendurchmesser beträgt etwa 21 μm . a) Ohmsche Kontakte, b) Strukturierung der Mesa und c) Ätzen der Mesa.

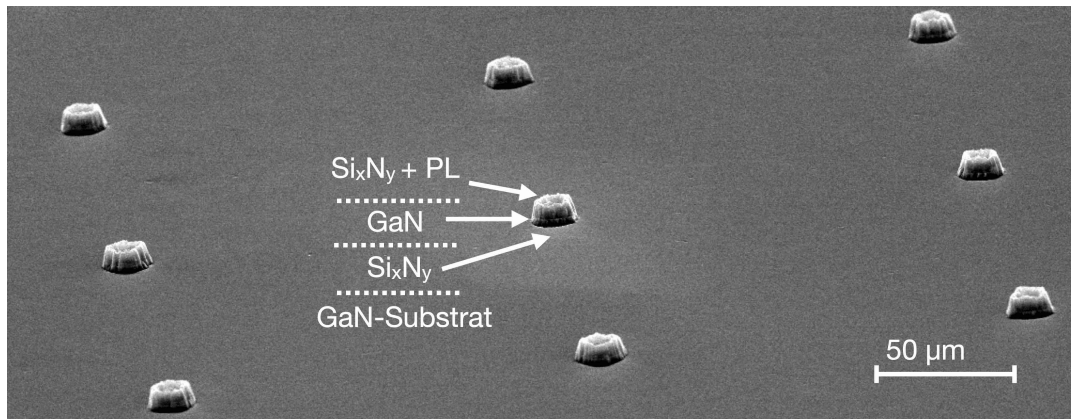


Abbildung 4.9: REM-Aufnahme der hergestellten Standard-Gunn-Dioden in einer Array-Anordnung. Der Diodendurchmesser beträgt etwa $21\ \mu\text{m}$.

4.2.3 Herstellung der vertikalen Gunn-Diode mit Feldplattentechnologie

ZUR Verbesserung der oben beschriebenen Standard-Gunn-Diode gemäß der NDR-Stabilität und der Wärmeleitung wurde die Feldplattentechnologie verwendet. Dabei wurde die oben vorgestellten Standard-Diode mit einer dicken Goldschicht, einer sogenannten Feldplatte, hergestellt. Zur Herstellung der Dioden mit Feldplattentechnologie wurde ein unterer und ein oberer ohmscher Kontakt (Ti/Al/Ti/Au) wie bei der Standard-Diode aufgedampft und getempert. Auch die GaN-Mesa wurde mit Argonplasma wie bei der Standard-Diode geätzt. Dann wurde eine Passivierungsschicht Si_xN_y mit einer Dicke von $1\ \mu\text{m}$ abgeschieden, um Kurzschlüsse zu vermeiden [Abb. 4.10 (a)]. Nach der Öffnung des oberen ohmschen Kontakts wurde die Feldplatte mit den Metallen Ti/Au mit einer Dicke von $20\ \text{nm}/200\ \text{nm}$ aufgedampft, die die Diode von der oberen Seite (Kathode) kontaktiert [Abb. 4.10 (b)]. Damit können die NDR-Stabilität und die Wärmeleitung durch die große Feldplatte an dem oberen Kontakt verbessert (Abb. 4.17), sowie das Problem der Überhitzung teilweise gelöst werden. Darüber hinaus kann die Feldplatte an sich für hohe Frequenzen im THz-Bereich designet werden und dann als THz-Antenne figurieren (siehe Abb. 4.5). Somit wird die THz-Performanz nicht eingeschränkt. Allerdings muss eine dickere Passivierungsschicht von einigen μm unter der Patch-Antenne abgeschieden werden, damit die Patch-Antenne die beiden Kontakte nicht kurzschließt.

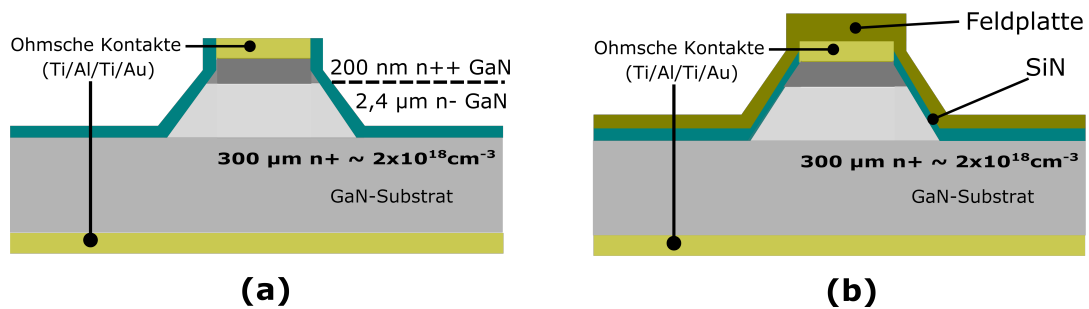


Abbildung 4.10: Querschnitt der Standard-Gunn-Diode mit Feldplattentechnologie. Die Feldplatte ist so aufgedampft, dass sie die Diode von oben kontaktiert.

4.2.4 Herstellung der vertikalen Gunn-Diode mit Seitenkontakttechnologie

DIE Schritte zur Herstellung der vertikalen Gunn-Diode mit Seitenkontakttechnologie ähneln zum großen Teil den Schritten bei der Herstellung der Gunn-Diode mit Feldplattentechnologie. Der Unterschied liegt darin, dass der obere Kontakt durch einen Seitenkontakt ersetzt und deshalb nur ein unterer ohmscher Kontakt aufgedampft und getempert wurde. Die GaN-Mesa wurde wie bei den oben vorgestellten Gunn-Dioden geätzt. Nach einer zusätzlichen Si_xN_y -Passivierung (800 nm) wurden die Seitenkontakte unter Verwendung von SF_6 -Plasma geöffnet [Abb. 4.11 (a)]. Schließlich wurde der Seitenkontakt mit Ti/Au mit einer Dicke von 20 nm/120 nm aufgedampft, der die Mesa von der Seite kontaktiert [Abb. 4.11 (b)]. Anders als bei der Standard-Gunn-Diode (Abb. 4.7) und der Gunn-Diode mit Feldplattentechnologie (Abb. 4.10) wurde die Mesa von der aktiven GaN-Schicht mit einer Dotierungskonzentration von $3 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$ kontaktiert. Zwischen dem Seitenkontakt und dem unteren Kontakt bildet sich der Diodenkanal mit der Domänenbildung.

Eine REM-Aufnahme einer einzelnen Diode vor der Seitenkontaktierung mit Mesa-Öffnung für den Seitenkontakt ist in Abbildung 4.12 veranschaulicht. Die Seitenkontakt-Öffnung ist mit rot gekennzeichnet. Der gesamte Bereich um die Diode ist mit Si_xN_y passiviert, um Kurzschlüsse mit dem Substrat zu vermeiden. In Abbildung 4.13 ist eine REM-Aufnahme der hergestellten Gunn-Dioden in einer Array-Konfiguration mit Seitenkontakten dargestellt. Die Gunn-Diode selbst befindet sich in der Mitte der Goldfeldplatte. Der Seitenkontakt ist die Ringfläche, die die Diode von der Seite kontaktiert. Die effektive Diodenfläche (A_{eff}) der Ringdiode (Nebenbild in Abb. 4.13) kann mit Gleichung (4.20)

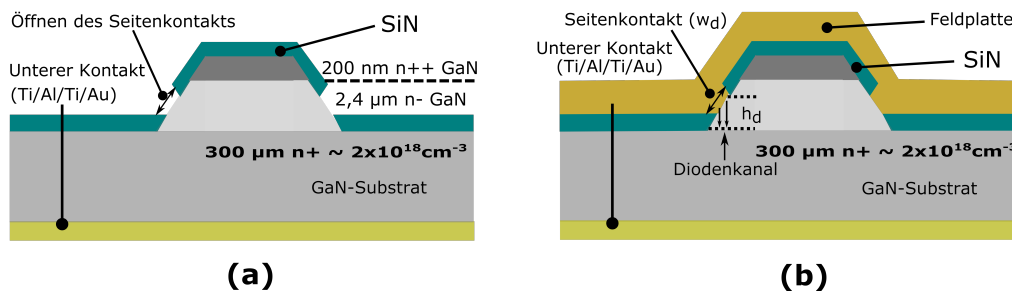


Abbildung 4.11: Herstellungsprozess einer Gunn-Diode mit Seitenkontakt. Eine zusätzliche Si_xN_y -Passivierung wurde abgeschieden und für den Seitenkontakt unter Verwendung von SF_6 -Trockenätzen geöffnet. Die Feldplatte wurde so aufgedampft, dass sie die Diode von der Seite kontaktiert.

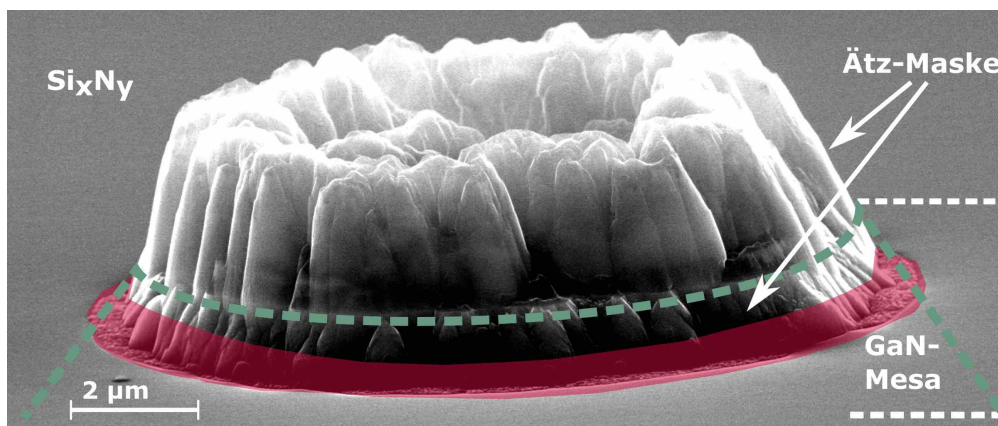


Abbildung 4.12: REM-Aufnahme einer einzelnen Diode vor der Seitenkontaktierung. Die Seitenkontakt-Öffnung ist mit rot gekennzeichnet. Grün-gestrichelte Linie veranschaulicht den Mesa-Bereich. Si_xN_y -Passivierung und der Photolack wurden als Ätz-Maske verwendet. Der gesamte Bereich um die Diode wurde mit Si_xN_y passiviert, um Kurzschlüsse mit dem Substrat zu vermeiden.

berechnet werden

$$A_{eff} = \pi \cdot \frac{d_1^2 - d_2^2}{4} \cdot \frac{1}{\cos(\theta)}. \quad (4.20)$$

Dabei entspricht d_1 dem Durchmesser des Ringkontakts, d_2 dem Diodendurchmesser von $21 \mu\text{m}$ und θ die Flankensteilheit, da der Ring auf der Flanke ist. Die effektive Diodenfläche wurde auch mit der gemessenen IV-Kurve und der Sättigungsgeschwindigkeit mithilfe der Gleichung (4.27) berechnet.

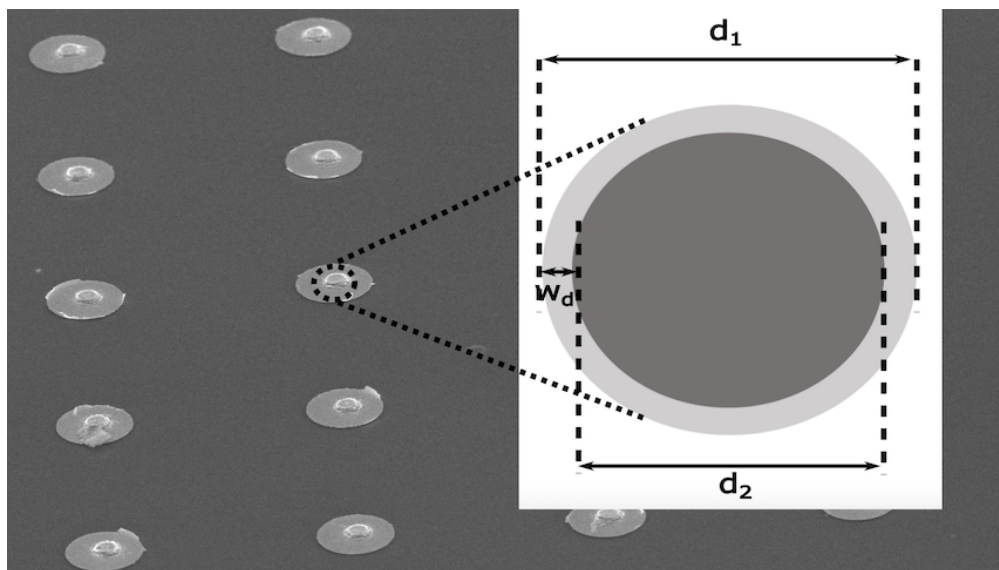


Abbildung 4.13: REM-Aufnahme der hergestellten Gunn-Dioden in einer Array-Konfiguration mit Seitenkontakt. Das Nebenbild zeigt eine Draufsicht der Gunn-Diode. Der effektive Seitenkanal ist die Ringfläche mit der Breite w_d .

4.3 Messaufbau und Charakterisierungen

FÜR die IV-Charakteristik der GaN-Gunn-Dioden wurde ein spezielles System (Abb. 4.14) verwendet, um die einfallenden und reflektierten Spannungspulse der Gunn-Diode zu messen und die IV-Kurve mit einem LabVIEW-Programm zu berechnen. Die Wellenimpedanz Z_0 betrug 50Ω . Die Dioden sind für die einfachen IV-Messungen auf Grund der zur Zeit hohen generierten Temperatur noch nicht optimiert. Bei Durchführung von IV-Messungen waren die Dioden zerstörungsanfälliger als im Pulsbetrieb. Dies bedeutet nicht, dass die Dioden nur für den Pulsbetrieb gedacht sind. Eine DC-Versorgung (TET-ARGOS; bis

zu 1000 V) lädt die Leitungskapazität [äußerer Leiter des Koaxialkabels (1)] mit einem Ladewiderstand R auf. Die Länge des Koaxialkabels definiert die Pulsbreite. Ein handelsüblicher Pulsgenerator G (HP 8114A) löst den Leistungsschalter (Switch) basierend auf einem MESFET aus. Beide Enden der inneren Leitung des Koaxialkabels (2) erzeugen die einfallende Welle bei geschlossenem Schalter. Ein Leitungsende des Koaxialkabels wird verwendet, um die einfallende Welle direkt mit einem Oszilloskop (Textronix TDS 794D) zu messen, und das zweite Leitungsende wird mit der Gunn-Diode verbunden.

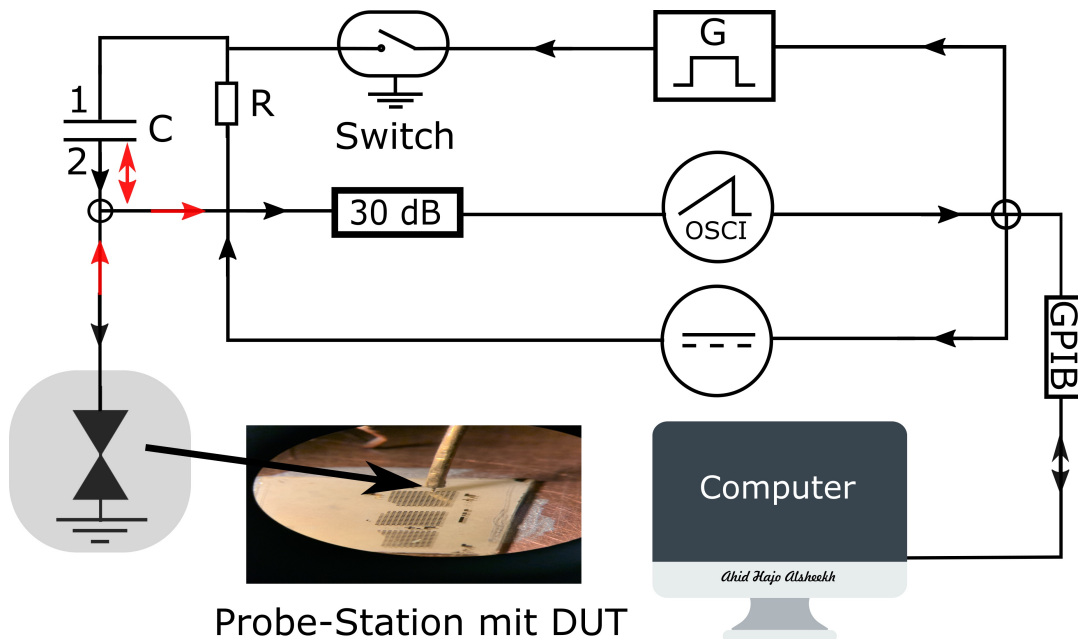


Abbildung 4.14: Schema des IV-Messaufbaus zur Charakterisierung der GaN-Gunn-Dioden. Der Aufbau enthält mehrere Geräte, die von einem Computer gesteuert werden: einen Pulsgenerator (HP 8114A), ein Oszilloskop (Textronix TDS 794D) und eine DC-Versorgung (TET-ARGOS). Das Nebenbild auf der Unterseite zeigt ein Foto der GaN-Sonde unter dem Mikroskop. Die Länge des Koaxialkabels definiert die Pulsbreite (hier 70 ns).

Darüber hinaus wurde zur Kalibrierung des Systems die Gunn-Diode durch einen Widerstand von 100Ω ersetzt. Das System charakterisiert den Widerstand mit einer typischen Toleranz von etwa $\pm 2\%$ (Abb. 4.15). Dies zeigt, dass das System für die Messungen der Gunn-Dioden geeignet ist. Das System kann, abhängig von der Länge des Koaxialkabels, eine Pulsbreite von bis zu 200 ns, eine Ausgangsspannung von bis zu 1000 V und einen Ausgangsstrom von bis zu 6 A bereitstellen. Ein Dämpfungsglied (Abschwächer) von 30 dB ist erforderlich, um das Oszilloskop vor den hohen Spitzenspannungen zu schützen, während

der kurze Puls erforderlich ist, um die Temperatureffekte zu minimieren und quasi-stationäre Messungen der Diode zu ermöglichen.

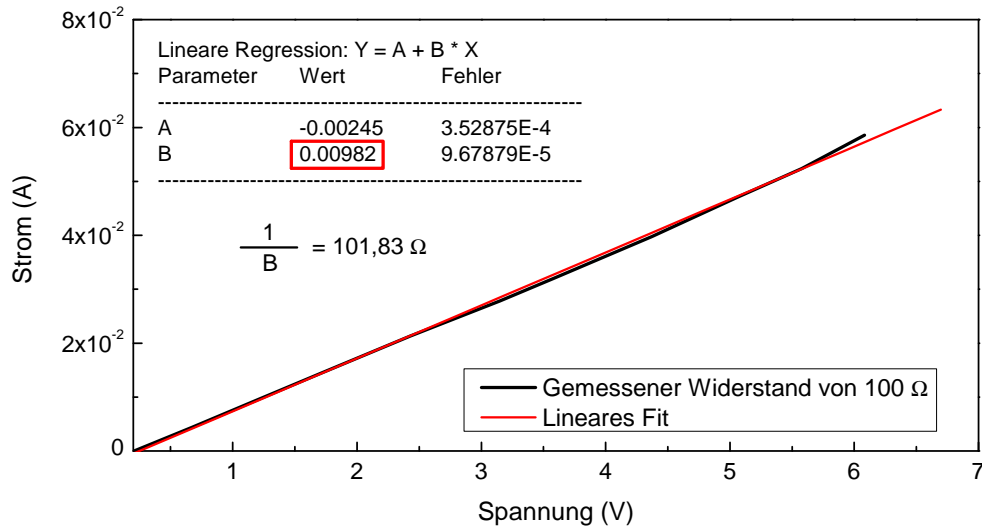


Abbildung 4.15: Kalibrierung des Messsystems mit einem bekannten Widerstand von 100 Ω .

Die von der Gunn-Diode reflektierte Welle wurde mit einer Verzögerung durch das Koaxialkabel gemessen. Die IV-Kurve wurde berechnet mit

$$\Gamma = \frac{V_{Ref}}{V_{Ein}}, \quad (4.21)$$

$$R_D = Z_0 \cdot \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma}, \quad (4.22)$$

$$V_D = V_{Ein} + V_{Ref}, \quad (4.23)$$

$$I_D = \frac{V_D}{R_D}. \quad (4.24)$$

Dabei ist V_{Ref} die von der Diode reflektierte Spannung, V_{Ein} die an die Diode einfallende Spannung, Γ der Reflexionskoeffizient, R_D der Diodenwiderstand, V_D die Diodenspannung und I_D der Diodenstrom. Eine Spannungs-Oszillation

(Englisch: bias oscillation) wurde in dem reflektierten Puls oberhalb des Schwellenfeldes von 150 kV/cm gemessen [Abb. 4.19 (b)]. Die parasitären Widerstände im System dämpfen die Schwingung. Ab einem Schwellenfeld von 150 kV/cm werden Oszillationen sichtbar, was auf eine Verringerung des differentiellen Bauteilwiderstandes hindeutet und somit ein Hinweis für den Gunn-Effekt sein kann. Um die Diode besser vor hohen Spitzenspannungen beim Gunn-Effekt zu schützen und wiederholbare Messungen zu erzielen, wurde ein Widerstand von 50 Ω in Reihe zur Diode verwendet. Nach der Durchführung der IV-Messungen wurde der Serienwiderstand von 50 Ω aus den Messergebnissen mit Gleichung (4.25) herauskalkuliert

$$V_D = V_B - (I_D \cdot 50 \Omega), \quad (4.25)$$

wobei V_B die mit Serienwiderstand gemessene Diodenspannung ist. Außerdem wurden Messungen direkt auf dem Substrat, neben der Gunn-Diode durchgeführt, um sicher zu stellen, dass keine Leckströme bzw. Kurzschlüsse zwischen der Diode und dem Substrat stattfinden. Die Leckströme betragen im Durchschnitt $\leq 1 \mu\text{A}$.

4.3.1 Charakterisierungen der Standard-Gunn-Diode

DIE Dioden mit den verschiedenen Durchmessern (11 μm , 13 μm , 15 μm , 17 μm , 19 μm , 21 μm) wurden charakterisiert, um die Zuverlässigkeit der Dioden, in Hinsicht des Stromflusses durch die Dioden und des wiederholten Stromabfalls im NDR-Bereich (Gunn-Effekt-Bereich), zu untersuchen. Es wurde festgestellt, dass die Dioden mit einem Durchmesser von 21 μm ideal für die Messungen sind (Abb. 4.16). Die kleineren Dioden hingegen hatten einen schlechten physikalischen Kontakt. Der Stromfluss von über 1 A durch die Diode war zu hoch für diese kleinen Durchmesser. Bei höheren Strömen durch die kleinen Dioden wurde der Kontakt instabil. Dioden mit einem Durchmesser von $> 19 \mu\text{m}$ zeigten ähnlich gute Charakteristiken, allerdings war der Stromfluss bei den 21 μm -Dioden stabiler. Die Messungen zeigen einen hohen Durchflussstrom von etwa 1,5 A bei einer moderaten Spannung von 32 V. Die Dioden 1 und 2 mit demselben Durchmesser von 21 μm wurden auf demselben Wafer hergestellt und erzielten fast die gleichen IV-Charakteristiken (schwarze bzw. rote Kurven). Diese Ergebnisse sind vielversprechend, allerdings konnte der Betriebspunkt für den Gunn-Effekt nicht bzw. kaum erreicht werden, da die Diodenkontakte bei den benötigten Spannungen von über 35 V vor Erreichen des NDR-Bereichs zerstört wurden.

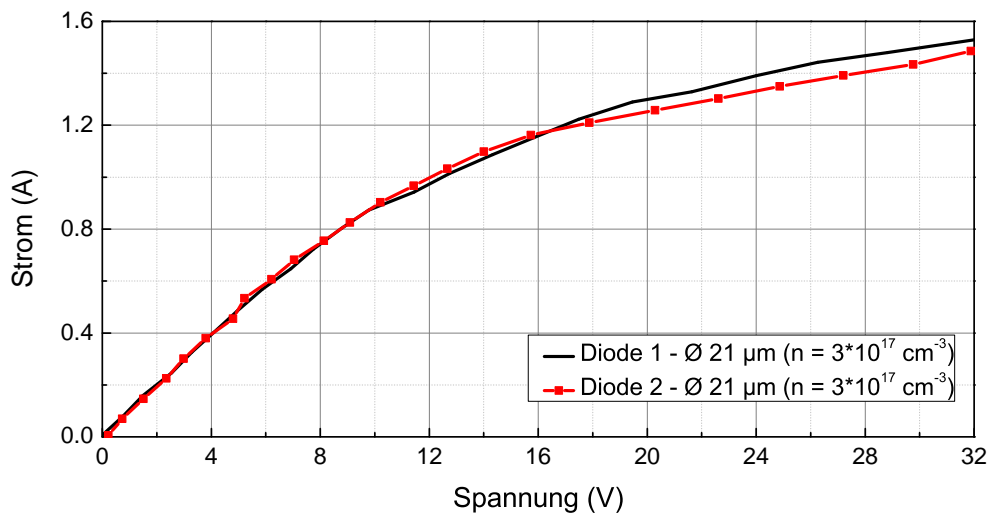


Abbildung 4.16: IV-Messungen der Standard-Gunn-Dioden auf der Basis von GaN-Material mit einem Durchmesser von $21 \mu\text{m}$: Beide Dioden 1 und 2 haben eine Dotierung von $3 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$ und zeigen einen stabileren Betrieb bei höheren Strömen.

4.3.2 Charakterisierungen der Gunn-Diode mit Feldplattentechnologie

DIE Gunn-Dioden mit Feldplattentechnologie wurden erfolgreich charakterisiert. Mit diesem Ansatz haben die Dioden auch mit kleinen Kontaktflächen durch die dicke Goldschicht (Abb. 4.10) eine verbesserte Wärmeabfuhr. Der Strom war bei einer relativ kleinen Spannung von 22 V über 2 A hoch. Wie in Abbildung 4.17 zu sehen, ist der NDR-Bereich dennoch klein, da der Stromabfall zwischen 22 V und 32 V fast konstant ist. Allerdings konnte der NDR nicht immer erreicht werden. Die Gunn-Dioden mit Feldplattentechnologie zeigten oft gleiche Charakteristiken wie bei den Standard-Dioden. Es sind immer noch Serienwiderstände im System, die in Summe keinen NDR-Bereich erlauben. Die Untersuchungen mit Hilfe von REM-Aufnahmen zeigten, dass die meisten Dioden mit einem NDR-Bereich seitlich kontaktiert waren, aufgrund einer nicht behafteten Passivierungsschicht an den Seiten der Mesa, welche kleine Öffnungen aufwies. Aus diesem Grund wurden weitere Dioden mit dedizierten Seitenkontakten prozessiert und charakterisiert.

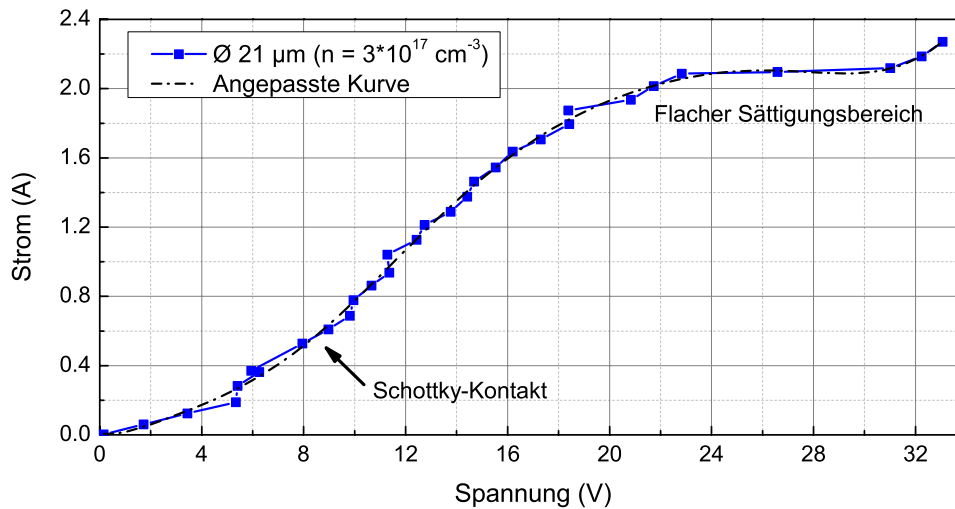


Abbildung 4.17: IV-Messung der GaN-Gunn-Diode mit Feldplattentechnologie. In dem flachen Sättigungsbereich soll ein NDR zwischen 22 V und 32 V erscheinen, allerdings sind immer noch Serienwiderstände im System, die in Summe keinen NDR-Bereich erlauben. Zur besseren Verdeutlichung des NDR-Bereichs wurde eine Anpassung der Kurve eingeführt.

4.3.3 Charakterisierungen der Gunn-Diode mit Seitenkontakttechnologie

Die Charakterisierungen der Gunn-Dioden mit Seitenkontakttechnologie wurden wie bei den Standard-Dioden bzw. den Gunn-Dioden mit Feldplattentechnologie durchgeführt. Abbildung 4.18 zeigt den gemessenen, linearen sowie den NDR-Bereich mit einem hohen Durchflussstrom von 0,65 A bei einer relativ kleinen Schwellenspannung $V_{NDR,T}$ ab 10 V. Die hohe Dotierung und die effektiv kleine Dicke der aktiven Schicht bei einer Seitenkontaktierung führt zu hohen Strömen durch die aktive Schicht der Gunn-Diode. Der Stromabfall betrug bis zu 100 mA. Die gepulste Messung des Bauelements mit einer Pulsbreite von 70 ns führt zu einer niedrigeren Bauelement-Temperatur bei hohen Diodenströmen während des Betriebs. Abbildung 4.19 zeigt die gemessene elektrische Pulsantwort. Die Kurve zeigt die Spannungssoszillation (Fluktuationen) aufgrund des Gunn-Effekts, die in der vergrößerten Abbildung 4.19 besser zu sehen ist. Der linke Puls entspricht dem Eingangssignal, während der rechte das von der GaN-Gunn-Diode reflektierte Signal veranschaulicht.

Dieser neue Ansatz ermöglicht die Herstellung von Dioden mit kleinerer Seitenkontaktbreite w_d und geringerer Höhe h_d mit reproduzierbarer NDR-Eigenschaft

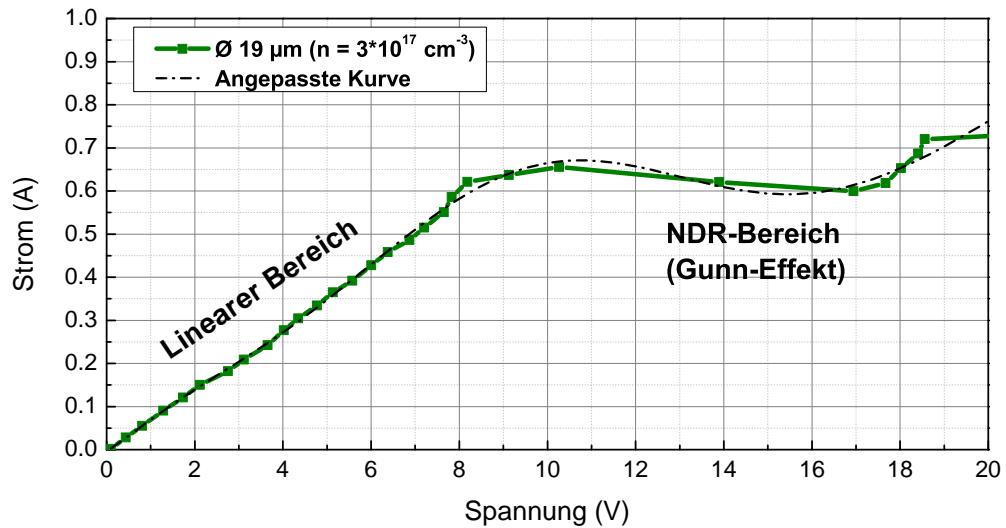


Abbildung 4.18: IV-Messung der GaN-Gunn-Diode mit Seitenkontakttechnologie. Der NDR- und der lineare ohmsche Bereich sind gekennzeichnet. Die Anpassung der Kurve wurde eingesetzt, um den NDR-Bereich besser zu veranschaulichen.

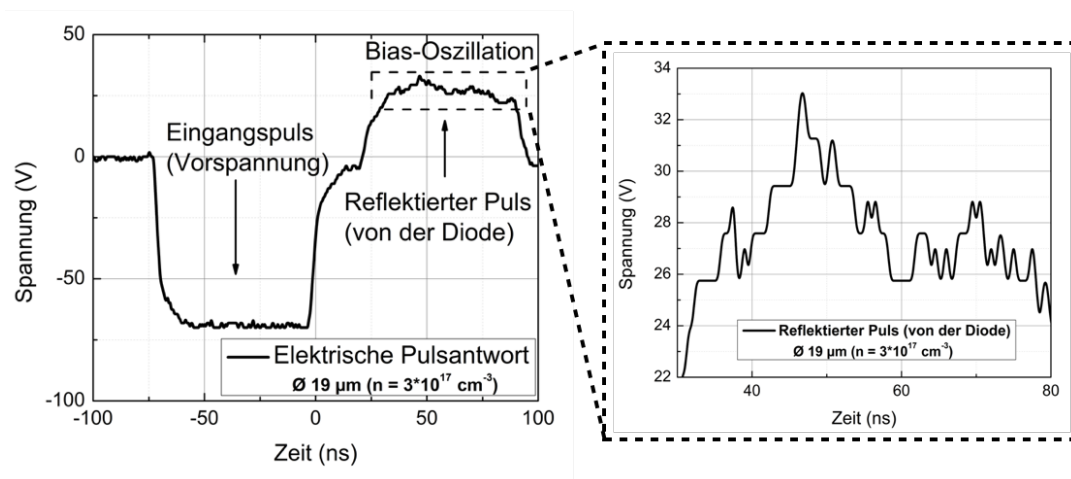


Abbildung 4.19: Gemessene elektrische Pulsantwort. Links: ein einfallender Spannungspuls und ein reflektierter Puls von der Gunn-Diode sowie die Spannungsoszillation aufgrund des Gunn-Effekts. Rechts: ein vergrößerter Bereich der Spannungsoszillation.

(Abb. 4.20). Der Strom I_{max} hängt von der effektiven Breite und die Frequenz von der Höhe der Diode ab. Anstelle von $2,4\ \mu\text{m}$ dicken Standard-Dioden und Dioden mit Feldplattentechnologie (Abb. 4.7 und Abb. 4.10) wurde eine effektive Diodenhöhe von $600\ \text{nm}$ mit

$$V_{NDR,T} = E_{Gunn} \cdot h_d \quad (4.26)$$

erreicht. Somit sind Frequenzen ($f = \frac{v_{Dom}}{h_d}$) bis zu $330\ \text{GHz}$ möglich, wobei die Sättigungsgeschwindigkeit $v_{Dom} = 2 \cdot 10^7\ \text{cm/s}$ und E_{Gunn} $166,6\ \text{kV/cm}$ beträgt. Die NDR-Schwellenspannung $V_{NDR,T}$ von $10\ \text{V}$ wurde aus der gemessenen IV-Kurve in der Abbildung 4.18 entnommen. Die höchste elektrische Feldstärke tritt an dem Seitenkontakt zwischen w_d (Kathode) und dem Substrat (Anode) auf. Dies ist der Weg, den die Elektronendomänen durchlaufen, wodurch ein effektiv hoher Strom durch den Kanal fließt. Der Seitenkanal hat die kleinste Diodendicke, in dem der Gunn-Effekt bei niedrigeren Spannungen im Vergleich zu den anderen Bereichen auftritt. Die dickeren Diodenbereiche haben auch bei Kontaktierung einen parasitären Stromfluss, der für den Gunn-Effekt nicht relevant ist. Darüber hinaus wirkt bei Verwendung dieses Technologieansatzes die Passivierung des oberen Kontakts als Schutzschicht gegen Elektromigration und Ionisation zwischen beiden Elektroden.

Um den effektiven Diodenquerschnitt A_{eff} der kreisförmigen Diode aus den gemessenen Kurven abzuschätzen, wurde Gleichung (4.27) benutzt

$$I_{max} = v_{Dom} \cdot n \cdot e \cdot A_{eff}. \quad (4.27)$$

Zunächst wurde der maximale Strom I_{max} aus der gemessenen IV-Kurve der Diode in Abbildung 4.18 entnommen, der $0,65\ \text{A}$ entspricht. Dann wurde A_{eff} als $100\ \mu\text{m}^2$ berechnet, indem die Dotierungskonzentration n von $3 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$, die Elementarladung e von $1,6 \cdot 10^{-19}\ \text{C}$ und die Sättigungsgeschwindigkeit v_{Dom} von $2 \cdot 10^7\ \text{cm/s}$ angewendet wurde. Der letzte Schritt war die Berechnung der effektiven Ringkontaktbreite w_d unter Verwendung von A_{eff} und des Mesa-Durchmessers von $21\ \mu\text{m}$. Die effektive Seitenkontaktbreite w_d beträgt $\sim 0,81 - 1,54\ \mu\text{m}$ für die Ströme von $\sim 0,4 - 0,8\ \text{A}$ (Abb. 4.20). Zusätzlich wurde der Gesamtdiodenwiderstand (aktive Schicht und Kontaktwiderstand) aus der linearen Näherung des ohmschen Bereichs als $13,7\ \Omega$ berechnet.

In Bezug auf die IV-Eigenschaften wurden mehrere Dioden mit unterschiedlichen Diodenhöhen h_d und unterschiedlichen Breiten w_d charakterisiert (Abb. 4.20).

Je höher die Diodenhöhe h_d ist, desto höher ist die benötigte Schwellenspannung. Auf der anderen Seite ist der Strom umso höher, je breiter die Seitenkontaktbreite w_d ist. Wie Abbildung 4.20 veranschaulicht, ist der NDR-Bereich umso kleiner, je höher der Strom ist. Für eine kleinere Höhe $h_{d,1}$ (blaue Kurve) ist der NDR-Bereich mit einem Stromabfall von ungefähr 100 mA viel größer als für eine höhere $h_{d,3}$ (rote Kurve) mit einem NDR, welcher nur einen Stromabfall von 25 mA aufweist. Daher wurde eine moderate Höhe $h_{d,2}$ (grüne Kurve) für einen stabilen NDR-Bereich mit einem relativ hohen Stromabfall von 50 mA gewählt.

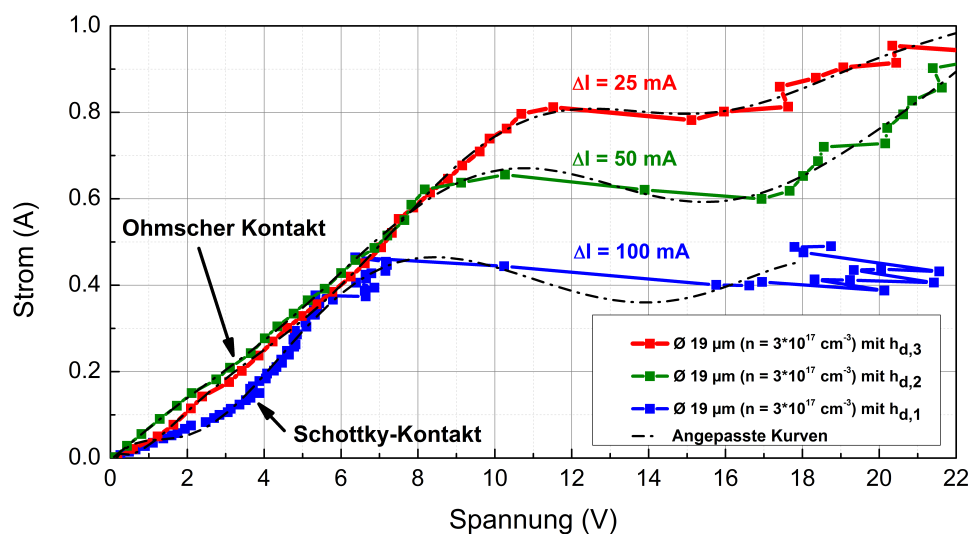


Abbildung 4.20: IV-Messungen der Gunn-Dioden mit Seitenkontakttechnologie für unterschiedliche Diodenhöhen h_d . Hohe negative differentielle Widerstände mit einem hohen Stromabfall bis etwa $\Delta I=100$ mA wurden gemessen. Die Anpassung der Kurven wurde durchgeführt, um den NDR-Bereich besser zu veranschaulichen.

Da die Ausgangsleistung P_{Aus} proportional zu ΔI^2 ist, wird ein hohes Potential für eine Ausgangsleistung im niedrigen mW-Bereich geschätzt, insbesondere bei höherer Strommodulation, etwa zwei bis drei Größenordnungen, im Vergleich zum LT-GaAs-Photomischern [YJ16; Pre+11]. Hierzu ist aber zu erwähnen, dass die Seitenkontakttechnologie zur Herstellung der vertikalen GaN-Gunn-Diode empfindlicher auf Fehlansrichtung in den Lithographie- und Ätzverfahren reagiert. Mit dem erforderlichen Trockenätzverfahren auf Argon-Basis können sich auf der Mesa-Struktur raue Kanten bilden. Infolgedessen treten an der Oberfläche erhöhte elektrische Feldstärken auf. Dies führt zu elektrischen Entladungen zwischen dem Mesa-Boden und der oberen Kathode, welche eine Elektromigra-

tion in Richtung der Oberfläche des aktiven Gunn-Dioden-Bereichs verursacht. Die Elektromigration kann dann Kurzschlüsse in der Komponente verursachen. Hierzu kann eine Passivierungsschicht auf der Oberseite der Diode die Lösung sein. Darüber hinaus definiert die Herstellung eines Seitenkontakts mit SF_6 -Trockenätzen die Breite und Höhe der hergestellten effektiven Dioden. Dies erfordert eine optimale Technologie mit höherer Genauigkeit als bei der Herstellung der vertikalen Standard-Diode.

4.4 Zusammenfassung

NEUARTIGE, patentierte GaN-Gunn-Dioden mit Feldplatten- und Seitenkontakttechnologie auf einem leitfähigen GaN-Substrat wurden hergestellt und charakterisiert. Die seitlich kontaktierten GaN-Gunn-Dioden sind für die Herstellung kleiner effektiver Diodenhöhen von 600 nm mit gleichmäßiger Feldverteilung für hohe Spannungsoszillation geeignet. Das GaN-Substrat ist aufgrund seiner hohen Wärmeleitfähigkeit von 130 W/mK selbst zur Wärmeableitung geeignet. Außerdem trägt das Kreisdesign und die Passivierung der kritischen Mesa-Kante mit einer dicken Si_xN_y -Schicht von 800 nm dazu bei, die parasitären elektrischen Feldspitzen an der Diode zu minimieren. Darüber hinaus wurde durch die räumliche Trennung der Elektroden die Elektromigrationseffekte reduziert. Dadurch wurde die Funktionalität der Diode verbessert und ein stabiler Bereich mit hohem negativen differentiellen Widerstand mit einem hohen Stromabfall von $\Delta I=100$ mA gezeigt. Die Messungen zeigten den Gunn-Effekt mit einem hohen Durchlassstrom bis 0,8 A bei einer kleinen Schwellenspannung von 10 V. Der Diodenwiderstand beträgt $13,7 \Omega$ und kann leicht an eine Antenne angepasst werden. Hierzu kann die Feldplatte mit dem Seitenkontakt als Patch-Antenne dienen. Somit bieten diese GaN-basierten Gunn-Dioden die Möglichkeit, direkte Terahertz-Strahlung mit Leistung im niedrigen mW-Bereich bei geschätzten Grundfrequenz (erste Harmonische) von bis zu 330 GHz zu erzeugen, die je nach Anwendung durch zweite oder dritte Harmonische bis auf ≥ 1 THz eingestellt werden können. Diese Werte wurden durch Monte-Carlo-Simulation in [AP00] untermauert. Die Arbeit hat hierfür den Grundstein gelegt. Jedoch stellt die Integration der Dioden mit den Antennen Herausforderungen dar. Zum einen zeigt die Seitenkontakttechnologie höhere Empfindlichkeit auf Fehlausrichtung in den Lithographie- und Ätzverfahren im Vergleich zu dem Standardkontakt. Zum anderen mussten Masken und Patch-Antennen für diese Technologie neu designt bzw. optimiert werden. Die Antennen-Integration zur THz-Messungen mit diesen neuartigen Dioden werden in Zukunft verfolgt und implementiert.

Kapitel 5

CNT-basierte THz-Quelle

CNT-Garne haben vielversprechende Eigenschaften. Verknüpfte Netze von Millionen von Nanoröhren bieten im Vergleich zu CNT-Filmen sehr hohe mechanische Stabilität in der Größenordnung von 100 GPa, Flexibilität, elektrische Leitfähigkeit von 10 - 30 kS/cm und hohe Wärmeleitfähigkeit im Bereich von 1800 - 6000 W/mK sowie sehr hohe chemische Stabilität. Diese Eigenschaften ermöglichen einen effektiven, robusten, zuverlässigen sowie flexiblen SKS und können als elektrisch modulierte breitbandige THz-Quellen eingesetzt werden. Die auf CNT-basierenden THz-SKS haben eine miniaturisierte Größe mit Potential für eine hohe Integrationsdichte, da CNT-Garne einen kleinen Durchmesser von wenigen μm bis wenigen 100 μm haben. In diesem Kapitel wird auf die Herstellung des neuartigen THz-SKS auf der Basis von CNT-Garnen und dessen Anwendung für die breitbandige Dauerstrich-THz-Emission eingegangen.

5.1 Grundlagen der CNT-basierten THz-Quellen

CNTs sind Allotrope von Kohlenstoff mit einer zylindrischen Nanostruktur. Der Name leitet sich von ihrer langen, hohlen Struktur ab, deren Wände aus ein bzw. mehr wandige CNT-Schichten bestehen. Diese Kohlenstoffplatten können unter verschiedenen Winkeln gerollt werden. Die Kombination des Rollwinkels und des Radius bestimmt die elektrischen Eigenschaften der Nanoröhren, wie z. B. metallisch oder halbleitend [Kim+12].

5.1.1 Prinzip des Schwarzkörperstrahlers

NACH dem Planckschen Gesetz sendet ein SKS im thermischen Gleichgewicht ein breites Spektrum aus. Dies gilt auch für das IR- und THz-Regime

[Gut+09; Mon+14; Sch]. Das Plancksche Gesetz gibt die spektrale Energiedichte an, die von einem Schwarzkörper für verschiedene Wellenlängen im thermischen Gleichgewicht abgestrahlt wird. Das Plancksche Gesetz war ein Versuch, einen von Wilhelm Wien (Wiens Gesetz) vorgeschlagenen Ausdruck zu verbessern, der bei langen Wellenlängen zu den experimentellen Daten passte, bei kurzen Wellenlängen jedoch davon abwich. Das Wiens-Verschiebungsgesetz besagt, dass es eine umgekehrte Beziehung zwischen der Wellenlänge des Emissionspeaks eines Schwarzkörpers und seiner Temperatur gibt. Zusammenfassend zeigt das Verschiebungsgesetz, dass je heißer ein Objekt ist, desto kürzer die Wellenlänge ist, bei der es den größten Teil seiner Strahlung emittiert. Die Temperaturempfindlichkeit ergibt sich aus der Tatsache, dass die Planck-Funktion nicht-linear ist. Die sogenannte Rayleigh-Jeans-Näherung ist auf normale SKS bei 300 K anwendbar [Kas12]. Das Plancksche Strahlungsgesetz und Rayleigh-Jeans-Gesetz können gegeben werden durch

$$B_f(T) = \frac{hf^3}{c^2 \left(\exp \left(\frac{hf}{k_B T} \right) - 1 \right)}, \quad (5.1)$$

$$B_f(T) \approx \frac{2hf^2}{c^2} \cdot k_B T, \quad (5.2)$$

wobei B_f die spektrale Strahlungsdichte, T die absolute Temperatur, h die Planck-Konstante, f die Frequenz, c die Lichtgeschwindigkeit und k_B die Boltzmann-Konstante ist. Die Frequenz der Spitzenintensität der SKS f_{peak} kann durch $f_{peak} = bT$ geschätzt werden, wobei b eine Konstante ist. Die pro Flächeneinheit der Oberfläche eines Schwarzkörpers abgegebene Leistung P_E kann durch Gleichung (5.3) beschrieben werden

$$P_E = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4, \quad (5.3)$$

wobei σ die Stefan-Boltzmann-Konstante ($5,67 \cdot 10^{-8} \text{W/m}^2\text{K}^4$) und ε der Emissionsgrad ist. Der Emissionsparameter wird eingeführt, um die Tatsache zu berücksichtigen, dass die realen Oberflächen im Vergleich zu einem echten Schwarzkörper keine perfekten Wärmestrahler sind. Es ist definiert als das Verhältnis der von einer Oberfläche eines bestimmten Materials abgestrahlten Energie zu der von einem Schwarzkörper bei derselben Temperatur. Daher würde ein echter Schwarzkörper $\varepsilon = 1$ haben [Sch; Kas12; Gut+09]. Aus der

Planck-Kurve bei 300 K (Abb. 5.1) ist es ersichtlich, dass ein SKS auch Wellenlängen im IR-Bereich umfasst, deshalb müssen Filter eingesetzt werden, um nur den THz-Bereich messen zu können. In [Gut+09] wurden SKS in Kombination mit THz-Bandpassfiltern verwendet, um nach dem Planckschen Strahlungsgesetz eine berechenbare spektrale Strahlungsstärke bei mehreren Wellenlängenbändern im THz-Spektralbereich bis hinunter zu 0,12 THz bereitzustellen. Bei THz-Frequenzen wird unter Raumtemperaturbedingungen deutlich weniger Wärmestrahlung erzeugt als bei Infrarotfrequenzen. Dies geschieht, wo die thermisch erzeugte Leistung dem Rayleigh-Jeans-Gesetz folgt. Der THz-Bereich liegt hierbei auf der niederfrequenten Seite des Planck-Strahlungsspektrums. Der Roll-off der Spektraldichte der Schwarzkörperstrahlung ist proportional zum Quadrat der Frequenz und nur linear von der absoluten Temperatur abhängig. Obwohl der Bildkontrast bei Infrarotfrequenzen in der Regel durch Temperaturunterschiede von Objekten erzeugt wird, leisten im THz-Bereich das Emissionsvermögen, die Absorption und die spiegelnde Reflexion einen wichtigeren Beitrag [Kul11; RS11; Sie02; Bop13].

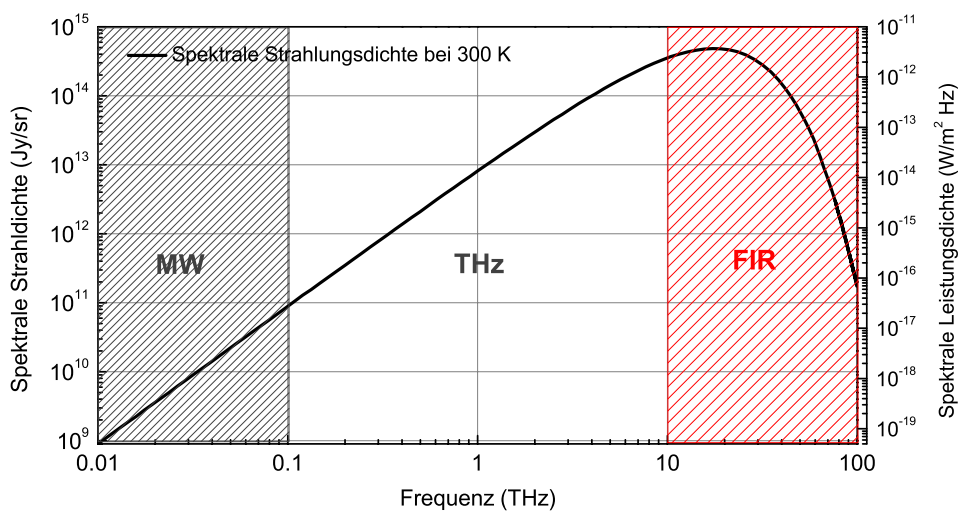


Abbildung 5.1: Spektrale Strahlungsdichte einer Schwarzkörperquelle bei Raumtemperatur. Der THz-Bereich liegt auf der niederfrequenten Seite des Peaks, wo die emittierte Leistung linear von der absoluten Temperatur abhängig ist.

5.1.2 Physikalische Eigenschaften des CNT-Materials

CNT-Nanoröhren werden in Abhängigkeit von der Anzahl der Wände, aus denen die Röhre besteht, in einwandige Kohlenstoffnanoröhren (SWCNTs)

und mehrwandige Kohlenstoffnanoröhren (MWCNTs) unterteilt. Die SWCNTs bestehen aus einer einzelnen Graphenplatte, die nahtlos in eine zylindrische Röhre eingewickelt ist (Abb. 5.2). Hingegen umfassen die MWCNTs eine Anordnung solcher Nanoröhren, die konzentrisch wie Ringe eines Baumstamms mit unterschiedlichen Durchmessern und einem Abstand zwischen den Röhren von wenigen Nanometern verschachtelt sind. Trotz struktureller Ähnlichkeit mit einer einzelnen Graphenschicht, die ein Halbleiter mit einer Bandlücke von Null ist, können SWCNTs abhängig von der Schichtrichtung, in die die Graphenschicht umwickelt wird, entweder metallisch oder halbleitend sein [BZH02]. Die Art und Weise, wie die Graphenschicht gerollt wird, wird durch ein Paar von Indizes (n, m) dargestellt. Die ganzen Zahlen n und m bezeichnen die Anzahl von Einheitsvektoren entlang zweier Richtungen im Waben-Kristallgitter von Graphen. Wenn $m = 0$ oder $n = 0$ ist, werden die CNTs zickzack genannt, und wenn $n = m$ ist, werden die CNTs als armchair bezeichnet. Ansonsten werden sie chiral genannt (Abb. 5.1). Die elektrischen Eigenschaften von den halbleitenden CNTs hängen von seinem Durchmesser und seinem chiralen Vektor ab, da die Bandlücke von CNTs umgekehrt proportional zum Durchmesser ist [Kim+12; BZH02]. Abbildung 5.3 stellt die schematischen Darstellungen dar, wie die armchair-förmigen, zickzack-artigen und chiralen einwandigen CNTs definiert werden.

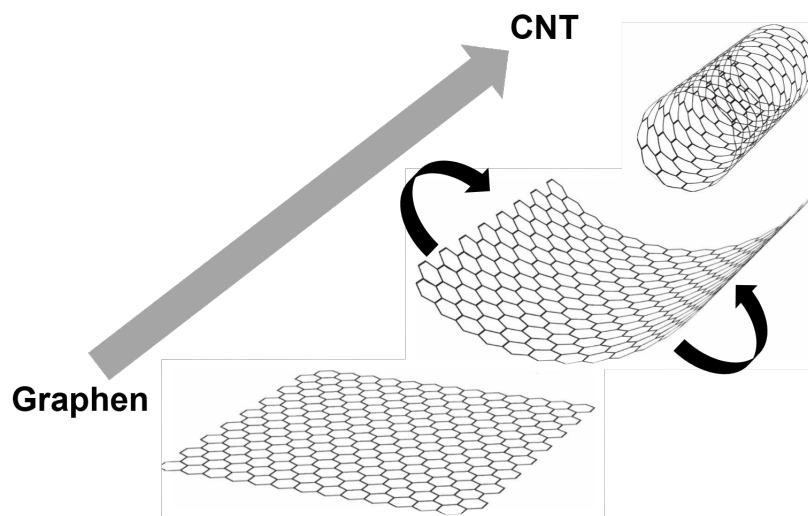


Abbildung 5.2: Schematische Darstellungen der Schritte von Graphen zum CNT.

Ein metallisches CNT kann theoretisch eine elektrische Stromdichte von etwa $4 \cdot 10^9 \text{ A/cm}^2$ führen, die 1000-mal höher ist als die von Metallen wie Kupfer. Im Jahr 1998 wurde experimentell bestätigt, dass die Stromdichte von 10^7 A/cm^2

überschritten werden konnte. Aufgrund der eindimensionalen elektronischen Struktur erfolgt der elektronische Transport in metallischen SWCNTs und MW-CNTs nahezu ballistisch (ohne Streuung) über lange Nanoröhren [Kim+12]. Die gemessene Wärmeleitfähigkeit bei Raumtemperatur für ein einzelnes MW-CNT von $\sim 3000 \text{ W/mK}$ ist größer als die des natürlichen Diamanten und der Basisebene von Graphen [BZH02]. In [Mir+08] wurde gezeigt, dass einzelne CNTs eine hohe elektrische Leitfähigkeit von 10 - 30 kS/cm aufweisen. Die Wärmeleitfähigkeit eines SWCNT liegt bei Raumtemperatur sogar im Bereich von 1800 - 6000 W/mK. Darüber hinaus haben CNTs außergewöhnliche mechanische Eigenschaften wie Zugfestigkeit von bis zu 100 GPa, die sich aus den Bindungen zwischen den einzelnen Kohlenstoffatomen ergeben. Da CNTs eine geringe Dichte von $1,3 - 1,4 \text{ g/cm}^3$ aufweisen, ist ihre spezifische Festigkeit von 48000 kNm/kg die höchste unter den bekannten Materialien. Zum Vergleich weist ein kohlenstoffreicher Stahl eine Festigkeit von 154 kNm/kg auf [Kim+12].

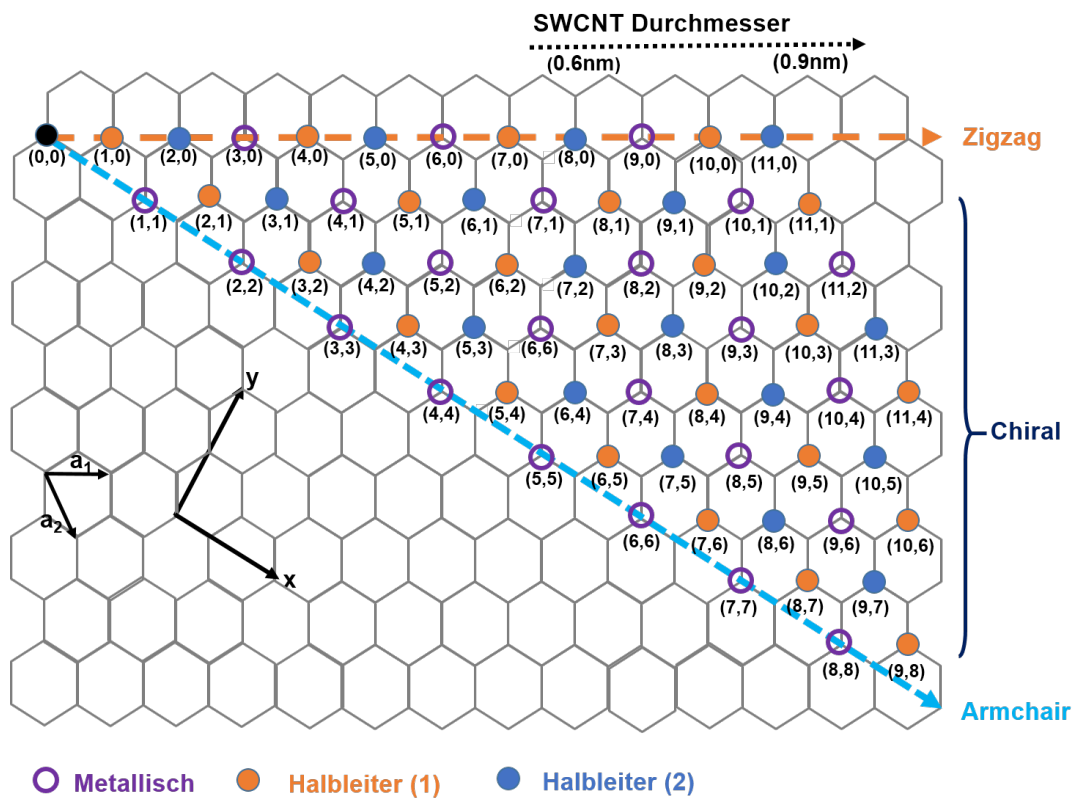


Abbildung 5.3: Schematische Darstellungen der Definition von armchair-förmigen, zickzack-artigen und chiralen einwandigen CNTs (SWCNTs) (Adaptiert von [Sai+92]).

5.2 Herstellung der CNT-basierten THz-Quelle

Die Synthese von CNTs wurde seit längerem intensiv untersucht. Dabei wurden sowohl bei der chemischen Gasphasenabscheidung (CVD)-Methode auf Substratbasis als auch bei der schwimmenden Katalysator-CVD-Methode große Fortschritte erzielt [Mia20]. Im Allgemeinen werden CNTs durch drei Haupttechniken hergestellt: Lichtbogenentladung, Laserablation und CVD [Kim+12]. CNT-Garne können dann durch ein Trockenspinnverfahren hergestellt werden, bei dem CNTs aus CNT-Arrays herausgezogen werden und die gezogene Bahn ohne chemische Bindemittel verdrillt wird [Ghe+12]. Abbildung 5.4 zeigt die REM-Aufnahmen von Garnstrukturen mit einem Durchmesser von 20 μm , die für diese Arbeit eingesetzt wurden.

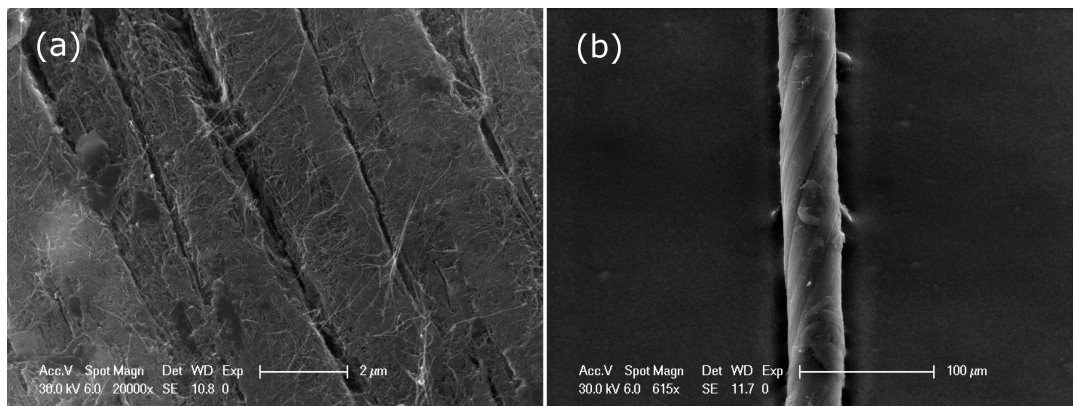


Abbildung 5.4: Garnstrukturen hergestellt mit CVD-Methode: (a) REM-Aufnahme von den dichten CNTs in einem Garn; (b) REM-Aufnahme von einem gewickelten Garn.

Bei der Herstellung der in dieser Arbeit verwendeten CNT-Garne, die kommerziell von der Firma *Timesnano* erworben sind, wurde die CVD-Technik benutzt. Deshalb wird diese Methode, wie in [Kim+12] beschrieben ist, kurz erläutert. Die CVD-Synthese basiert darauf, dass reaktive Kohlenstoffatome zu katalytischen Nanopartikeln diffundieren und dann zu Röhren kristallisieren. Die Synthese von CNTs durch CVD-Verfahren ist im Wesentlichen ein zweistufiger Prozess, der aus einem Katalysatorherstellungsschritt gefolgt von der eigentlichen Synthese des CNT besteht. Der Katalysator wird hergestellt, indem ein Übergangsmetall wie Eisen, Kobalt und Nickel auf ein Substrat abgeschieden wird und dann thermisches Tempern verwendet wird, um die Keimbildung der Katalysatorpartikel zu induzieren. Das thermische Tempern führt zur Clusterbildung auf dem Substrat, aus der CNTs bei einer bestimmten CVD-Temperatur im Bereich von 650 - 900°C wachsen. Die Durchmesser von CNTs hängen von

der Größe der Metallnanopartikel ab. Darüber hinaus ist das CVD-Verfahren in der Lage, entweder SWCNTs oder MWCNTs selektiv zu wachsen, indem Prozessparameter wie Temperatur, Größe der katalytischen Nanopartikel und Arten von Kohlenstoffquellen eingestellt werden. Die CVD-Methode ist eine wirtschaftlich effiziente Methode im industriellen Maßstab zur Herstellung von SWCNTs und MWCNTs [Kim+12].

Um die CNT-Garne als THz-SKS verwenden zu können, wurde ein Vakuumsystem entwickelt (Abb. 5.5). Das System besteht aus einem Gehäuse aus Edelstahl verbunden mit einer Vakuumpumpe. Das Garn wiederum ist mit zwei Elektroden kontaktiert, die mit einer Hochspannungsquelle und einem Pulsgenerator verbunden sind. Das Quarz-Fenster erlaubt unter anderem die Transmission der THz-Strahlung. Vor dem Quarz-Fenster befindet sich eine ringförmige Keramikhalterung, die mit zwei Elektroden in einem Vakuumflansch verbunden ist [Abb. 5.6 (a)], damit das CNT-Garn mit zwei Schrauben gespannt bzw. kontaktiert werden kann. Das System kann unter Vorvakuum betrieben werden. Ab einem Druck von $1 \cdot 10^{-3}$ mbar wird das CNT-Garn aufgrund eindringendem Sauerstoff verbrannt. Abbildung 5.6 (b) zeigt das glühende Garn beim Betrieb in einem geschlossenen System unter Vakuum.

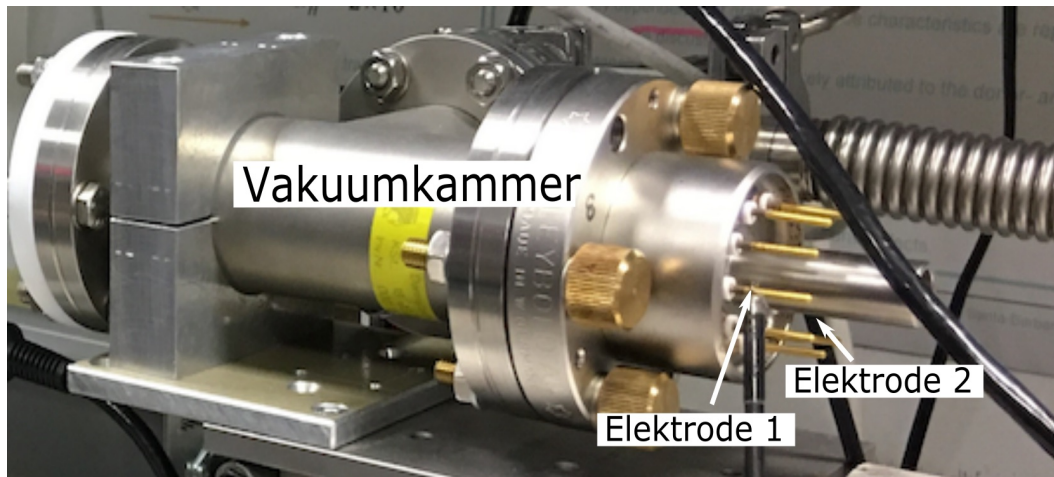


Abbildung 5.5: Ein Vakuumsystem besteht aus einem Vakuumflansch und einem CNT-Garn, das mit den Elektroden 1 und 2 kontaktiert wird.

5.3 Messaufbau und Charakterisierungen

Das System wurde zuerst mit Hilfe eines kommerziellen SKS (OMEGA CN8500) (Abb. 5.7) kalibriert. Ein Chopper mit einer Modulationsfrequenz

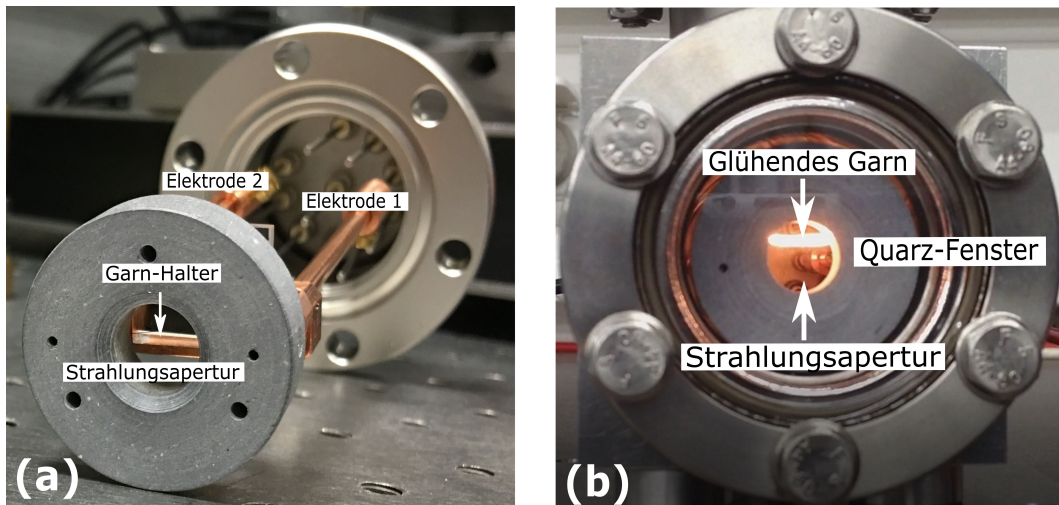


Abbildung 5.6: (a) Aufsatz für den Vakuumflansch zur Kontaktierung der CNT-Garne. (b) Eine optische Aufnahme der neuen THz-Quelle basierend auf CNT-Garn. Die Aufnahme zeigt das Glühlicht vom heißen Garn ($\Phi 20 \mu\text{m}$) in der Mitte eines Vakuumsystems.

von 20 Hz, ein Tydex-Filter mit einer Grenzfrequenz von 5,5 THz anstatt dem Quarz-Fenster und eine Golay-Zelle wurden zur Kalibrierung des breitbandigen THz-Systems verwendet.

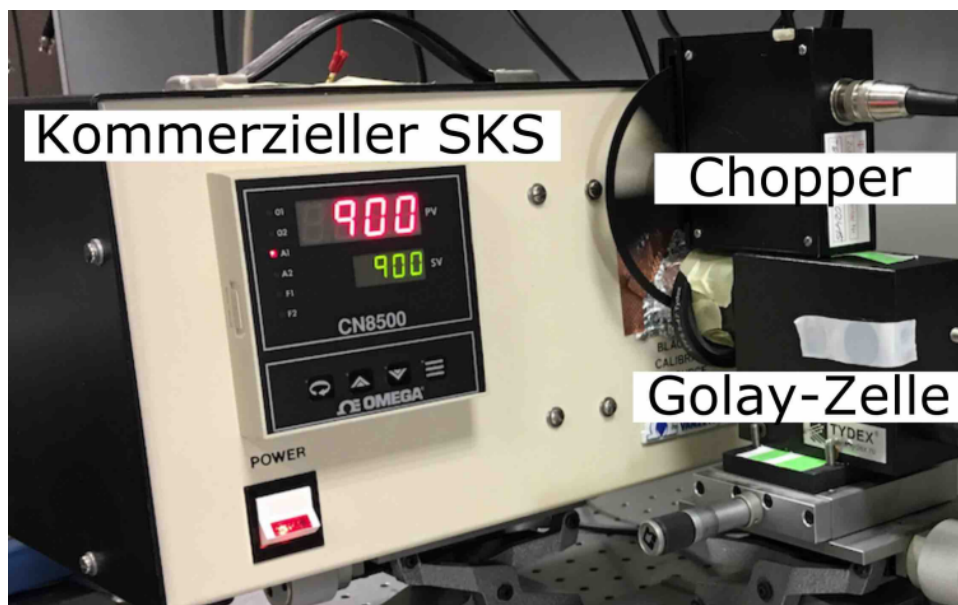


Abbildung 5.7: Aufbau zur Kalibrierung des breitbandigen THz-Systems. Ein kommerzieller SKS (OMEGA CN8500) wurde mit Golay-Zelle eingesetzt.

Danach wurde die Reaktionszeit der CNT-Garne mit Hilfe einer Photodiode und eines Oszilloskops gemessen. Eine Spannung von 4 V wurde angelegt. Der kleine Durchmesser des verwendeten Garns ermöglicht aufgrund der schnellen Temperaturänderung im Millisekunden-Bereich eine schnelle Pulsmodulation. Abbildung 5.8 zeigt eine Modulation von > 200 Hz. Potentiell kann es bis zum kHz-Bereich moduliert werden [Wei+12]. Die schnelle Reaktion wird auf die geringe Masse des Einzelgarns und die Wärmeleitfähigkeit zurückgeführt.

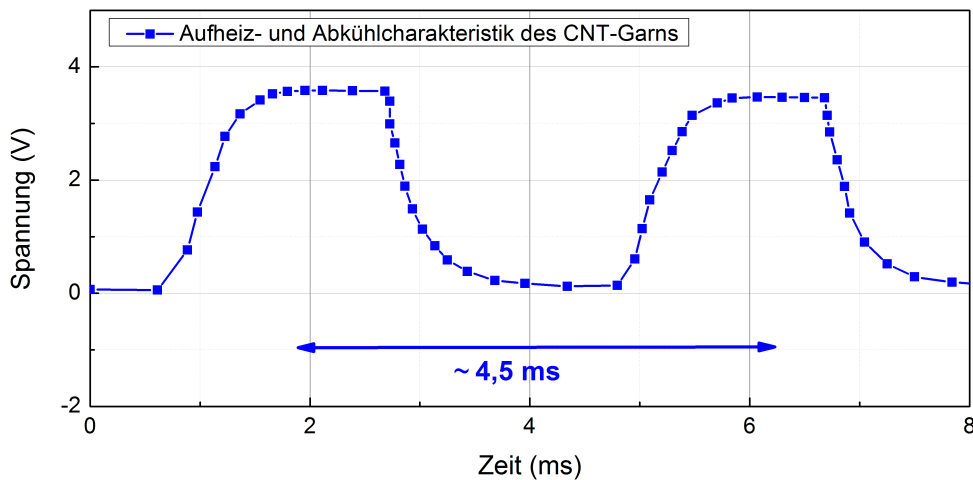


Abbildung 5.8: Aufheiz- und Abkühlcharakteristik des CNT-Garns. Das Garn kann mit > 200 Hz elektrisch moduliert werden, so dass kein mechanischer Chopper erforderlich ist. Die Reaktionszeit der CNT-Garne wurde mithilfe einer Photodiode gemessen.

5.3.1 Breitbandige THz-Charakterisierung

VERSCHIEDENE THz-Messungen wurden mit diesem breitbandigen System durchgeführt. Ein einzelnes Garn mit einem Durchmesser von $20\ \mu\text{m}$ bzw. $100\ \mu\text{m}$ konnte Ströme von $> 70\ \text{mA}$ bzw. $> 500\ \text{mA}$ führen, was einer Stromdichte von $22\ \text{kA}/\text{cm}^2$ bzw. $6,4\ \text{kA}/\text{cm}^2$ entspricht. Da der SKS als Lichtquelle sehr breitbandig ist, müssen THz-Filter benutzt werden, um THz-Strahlung bei einer definierten Frequenz zu selektieren. Hier wurde der CNT-SKS als Quelle zur Charakterisierung einiger Filter als erstes Anwendungsbeispiel eingesetzt. Die Ausgangsleistung wurde durch eine Golay-Zelle mit mehreren THz-Filtern mit einer elektrischen Modulationsfrequenz von $20\ \text{Hz}$ ohne die Notwendigkeit eines mechanischen Choppers gemessen. Ein schwarzes Polymer mit einer Grenzfrequenz von $7\ \text{THz}$ wurde verwendet. Der Filter wurde empirisch für THz-Frequenzen charakterisiert. Darüber hinaus wurde ein Fil-

ter von der Firma *Tydex* mit einer Grenzfrequenz von 5,5 THz benutzt und als Kalibrierung zu dem Polymer-Filter verwendet. Das Funktionsprinzip der Filter basiert auf der Umverteilung der Strahlung durch Reflexion, Streuung, Beugung und Interferenz. Die beiden Filter zeigen nicht das Limit des Systems, sondern dienen nur als Beispiele im THz-Bereich. Andere Filter im niedrigen THz-Bereich können auch verwendet werden, allerdings waren diese zur Zeit der Messungen nicht verfügbar. Die Filter zeigen verschiedene Signalstärke aufgrund der Transmission-Stärke der Filter (Abb. 5.10). Der schwarze Polymer-Filter zeigt ein Signal von 179 mV bei einer Modulationsfrequenz von 10 Hz und 66 mV bei einer Modulationsfrequenz von 20 Hz. Der Tydex-Filter zeigt hingegen kleine Signale von 0,15 mV bei einer Modulationsfrequenz von 20 Hz. Außerdem wurden der schwarze Polymer-Filter und der Tydex-Filter mit dem kommerziellen SKS (OMEGA CN8500) mit Signalen von 232 mV bzw. 0,8 mV bei einer Modulationsfrequenz von 20 Hz und einem Abstand von 10 cm vermessen. Die Messpunkte sind zur Veranschaulichung und zeigen das maximale Signal, das über den Filter gemessen wurde. Aufgrund des Leistungsverhaltens von einem SKS (siehe Abb. 5.1) resultiert die meiste Leistung aus den hohen Frequenzen unterhalb 5 - 7 THz. Da die SKS-Leistung exponentiell mit den Frequenzen wächst, spielen die hohen Frequenzen in der Ausgangsleistung eine größere Rolle.

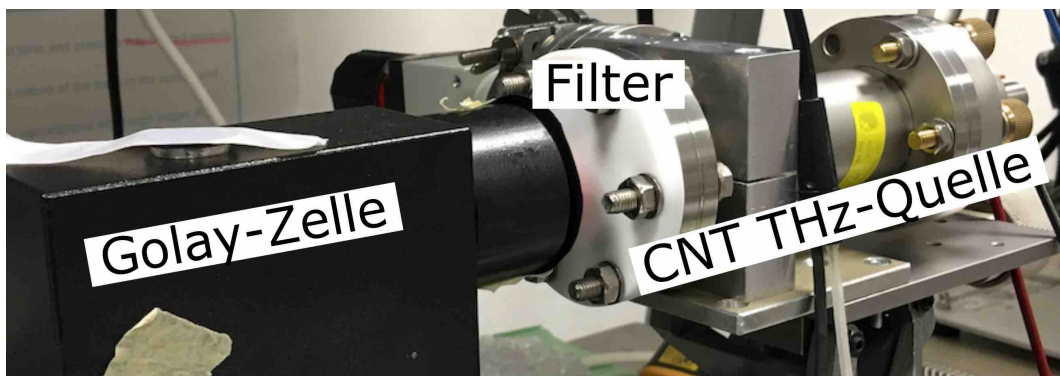


Abbildung 5.9: Breitbandiges THz-System zur Charakterisierung einiger Filter mit einem CNT-THz-SKS als Quelle und die Golay-Zelle als Detektor mit einer elektrischen Modulationsfrequenz ohne die Notwendigkeit eines mechanischen Choppers. Der Teflon-Filter ist als Beispiel zu nehmen.

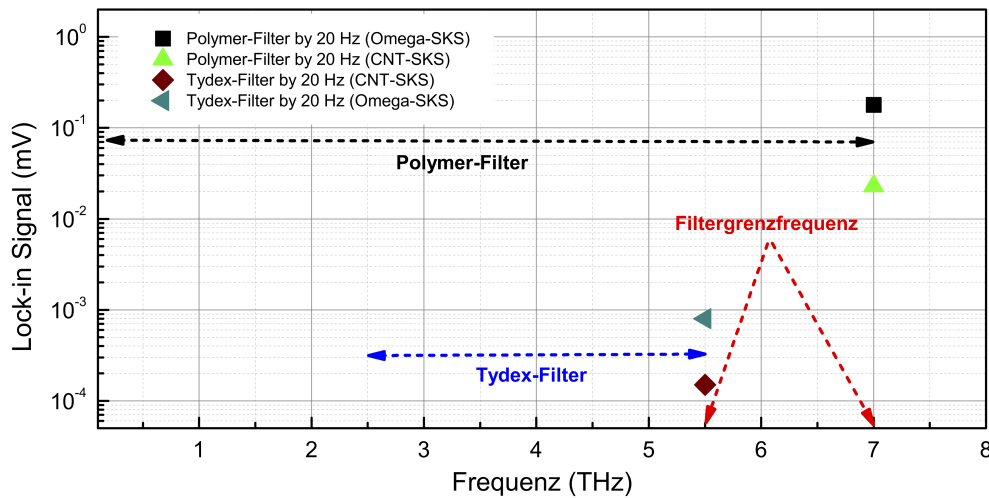


Abbildung 5.10: Experimentelle THz-Charakterisierungen der CNT-Quellen mit verschiedenen THz-Filtern. Die Messpunkte sind zur Veranschaulichung und zeigen das maximale Signal, das durch die Filter gemessen wurde.

5.3.2 THz-Anwendung der CNT-basierten Quelle

Die gemessene breitbandige THz-Leistung bis 7 THz eines einzelnen Garns reicht für vielversprechende Anwendungen aus. Hierfür wurde ein System zur THz-Transmission aufgebaut. Der THz-Messaufbau (Abb. 5.11) kann zur Charakterisierung, z. B. die Durchleuchtung von Papieren, Umschlägen und Paketen durch THz-Transmission eingesetzt werden. Eine Golay-Zelle wurde hierfür zusammen mit der CNT-Quelle eingesetzt, um die Transmission an verschiedenen Positionen des Umschlags zu charakterisieren. Hierbei wird kein mechanischer Chopper benötigt, da die CNT-Garne elektrisch moduliert sind. Abbildung 5.12 zeigt die THz-Messungen eines Briefumschlages mit geklebtem TU Darmstadt-Logo. Die Transmission im Fensterbereich (1), im reinen Papierbereich (2) und im TUD-Logo-Bereich mit Klebstoff (3) betrug jeweils 8,8 mV, 2,5 mV, bzw. 0,68 mV. Die Absorption im Papierbereich ist höher als im Fensterbereich. Der größte Teil der Absorption ist jedoch auf den Kleber unter dem Logo zurückzuführen. Durch die Absorptionseigenschaften der Materialien, die für die THz-Strahlung transparent ist, können die Bereiche leicht identifiziert werden. Diese Messungen können schnell bei der Herstellung von Produkten wie Sicherheitskontrolle sowie Befüllungsstand durchgeführt werden.

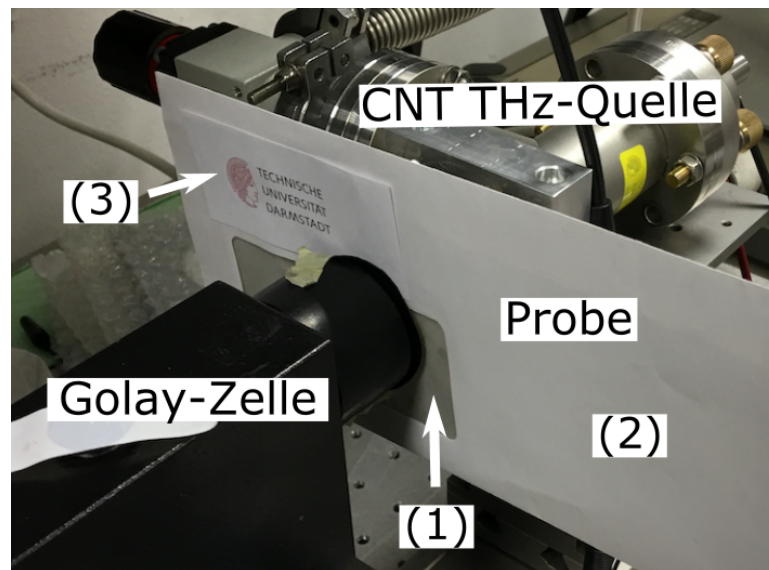


Abbildung 5.11: Breitbandiges THz-System mit einem Garnemitter zur Charakterisierung eines Briefumschlags an verschiedenen Positionen (1-3).

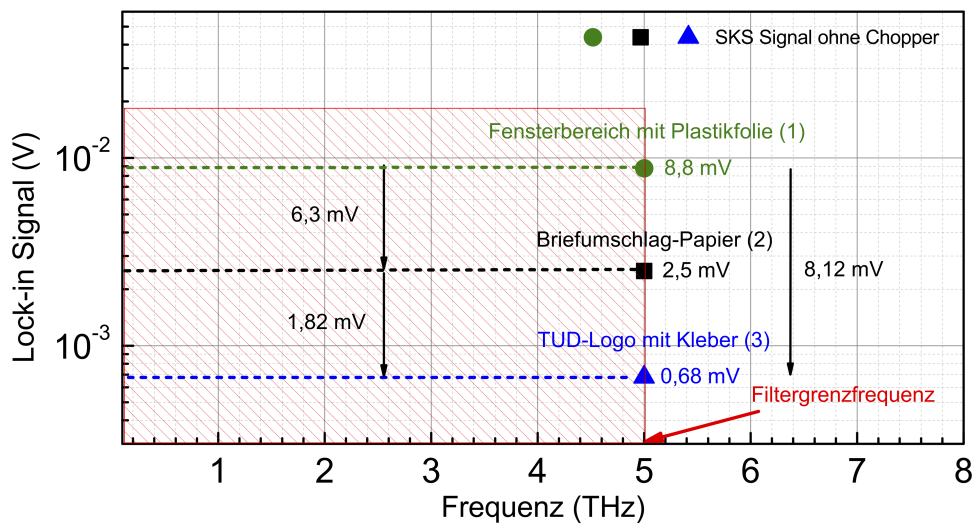


Abbildung 5.12: THz-Leistungen der CNT-Quelle durch Transmission eines Umschlags in verschiedenen Bereichen. Die Messpunkte sind zur Veranschaulichung und zeigen das Signal, das über den gesamten Filter vermessen wurde.

5.4 Zusammenfassung

EINE neuartige THz-Quelle basierend auf CNT-Garnen wurde entwickelt und charakterisiert. Eine breitbandige THz-Charakterisierung wurde durchgeführt. Das einzelne CNT-Garn wurde hierfür als miniaturisierter SKS für die breitbandige Dauerstrich-THz-Emission verwendet. Es hat sich ein zuverlässiger Betrieb für hohe elektrische Ströme von > 70 mA bzw. > 500 mA mit einem Garn-Durchmesser von $20\ \mu\text{m}$ bzw. $100\ \mu\text{m}$ und schnelle elektrische Modulation bis > 200 Hz der Ausgangsleistung gezeigt. Darüber hinaus wurden THz-Transmissionen durch einen Briefumschlag mit/ohne Klebstoff untersucht. Dabei zeigt sich der CNT-SKS als stabile THz-Quellen in dem Bereich bis 7 THz. In Zukunft sollen die Garne in einem unter Vakuum geschlossen Gehäuse von einer Dimension von einigen cm^3 eingebaut werden, das einem Flansch ähnelt. Das Quarz-Fenster soll durch einen THz-Filter ersetzt werden. Das Potenzial für eine Array-Konfiguration mit integrierten Filtern und Kollimatoren sowie die bereits gemessene Ausgangsleistung machen das Bauelement vielversprechend für die Bildgebung und Qualitätskontrolle kleiner Objekte, um parallele Datenaufnahme bei hohen Messgeschwindigkeiten zu ermöglichen.

Kapitel 6

ZnSe-basierte MS-Schottky-Dioden zum THz-Photomischen

IN diesem Kapitel werden Zinkselenid (ZnSe)-basierte UV-MS-Schottky-Dioden (Englisch: Ultraviolet metal-semiconductor-metal Schottky diodes) als mögliche THz-Quelle behandelt. Diese hier vorgestellten MS-Schottky-Dioden basieren zum großen Teil auf dem Know-how der THz-Schottky-Detektoren. Diese Arbeit wurde in einer Kooperation mit dem Institut für Informationstechnologien, Mathematik und Physik der Comrat Universität in Moldova durch die Zusammenarbeit mit Professor Vadim Sirkeli durchgeführt. Die MS-Schottky-Dioden wurden am Institut für Mikrowellentechnik und Photonik der TU Darmstadt hergestellt und charakterisiert. Der ZnSe-Halbleiter mit großer Bandlücke kann als THz-Quelle mit hoher Leistung wie in [Yar+15] betrieben werden. Allerdings brauchen sie zur Erreichung der UV-Strahlung einen optimierten Aufbau, wie in [Rop+11] beschrieben ist. In dieser Arbeit wurden die MS-Schottky-Dioden studiert und erfolgreich implementiert.

6.1 Grundlagen von MS-Schottky-Dioden

DIE MS-Schottky-Dioden sind unipolare Bauelemente mit zwei hintereinander angeordneten Schottky-Kontakten, die über eine Halbleiterschicht verbunden sind. Wenn eine Spannung an einer MS-Schottky-Diode angelegt wird, wird eine der beiden Schottky-Dioden in Vorwärtsrichtung, während die zweite in Rückwärtsrichtung hintereinander geschaltet. Um verbesserte Performanz von MS-Schottky-Dioden zu erreichen, sind Metalle mit hohen Austrittsarbeiten wie Nickel (Ni), Chrom (Cr) oder Gold (Au) erforderlich, um eine große

Schottky-Barrierenhöhe auf ZnSe zu erreichen. Eine große Barrierenhöhe führt zu einem kleinen Leckstrom und einer hohen Durchbruchspannung. Au-Atome können während der Diffusion sowohl Donor- als auch Akzeptorzentren in ZnSe [Ned+08], während Metalle wie Cr oder Ni in ZnSe tiefe Akzeptorzentren [Rad+13] erzeugen. Daher sind Cr/Au- und Ni/Au-Kontakte für die Herstellung der Schottky-Barrierenstrukturen attraktiv [Sir+18; Kup+18]. Das interne elektrische Feld ist im Verarmungsbereich des in Sperrrichtung vorgespannten Schottky-Kontakts konzentriert. Wenn die angelegte Spannung erhöht wird, wird auch die interne elektrische Feldstärke im Verarmungsbereich erhöht. Die Ladungsträger, die in der aktiven ZnSe-Schicht unter Bestrahlung mit UV-Licht erzeugt werden, werden im Verarmungsbereich aufgrund der hohen elektrischen Feldstärke beschleunigt und ihre kinetische Energie nimmt zu. Dadurch kollidieren diese beschleunigten Nichtgleichgewicht-Photoladungsträger mit ZnSe-Atomen und geben den Valenzelektronen einen Teil der kinetischen Energie. Aufgrund dieser zusätzlich gewonnenen Energie brechen diese Valenzelektronen ihre kovalent-ionischen Bindungen und springen in das Leitungsband. Diese neu erzeugten freien Elektronen werden beschleunigt und erregen durch Kollision weitere Valenzelektronen. Dieses Phänomen wird als Ladungsträgermultiplikation, Avalanche-Effekt oder interner Gewinn bezeichnet. Dieser Effekt führt mit zunehmender angelegter Spannung zu einem drastisch nicht-linearen Anstieg des Stroms. Aufgrund des Mechanismus der internen Multiplikation von Ladungsträgern durch die Stoßionisation im hohen internen elektrischen Feld wird eine hohe Responsivität ermöglicht. Die Mechanismen des Stromtransports in den MS-Schottky-Dioden entsprechen zum einen bei niedriger angelegter Spannung dem der thermionischen Emission über die Schottky-Barriere bzw. dem Ladungsträgertransport nach dem ohmschen Gesetz. Zum anderen tritt unter Verwendung eines UV-Lasers und bei einer hohen angelegten Spannung (z.B. über 10 V) die Ladungsträgermultiplikation (Avalanche-Effekt) in ZnSe auf. Bei sehr hohen Spannungen (z.B. über 15 V) neigen die IV-Kurven zur Sättigung. Dies könnte möglicherweise durch den zunehmenden Anteil der nicht strahlenden Rekombination über tiefe Defektzentren oder der Auger-Rekombination verursacht werden.

6.2 Herstellung der MS-Schottky-Dioden

ZUR Herstellung der MS-Schottky-Dioden wurden ZnSe-Kristalle mit hohem spezifischen Widerstand ($\sim 10^{12} \Omega \text{ cm}$) mit monokristallinen Blöcken als aktive Schicht verwendet. Die gewachsenen undotierten ZnSe-Kristalle wurden mechanisch und chemisch in einer 7% Lösung von Brom-Methanol

($Br - CH_3OH$) poliert. Danach wurden sie in 40% Natriumhydroxid (NaOH) geheizt und in Aceton gereinigt [Sir+18]. Die Schottky-Kontakte wurden durch thermisches Aufdampfen von Cr/Au- bzw. Ni/Au-Materialien mit einer Dicke von 25 nm/140 nm hergestellt. Eine Si_xN_y -Schicht mit 500 nm wurde auf der Metallstruktur passiviert, um einen elektrischen Durchschlag bei einer hohen angelegten Spannung zu verhindern. Zwei Arten von MS-Schottky-Dioden auf ZnSe-Basis mit interdigitalen Kontakten (Abb. 6.1 (a)) und ohne interdigitale Kontakte, nur mit einer log-periodischen Antenne (Abb. 6.1 (b)) wurden hergestellt. Für beide Arten von MS-Schottky-Dioden hat der aktive Bereich eine Länge von $10\ \mu\text{m}$ und eine Breite von $10,5\ \mu\text{m}$. Die MS-Schottky-Diode mit interdigitalen Kontakten besteht aus metallischen Fingerkontakten mit einer Breite von $500\ \text{nm}$ und einem Abstand von $1,5\ \mu\text{m}$ zwischen den Fingern.

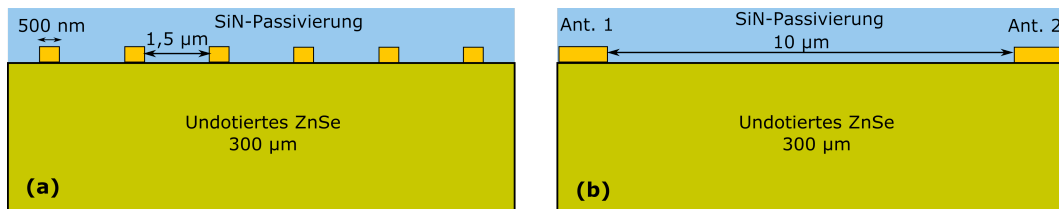


Abbildung 6.1: Schematische Struktur von ZnSe-basierten MS-Schottky-Detektoren. MS-Schottky-Detektor mit interdigitalem Kontakt (a); MS-Schottky-Detektor ohne interdigitale Kontakte (b).

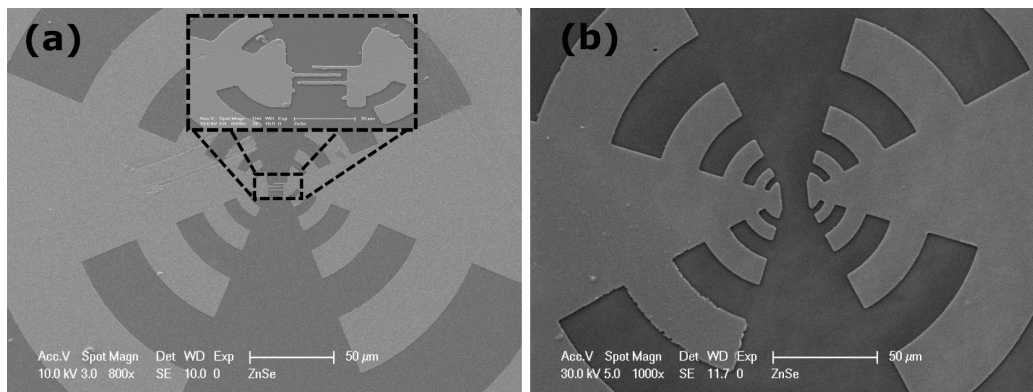


Abbildung 6.2: REM-Aufnahmen von ZnSe-basierten MS-Schottky-Detektoren mit breitbandigen log-periodischen Antennen. MS-Schottky-Detektor mit interdigitalem Kontakt (a); MS-Schottky-Detektor ohne interdigitale Kontakte (b).

6.3 Messaufbau und Charakterisierung

Die hergestellten MS-Schottky-Dioden wurden mit und ohne UV-Strahlung charakterisiert. Ein UV-Laser (Helium Cadmium laser) mit einer Wellenlänge von 325 nm, einer optischen Ausgangsleistung bis 56,5 mW und einem Strahl-Durchmesser von 1,56 mm wurde verwendet. Die effektive Strahlungsleistung des Laserstrahls auf dem Bauteil wurde als $\sim 3,1 \mu\text{W}$ geschätzt. Durch eine angelegte Spannung von 0 V bis 15 V unter Verwendung eines Multimeters wurde der Photostrom gemessen (Abb. 6.3 (a)). Die UV-Strahlung wurde durch einen Chopper mit einem Frequenzbereich von 20 Hz bis 1 kHz moduliert. Ein Lastwiderstand von $9,9 \text{ M}\Omega$ wurde in Reihe mit den hergestellten MS-Schottky-Dioden und einer DC-Quelle geschaltet, um die Relaxationszeit mit einem Oszilloskop zu messen (Abb. 6.3 (b)).

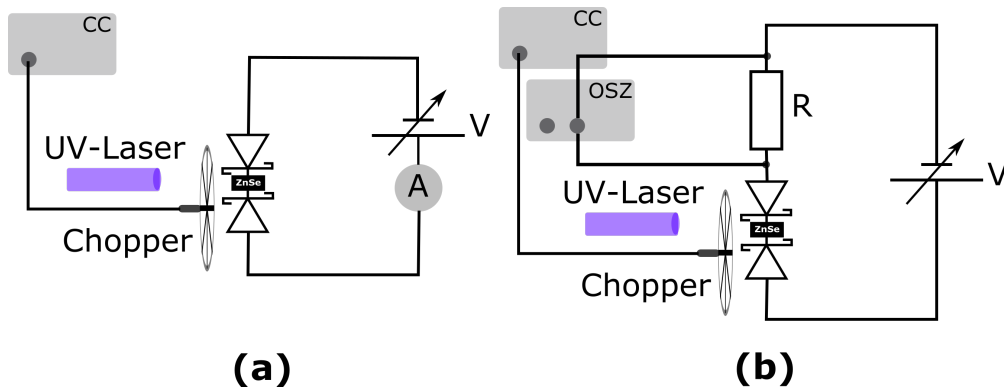


Abbildung 6.3: Messaufbauten mit UV-Laser zur Charakterisierung der ZnSe-basierten MS-Schottky-Dioden. (a) für die Photostrommessungen und (b) für die Relaxationszeitsmessung.

6.3.1 IV-Charakterisierungen

Die IV-Charakteristik der Cr/Au-basierten MS-Schottky-Dioden auf ZnSe-Basis (mit und ohne interdigitale Kontakte) ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Bei einer Spannung von 15 V beträgt der maximale Dunkelstrom 3,4 nA bzw. 1,1 nA für MS-Schottky-Dioden mit bzw. ohne interdigitale Kontakte. Unter UV-Laserstrahlung stieg der Photostrom mit der angelegten Spannung signifikant an, wenn die angelegte Spannung $> 10 \text{ V}$ ist. Der Photostrom betrug > 3 Größenordnungen im Vergleich zu Dunkelstrom bei 15 V. Hier ist zu beachten, dass die Arme der Antenne einen Teil der Ströme verursachen, liegen diese Ströme jedoch im nA-Bereich. Daher sind diese Ströme im Vergleich zu den Strömen durch die interdigitalen Kontakte zu klein und daher vernachlässigbar (Abb. 6.4 und Abb. 6.5).

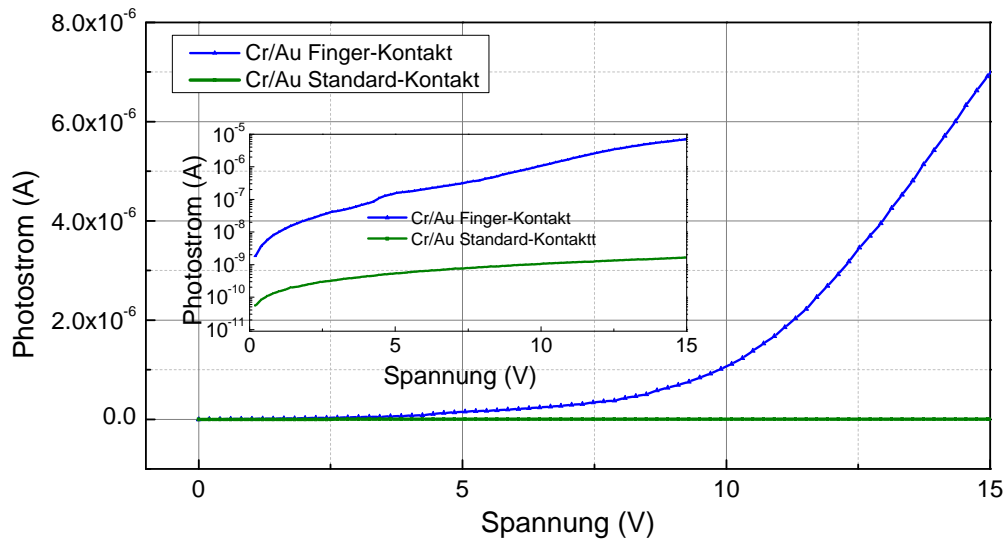


Abbildung 6.4: IV-Charakteristiken des Photostroms von MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen und ohne interdigitale Cr/Au-Kontakte in linearen und logarithmischen Darstellungen unter einer effektiven Strahlungsleistung von $3,1 \mu\text{W}$.

ZnSe-basierte MS-Schottky-Dioden mit Ni/Au-Kontakten zeigen ein ähnliches Verhalten der IV-Kurve wie die Dioden mit Cr/Au-Kontakten. Die IV-Kurven der MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen Ni/Au-Kontakten bzw. ohne interdigitale Kontakte sind in den Abbildung 6.5 gezeigt. Die Maximalwerte des Dunkelstroms für die Bauelemente mit interdigitalen Ni/Au- bzw. ohne interdigitale Ni/Au-Kontakte wurden auf $1,64 \text{ nA}$ bzw. $0,82 \text{ nA}$ bei einer Vorspannung von 15 V gemessen. Dabei war der Photostrom mehr als 4 Größenordnungen größer als der Dunkelstrom bei 15 V . Für beide MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen Cr/Au bzw. Ni/Au wurde die Schottky-Barriere auf $\sim 1,26 \text{ eV}$ bzw. $1,49 \text{ eV}$ aus den IV-Messungen geschätzt [Sir+18]. Die Schottky-Barrierenhöhe für diese Bauelemente liegt nahe an der halben Energiebandlücke von ZnSe, was eine optimale Bedingung darstellt, um einen niedrigeren Dunkelstrom und eine bessere Performanz von MS-Schottky-Dioden zu erhalten.

6.3.2 Sensitivität / Reaktionszeit

Das Ein/Aus-Verhältnis (Sensitivität) des Photostroms der untersuchten MS-Schottky-Dioden, definiert als Verhältnis des Photostroms zum Dunkelstrom, wurde mit zunehmender Vorspannung für beide Arten von MS-

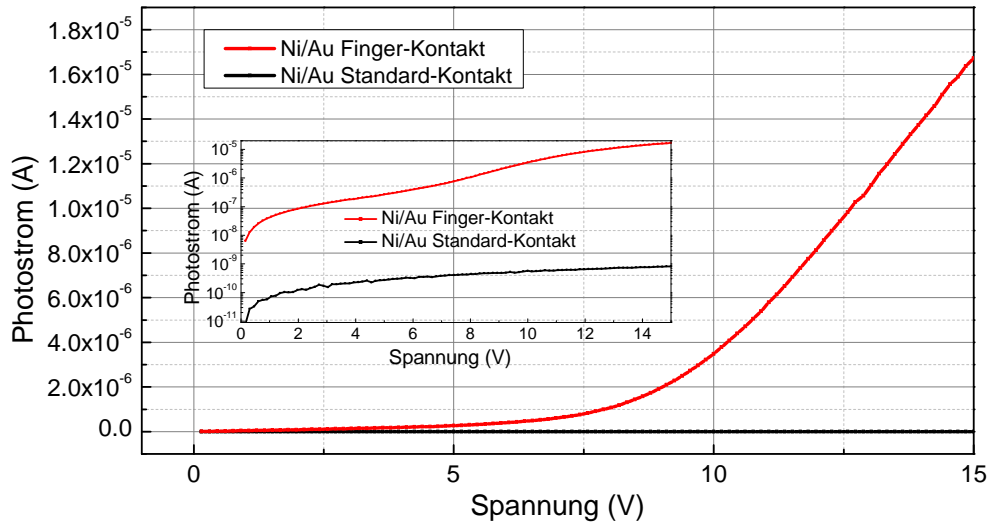


Abbildung 6.5: IV-Charakteristiken des Photostroms von MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen und ohne interdigitale Ni/Au-Kontakte in linearen und logarithmischen Darstellungen unter einer effektiven Strahlungsleistung von $3,1 \mu\text{W}$.

Schottky-Dioden ebenfalls gemessen. Für die Bauelemente mit interdigitalen Cr/Au- bzw. Ni/Au-Kontakten wurde ein Maximalwert von 4219 und 20342 bei einer Spannung von 15 V und einer effektiven Strahlungsleistung von $3,1 \mu\text{W}$ erreicht (Abb. 6.6). Diese Spitzenwerte des Ein/Aus-Verhältnisses des Photostroms sind mehr als 1 - 2 Größenordnungen höher als die für nanostrukturierten MS-Schottky-Dioden auf ZnSe- und ZnSe/ZnO-Basis in [VTF01; Fan+09] vorgestellten Werte. Wie es aus der Abbildung 6.7 ersichtlich ist, betragen die Reaktionszeiten für die MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen Kontakten 0,16 ms mit UV-Strahlung und 0,13 ms ohne UV-Strahlung. Diese Werte der Reaktionszeit sind etwa 2 - 4 Größenordnungen niedriger als die in der Literatur angegebenen Reaktionszeiten für MS-Schottky-Dioden [HA99; VTF01; Lin+05; Par+16; Fan+09]. Darüber hinaus hängt die Reaktionszeit linear vom Lastwiderstand ab und kann durch Reduzieren des Lastwiderstands auf den $\text{k}\Omega$ -Bereich um 2 - 3 Größenordnungen weiter verringert werden [Mon+99]. Die maximale Bandbreite der ZnSe-basierten MS-Schottky-Diode wurde entweder durch die RC-Zeit oder durch die Trägerlaufzeit begrenzt. Unter Berücksichtigung des mittleren Mobilitätswerts von $300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ für undotiertes ZnSe bei 300 K [Ned+08] und der Kapazität der hergestellten MS-Schottky-Dioden von $\sim 3 \text{ fF}$ wurde eine Laufzeit von 8 ps sowie eine RC-Zeit von 17 μs für die MS-Schottky-

Dioden mit interdigitalen Kontakten geschätzt. Diese Ergebnisse zeigen, dass die RC-Zeit des Messsystems die Hauptbegrenzung verursacht.

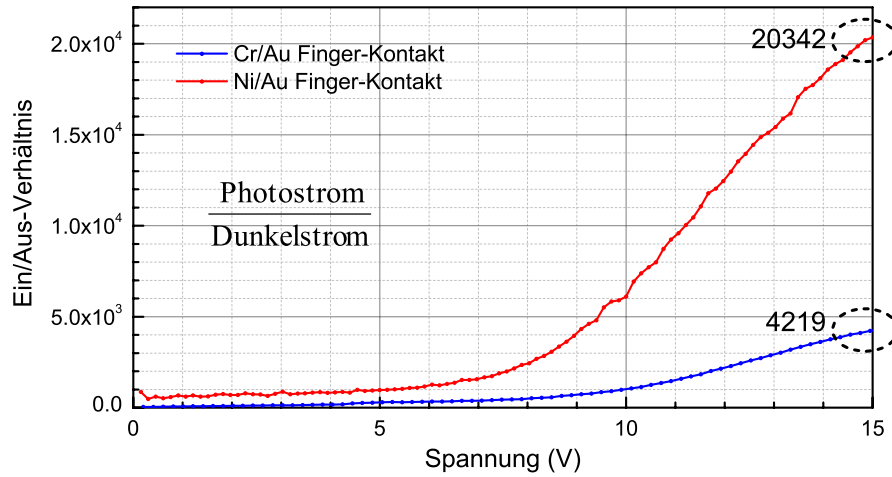


Abbildung 6.6: Abhängigkeit des Ein/Aus-Verhältnisses des Photostroms von MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen Cr/Au- und Ni/Au-Kontakten als Funktion der angelegten Spannung.

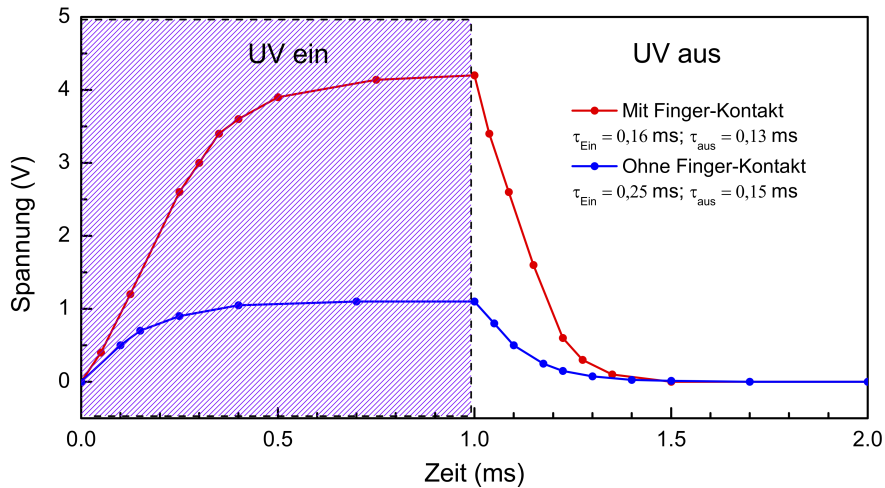


Abbildung 6.7: Schalteigenschaften von ZnSe-basierten MS-Schottky-Dioden mit und ohne interdigitale Cr/Au-Kontakte unter Cd-He-Laserstrahlung mit einer Wellenlänge von 325 nm und einer effektiven Strahlungsleistung von 3,1 μ W.

6.3.3 Responsivität, Detektivität und NEP-Werte

DIE Responsivität der hergestellten MS-Schottky-Dioden wurde unter einer angelegten Spannung von 0 V bis 15 V gemessen und ist in Abbildung 6.8 (a) dargestellt. Das Verhalten der Responsivität hat einen ähnlichen Charakter wie das des Photostroms. Für die MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen Cr/Au- und Ni/Au-Kontakten wurden maximale Responsivitäten von 2,23 A/W bzw. 5,4 A/W bei einer Vorspannung von 15 V unter UV-Strahlung erreicht. Diese Werte sind signifikant höher als der von Vigue et al. [VTF01] angegebene Maximalwert von 0,13 A/W bei 450 nm für verschiedene Arten von ZnSe-basierten MS-Schottky-Dioden. Die Detektivitäten der MS-Schottky-Dioden wurden aus den IV-Messungen berechnet und sind in Abbildung 6.8 (b) gezeigt. Diese Abhängigkeit der Detektivität von der angelegten Spannung wiederholt praktisch das Verhalten der Responsivitätskurven. Eine maximale Detektivität von $\sim 3,5 \cdot 10^{11} \text{ cm} \sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ bei einer Vorspannung von 15 V wurde für eine MS-Schottky-Diode auf ZnSe-Basis mit interdigitalen Ni/Au-Kontakten erhalten. Dieser Wert ist vergleichbar mit den zuvor angegebenen Detektivitäten für MS-Schottky-Dioden auf der ZnSe-Basis [HA99; VTF01; Lin+05; Par+16; Fan+09]. Die NEP-Werte der MS-Schottky-Dioden wurden aus den IV-Charakteristik berechnet und sind in Abbildung 6.9 gezeigt. Die MS-Schottky-Dioden auf ZnSe-Basis mit interdigitalen Cr/Au- bzw. Ni/Au-Kontakten zeigten einen NEP-Wert von $1 \cdot 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ bzw. $3 \cdot 10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei einer Vorspannung von 15 V mit einer angenommen effektiven Strahlungsleistung von 3,1 μW . Diese Werte sind vergleichbar oder sogar niedriger als die der beschriebenen MS-Schottky-Dioden auf ZnSe-Basis in [VTF01; Fan+09]. Die MS-Schottky-Dioden können durch ihre Responsivität (\mathfrak{R}) in Gleichung (6.1), die Detektivität (D) in Gleichung (6.2) und NEP-Wert in Gleichung (6.3) charakterisiert werden [Sir+18]

$$\mathfrak{R} = \frac{I_{Ph} - I_D}{P_{UV}}, \quad (6.1)$$

$$D = \frac{\mathfrak{R} \sqrt{A}}{\sqrt{2 \cdot q \cdot I_D}}, \quad (6.2)$$

$$NEP = \frac{\sqrt{2 \cdot q \cdot I_D}}{\mathfrak{R}}, \quad (6.3)$$

wobei I_{Ph} der Photostrom der MS-Schottky-Dioden unter UV-Beleuchtung, I_D der Dunkelstrom ohne UV-Strahlung, P_{UV} die einfallende optische Leistung des

Lasers, A die aktive Fläche der MS-Schottky-Dioden und q die Elementarladung ist.

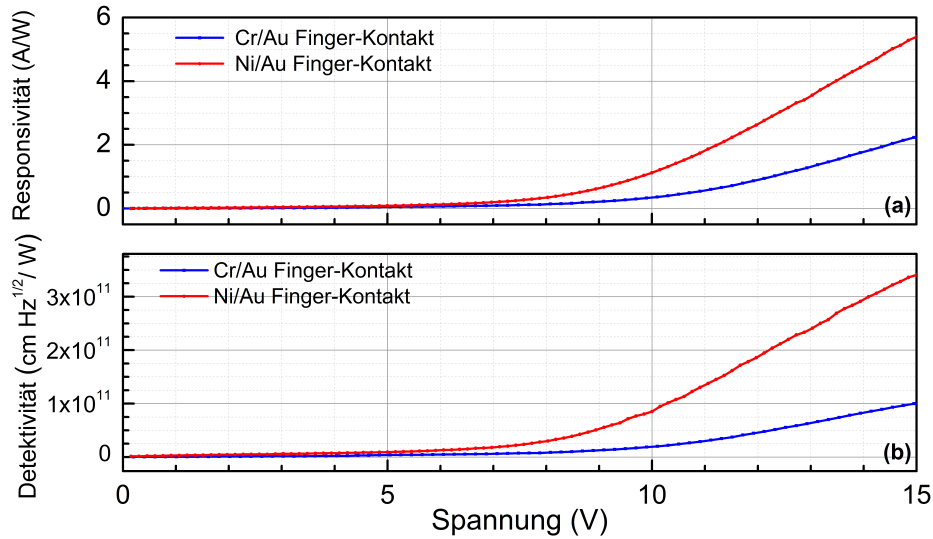


Abbildung 6.8: Responsivität (a) und Detektivität (b) der MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen Cr/Au- und Ni/Au-Kontakten als Funktion der angelegten Spannung.

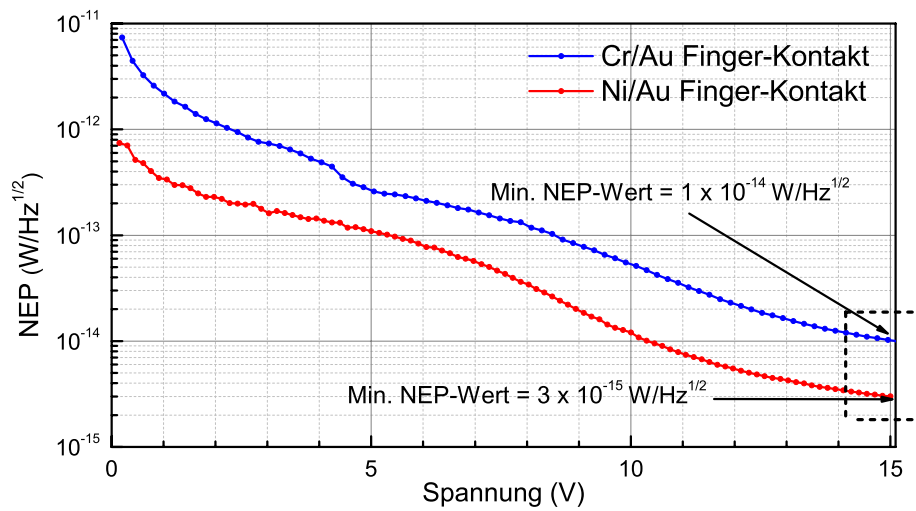


Abbildung 6.9: NEP-Werte der MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen Cr/Au- bzw. Ni/Au-Kontakten.

6.4 Zusammenfassung

UV-MS-Schottky-Dioden auf der ZnSe-Basis wurden hergestellt und untersucht. Die Kontaktmetallisierungen für ZnSe-basierte MS-Schottky-Dioden basieren auf Cr/Au und Ni/Au. Die beste Leistung der ZnSe-basierten MS-Schottky-Dioden wird mit interdigitalen Ni/Au-Kontakten erzielt. Dies ist auf die hohe Schottky-Barrierrhöhe zurückzuführen, die 1,49 eV für Ni/Au-Kontakte bzw. 1,26 eV für Cr/Au-Kontakte entspricht. Für die Bauelemente mit interdigitalen Ni/Au-Kontakten wird eine Responsivität von 5,4 A/W bei einer Vorspannung von 15 V unter Verwendung eines UV-Lasers mit einer Wellenlänge von 325 nm erhalten. Darüber hinaus wurde für die gleiche MS-Schottky-Dioden ein großes Ein/Aus-Verhältnisses (Sensitivität) des Photostroms von 20342 und ein niedriger NEP-Wert von $3 \cdot 10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei einer angelegten Spannung von 15 V erreicht. Bei Cr/Au-Schottky-Kontakten wurde ein Dunkelstromwert von 3,4 nA, eine Responsivität von 2,22 A/W, eine Sensitivität von 4211 bei 15 V sowie einen NEP-Wert von $10 \cdot 10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ wurden bei 15 V erzielt. Diese Werte sind nur unter der Bedingung gültig, dass eine effektive Strahlungsleistung von 3,1 μW angenommen wird. Mit diesen Eigenschaften können die MS-Schottky-Dioden als mögliche THz-Quellen eingeführt werden. Ropagnol et al. [Rop+11] untersuchten die Erzeugung von THz-Strahlung aus photoleitenden Antennen unter Verwendung von einkristallinen und polykristallinen ZnSe-Substraten. Die photoleitenden Antennen wurden oberhalb (400 nm) und unterhalb (800 nm) der Bandlücke angeregt. Deren Ergebnisse zeigen, dass ZnSe im Vergleich zu GaAs-Substraten ein starkes Potenzial als THz-Emitter mit hoher Leistung hat, allerdings erfordert die höhere Umwandlungseffizienz in ZnSe höhere Photonenenergie als in GaAs.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

IM Rahmen dieser Arbeit wurden vier Bauteilkonzepte designt, hergestellt und charakterisiert. Durch die Verwendung innovativer Verfahren der Nanotechnologie können vorteilhafte Bauelementeigenschaften erreicht werden. Bei den Schottky-Detektoren konnte die metallische NW-Kontaktierung anstatt der gängigen aufgedampften Fingerkontakte durch die Dielektrophorese-Technik erfolgreich eingeführt werden. Die Implementierung dieser neuen Konzepte mit metallischen NWs bei den Schottky-Detektoren bildet die bedeutende Neuheit der untersuchten THz-Detektoren gegenüber früheren Arbeiten auf diesem Gebiet. Diese innovativen THz-Bauelemente können aufgrund der geringen Bauelementkapazität eine deutlich höhere Grenzfrequenz als bei klassischen Schottky-Dioden erreichen. Außerdem können diese THz-Schottky-Detektoren auch von einem verstärkten elektrischen Feld durch Feldüberhöhung am Schottky-Kontakt mit reduzierter Höhe der Schottky-Barriere profitieren. Diese Nanoeffekte ermöglichen einen rauscharmen Betrieb ohne Vorspannung bei Raumtemperatur. Alle hier hergestellten THz-Schottky-Detektoren wurden auf $n^+ - GaAs$ bzw. auf $n^+ - InGaAs$ -Strukturen unter Verwendung des NW als Brückenkontakt auf der Halbleiter-Mesa hergestellt. Der vertikale NW-InGaAs-Schottky-Detektor zeigte im Vergleich zu dem auf NW-GaAs basierenden Detektor verbesserte Leistung hinsichtlich der Responsivität und NEP-Werte bei Nullvorspannung. Verschiedene THz-Messungen wurden mit diesen Detektoren ohne Vorspannung durchgeführt, allerdings stellte die THz-Messungen eine große Herausforderung dar. Die Bauelemente degradierten bei angelegten Spannungen von ungefähr 0,3 V bei wiederholten Messungen. Andererseits ist die Oxidation des NW problematisch. Auch Phänomene wie die Rayleigh-Instabilität oder die Korrosion können als Ursache der verschlechterten Qualität der NWs betrachtet werden. Während sich der NW auf der Passivie-

rung langsamer modifiziert, beschleunigt der Kontakt zwischen dem NW und dem Halbleiter diesen Prozess. Damit die NW-basierenden Schottky-Detektoren langzeitstabil verwendet werden können, sollen die hier diskutierten Herausforderungen behoben werden. Für diese Detektoren wurden mehrere Optimierungsschritte durchgeführt. Zum einen wurden die NW-Schottky-Detektoren mit einer Passivierungsschicht von 150 nm als Schutz gegen die Oxidation abgeschieden. Jedoch bewegte sich der NW während der Abscheidung, so dass kein bzw. nur ein schlechter Kontakt entstand. Eine weite Optimierung war das Aufdampfen einer dünnen Platin (Pt)-Schicht von 20 nm unter dem NW. Danach wurde das ausgerichtete NW als Ätz-Maske für die Pt-Schicht verwendet. In diesem Fall verbesserte sich der Schottky-Kontakt unter dem NW. Allerdings erschwerte die Adhäsion zwischen den beiden Metallen die DEP-Kontaktierung. Außerdem wurden die Ausrichtungen mit dickeren NWs durchgeführt. Diese waren nicht so flexibel und ermöglichte keine Verbesserung.

Bei den THz-Quellen konnten die nano-strukturierten Seitenkontakte von etwa 600 nm die neuen GaN-basierten Gunn-Quellen verbessern. Eine einfache Messung des negativen differentiellen Widerstands (Englisch: negative differential resistance, NDR) wurde hiermit ermöglicht. In Kombination mit einer Feldplattentechnologie sind die elektrischen Kontakte stabiler. Die neuen GaN-Gunn-Dioden haben das Potential, leistungsstarke und kompakte THz-Generatoren bereitzustellen, die den Frequenzbereich von 100 GHz bis 1 THz abdecken können. Grundlage hierfür sind die hervorragenden elektronischen Eigenschaften des GaN-Basismaterials, die es erlauben, extrem hohe Grenzfrequenzen und THz-Ausgangsleistungen zu erzielen. Zu diesen Eigenschaften zählen insbesondere die hohe Sättigungsgeschwindigkeit für Elektronen (in GaN etwa zweimal höher als in GaAs), die viel höhere elektrische Schwellfeldstärke für den Gunn-Effekt (in GaN ca. 50-mal höher als in GaAs) sowie die große Energiebandlücke von 3,4 eV. Das neuartige Design der Dioden bietet auch mehrere Vorteile. Durch die räumliche Trennung der Elektroden wird die Elektromigration von Kontaktmaterialien von der Anode zur Kathode praktisch vollständig unterbunden. Somit weisen die Bauelemente eine hohe Leistungsfähigkeit und Stabilität auf. Infolge des hochdotierten Rückseitenkontakts an der Anode wird der parasitäre Serienwiderstand verkleinert und der Wirkungsgrad verbessert. Außerdem ermöglicht das GaN-Eigensubstrat einen effektiveren Abtransport der in der Gunn-Diode entstehenden Verlustwärme als die bei den bisher bekannten Saphir-Substraten aufgrund der höheren Wärmeleitfähigkeit von GaN (130 W/mK) im Vergleich zu Saphir (40 W/mK bei 25°C, 12 W/mK bei 400°C). Weiterhin wird mit einer GaN-Schicht keine Zwischenschicht zum aktiven GaN-Material benötigt und der an der Grenzfläche auftretende Über-

gangswiderstand eliminiert. Zudem ist eine verspannungsfreie Abscheidung der GaN-Aktivschichten möglich, die den Gunn-Effekt erleichtern. Bei den Messungen an ersten Demonstratoren mit dem hier beschriebenen Design auf einen hochdotierten GaN-Substrat wurde ein Sättigungsbereich der IV-Kennlinie mit negativem differentiellem Widerstand beobachtet, der auf den Gunn-Effekt (Elektronentransfereffekt) hinweist. Bei den Messungen konnten Feldstärken verwendet werden, die sogar viel größer als die zur Erzielung des Gunn-Effekts in GaN erforderliche Schwellfeldstärke von ca. 150 kV/cm sind. Somit konnte die zur THz-Erzeugung notwendigen Charakteristika erreicht werden. Dies legt das Fundament für zukünftige Arbeiten, die auf die Einbettung der GaN-Gunn-Dioden in THz-Resonatoren zur Erzeugung von THz-Strahlung abzielen. Bezogen auf die Diodenfläche sind THz-Ausgangsleistungen zu erwarten, die um den Faktor 50 höher als bei GaAs- und um den Faktor 15 höher als bei InP-Gunn-Dioden sind. Zudem reichen die simulierten Grenzfrequenzen von GaN-Gunn-Dioden bis zu 700 GHz und bei hohen Harmonischen bzw. speziellen Anregungen durch Laserstrahlung sogar über 1 THz, während die Grenzfrequenz der GaAs-Gunn-Dioden bei 100 GHz und der InP-Gunn-Dioden bei ca. 160 GHz liegt. Die zu erwartende THz-Ausgangsleistungen und Grenzfrequenzen der GaN-Gunn-Dioden sind somit etwa eine Größenordnung höher als bei alternativen Materialien.

Ein weiteres auf Nanotechnologie basierendes Konzept in dieser Arbeit ist die THz-Quelle auf der Basis von Kohlenstoffnanoröhren (Englisch: Carbon nanotubes, CNT). Die THz-Quelle wurde in einem Vakuumsystem hergestellt, charakterisiert und vorerst für die THz-Durchleuchtung von Briefumschlägen angewandt. Somit öffnet sich auch der Weg für CNT-basierte kostengünstige Breitband-Systeme, die im Bereich bis 10 THz für bildgebende Verfahren Anwendung finden können. Ein einzelnes CNT-Garn mit einem Durchmesser von 20 µm bzw. 100 µm wurde als neuer miniaturisierter Schwarzkörperstrahler für die breitbandige THz-Emission verwendet. Es hat sich ein zuverlässiger Betrieb für hohe elektrische Ströme von bis > 700 mA und schnelle elektrische Eigenmodulation von > 200 Hz der Ausgangsleistung ohne Verwendung eines messtechnischen Modulators gezeigt. Das Potenzial für eine Array-Konfiguration mit integrierten Filtern und Kollimatoren sowie die anfänglich gemessene Ausgangsleistung machen das Bauelement vielversprechend für die Bildgebung und Qualitätskontrolle kleiner Objekte.

Zuletzt wurden die Ultraviolett-Metall-Halbleiter-Metall-Schottky-Dioden (UV-MS-Schottky-Dioden) auf ZnSe-Basis mit Cr/Au- und Ni/Au-Kontakten hergestellt und untersucht. Für die MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen Ni/Au- bzw. Cr/Au-Kontakten mit einer Breite von 500 nm wurden niedrige Dunkel-

stromwerte von 0,82 nA und 1,64 nA bei einer Vorspannung von 15 V erreicht. Eine maximale Responsivität von 2,23 A/W und 5,40 A/W wurde für die MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen Cr/Au- und Ni/Au-Kontakten bei einer Spannung von 15 V und unter Verwendung eines UV-Lasers mit einer Wellenlänge von 325 nm erreicht. Darüber hinaus wurde für den Detektor mit interdigitalen Ni/Au-Kontakten bei Raumtemperatur ein NEP-Wert von $3 \cdot 10^{-15} \text{ W} / \sqrt{\text{Hz}}$ bei einer Spannung von 15 V erreicht, der 3,3-mal niedriger ist als der für den Detektor mit interdigitalen Cr/Au-Kontakten. Die gemessenen Reaktionszeiten aller hergestellten MS-Schottky-Dioden liegen im ms-Bereich und sind durch die RC-Zeit des Messsystems begrenzt. Diese Ergebnisse bilden eine Grundlage zur Erzeugung von THz-Strahlung aus einer Antenne im Sinne eines Photomischers mit einkristallinen und polykristallinen ZnSe-Substraten. Diese ersten Ergebnisse zeigten, dass ZnSe im Vergleich zu GaAs-Substraten ein starkes Potenzial als THz-Emitter mit hoher Leistung aufweist.

Ausblick

DIE Arbeit bietet Anknüpfungspunkte für weitere Verbesserungen bzw. Entwicklungen. Um die NW-basierten THz-Schottky-Detektoren implementieren zu können, sollen in der Zukunft thermisch und chemisch stabilere NW-Metalle wie Gold, Platin, CNT oder Garne als Anodenkontakt benutzt werden. Weiterhin können Nanostreifen unter dem NW geätzt werden, sodass sich der NW während der Abscheidung der Passivierungsschicht nicht bewegt. Eine weitere mögliche Optimierung ist die Verwendung von HEMT-Strukturen mit hoher Elektronenmobilität zu verwenden. Das 2DEG bietet eine höhere Mobilität im Kanal und einen niedrigeren Serienwiderstand. Die Grenzfrequenz sowie die Empfindlichkeit können somit weiter erhöht werden. Unter Verwendung der Flip-Chip-Montage können die parasitären Effekte des GaAs- bzw. InP-Substrats mit einem Quarz-Substrat minimiert werden. Zuletzt könnten Halbleiter-Nanoribbons für die THz-Detektoren verwendet werden.

Bei den Gunn-Dioden bleibt zunächst die Erzeugung von THz-Strahlung zu zeigen. Die Arbeit hat hierfür den Grundstein gelegt. Außerdem können die Gunn-Dioden durch die Kombination mit einer kontinuierlichen Laserbestrahlung im Nanosekundenbereich die Elektronenenergie im Leitungsband erhöhen und den Gunn-Effekt erleichtern. Somit fällt die erforderliche Betriebsspannung der Gunn-Diode ab und die Wärmeerzeugung während des Betriebs kann stark reduziert werden.

Für die CNT-Quellen kann ein komplettes System mit einem CNT-basierenden Detektor, z.B. CNT-Bolometer, aufgebaut werden. Somit sind kostengünstige Systeme für die Bildgebung möglich. Die bisherigen Ergebnisse mit dem CNT-basierten SKS dienen als Grundlage hierfür.

Anhang A

Transimpedanzverstärker

DIE Leiterplatte (PCB) des Transimpedanzverstärkers wurde mithilfe des Eagle-Programms für den Nullvorspannungsbetrieb entworfen (Abb. 1.1).

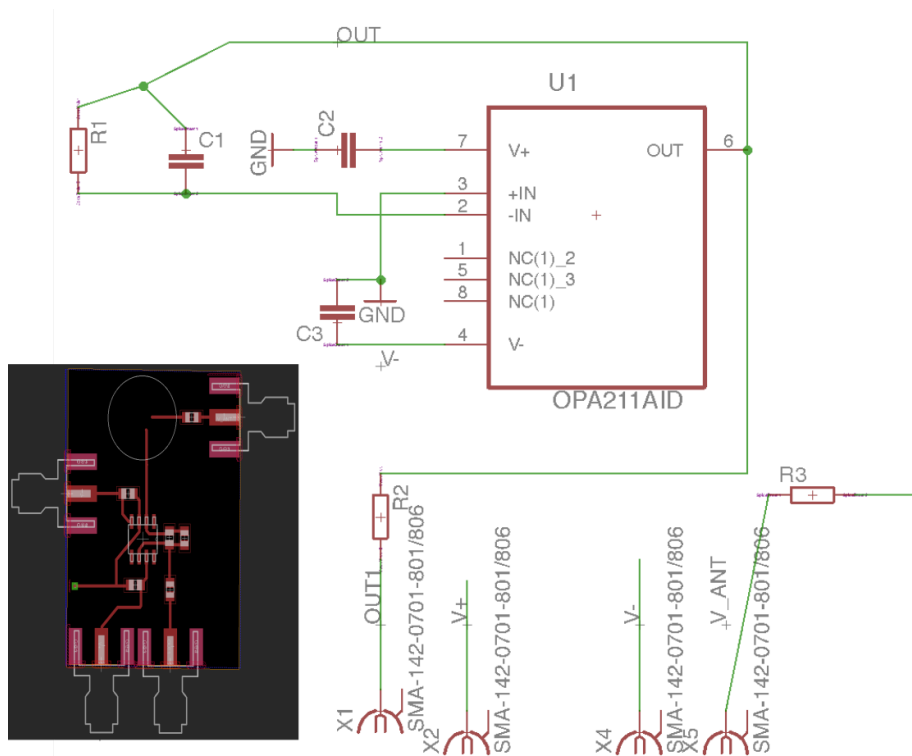


Abbildung 1.1: Design und Schema der Leiterplatte für den Transimpedanzverstärker.

Der Verstärker wurde dann mithilfe der TINA-Software für Signale bis zu einem Eingangstrom von $1\mu\text{A}$ (Abb. 1.2) sowie für kleine Signale bis zu einem Eingangstrom von 100 pA (Abb. 1.3) simuliert. Die Verstärkung sowie die

Bandbreite kann durch die RC-Schaltung angepasst werden. Jedoch spielt ein Zusammenhang zwischen den RC-Werten, dem Gewinn sowie der Bandbreite eine große Rolle. Die Werte in Abbildung 1.2 zeigen empirische Werte für ein moderates Signal-Rausch-Verhältnis. Für einen hohen Gewinn muss der Feedback-Widerstand erhöht und die Feedback-Kapazität reduziert werden.

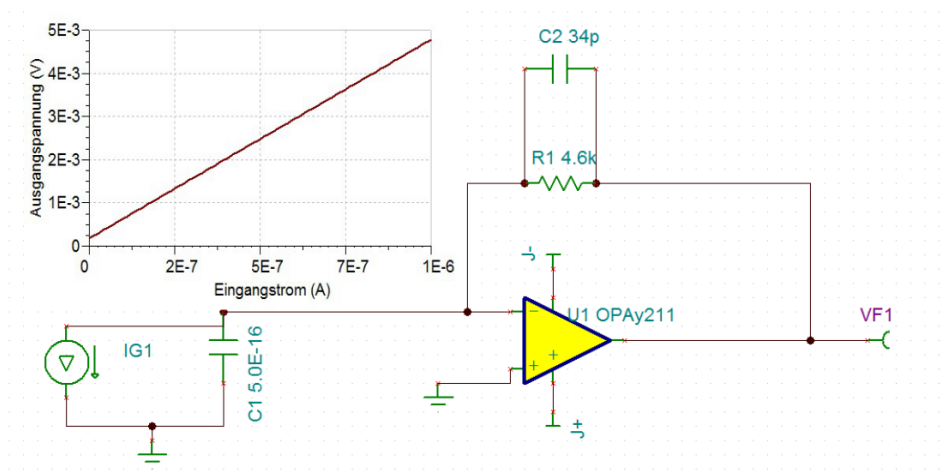


Abbildung 1.2: Simulation des Transimpedanzverstärkers für Signale bis zu einem Eingangstrom von $1 \mu\text{A}$.

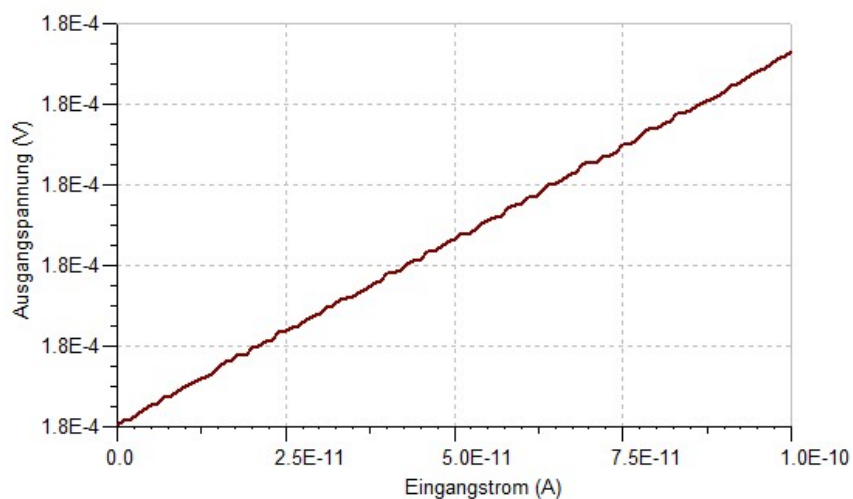


Abbildung 1.3: Simulation des Transimpedanzverstärkers für kleine Signale bis zu einem Eingangstrom von 100 pA .

Anhang B

Symbole und Akronyme

Symbole

D	Antennendirektivität
G	Antennengewinn
Z_A	Antennenimpedanz
ϵ_0	Absolute Dielektrizitätskonstante
E_g	Bandlückenenergie
k_B	Boltzmann-Konstante
p	Dipolmoment von Ag-NWs
n	Dotierungskonzentration des n-leitenden Materials
E	Elektrisches Feld
μ_e	Elektronenmobilität
τ_e	Energierelaxationszeit
p	Elektronenladung
f	Frequenz
C	Kapazität
F	Kraft
μ_h	Löchermobilität
N	Ladungsträgerdichte

σ	Leitfähigkeit
m_e	Masse des Elektrons
m_h	Masse des Lochs
V_{pp}	Peak-to-Peak Spannung
h	Planck-Konstante
A^*	Richardson-Konstante
Γ	Reflexionskoeffizient
S_{11}	Reflexionskoeffizient der Antenne
f_r	Resonante Frequenz
\mathcal{R}	Responsivität
ϵ_r	Relative Dielektrizitätskonstante
Q	Strahlungsqualitätsfaktor
ϕ_B	Schottky Barrierenhöhe
P_{THz}	THz-Signalleistung
T	Temperatur
V_{NW}	Volumen des Ag-NW
ω	Winkelfrequenz
λ	Wellenlänge
t	Zeit

Akronyme

2DEG	Zweidimensionales Elektronengas
Ag-NW	Silber-Nanodraht
AC	Wechselstrom
CMOS	Komplementärer Metall-Oxid-Halbleiter
CW	Dauerstrich

CNT	Kohlenstoffnanoröhre
CST	Computer Simulation Technology
CVD	Chemische Gasphasenabscheidung
DFB	Laser mit verteilter Rückkopplung
DEP	Dielektrophorese
FEB	Fokussierter Elektronenstrahl
GaAs	Galliumarsenid
HF	Hochfrequenz
InGaAs	Indiumgalliumarsenid
IR	Infrarot
NEP	Rauschäquivalentleistung
NDR	Negativer differentielle Widerstand
OSCI	Oszilloskop
PECVD	Plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung
PCB	Leiterplatte
RC	Widerstand und Kondensator
RLC	Widerstand, Induktor und Kondensator
RMS	Quadratischer Mittelwert
REM	Rasterelektronenmikroskop
SD	Standard-Diode
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis
SBD	Schottky-Barrier-Diode
THz	Terahertz
UV	Ultraviolett

Abbildungsverzeichnis

3.1	Veranschaulichung des Schottky-Banddiagramms. (a) vor der Kontaktierung und (b) nach der Kontaktierung	20
3.2	(a) Vereinfachter Querschnitt der Schottky-Diode mit dem Nanodraht als Brücke und Anodenkontakt. R_{Epi} impliziert den Übergangswiderstand der Epischicht, R_{Puf} den Pufferwiderstand, R_{Kon} den Kontaktwiderstand, R_N den NW-Widerstand, C_j die Sperrschichtkapazität, C_{p-p} die Pad-to-Pad-Kapazitäten und C_{fs} die NW-Substrat-Kapazität. (b) Ein äquivalentes HF-Ersatzschaltbild einer idealen Schottky-Diode zur Berechnung der Leistungsverluste aufgrund der Impedanzfehlanpassung zwischen der Antenne (R_a) und der Diode (siehe Unterkapitel 3.4.2).	22
3.3	Die effektive Kontaktfläche A_{eff} zwischen dem NW und der Oberfläche der aktiven Schicht des Halbleiters.	29
3.4	Prinzipieller Versuchsaufbau der Dielektrophorese. Die Antenne mit beiden Kontaktelektroden befinden sich auf einem Wafer mit einem SI-GaAs- oder SI-InP-Substrat.	32
3.5	REM-Aufnahmen der Schottky-Kontakte mit DEP-Technik. (a) Einzelner NW mit einem Durchmesser von 120 nm. (b) NW kontaktiert mit einem Teil der Antenne. Ein Vergleich zwischen ausgerichteten einzelnen NW (c) und Multi-NWs (d), (e) zwei NWs überlappen sich während der Kontaktierung und (f) ausgerichteter NW, der während des Prozesses mechanisch beeinflusst ist.	33
3.6	Mit COMSOL frequenzabhängig-simulierte Stromdichte an der Oberfläche mit konstantem Strom für NWs mit zunehmenden Durchmessern.	35
3.7	CST-simulierte Potentialverteilung der GaAs- bzw. InGaAs-basierten Schottky-Dioden unter Verwendung von Ag-NW als Luftbrückenkontakt. Ein Antennenarm, der mit der Schottky-Diode verbunden wurden, ist gezeigt. Die Gesamtkapazität beider Bauelemente betrug 0,5 fF.	36

3.8	COMSOL-simulierte IV-Eigenschaften der Schottky-Dioden auf der Basis von GaAs- bzw. InGaAs-Materialien mit dem NW. Der Inset zeigt die simulierte 3D Ansicht der Schottky-Diode.	37
3.9	Skizzen der verschiedenen Antennen mit einem Antennenabstand von 5 μm : (a) Bow-tie, (b) log-periodische und (c) log-Spiralantenne.	38
3.10	S_{11} -Parameter der log-periodischen (rot), Bow-tie (grün) und log-Spiralantenne (blau).	41
3.11	Herstellungsschritte der Schottky-Diode mit dem NW als Brücken- und Anodenkontakt. Der Herstellungsunterschied zwischen den nano-basierten Schottky-Dioden und Schottky-Dioden mit Fingerkontakt liegt in dem letzten Schritt. Hierbei wurde der herkömmliche Schottky-Kontakt durch den NW ersetzt.	43
3.12	REM-Aufnahme des hergestellten Schottky-Detektors mit einer log-periodischen Breitband-THz-Antenne. Der NW hat einen Durchmesser von 120 nm.	44
3.13	Inhouse-hergestelltes THz-Schottky-Detektormodul. (a): Leiterplatte (PCB) bestehend aus einer Schottky-Diode mit einer log-periodischen Antenne (bis zu 2,7 THz), einer Si-Linse und einem Vorverstärker. (b): Gehäuse des Detektormoduls aus Aluminium mit einer Öffnung für die Si-Linse.	45
3.14	Vergleich der IV-Eigenschaften zwischen den NW-GaAs und SD-GaAs-basierten vertikalen Schottky-Detektoren. Der Inset zeigt die lineare IV-Charakteristik der Dioden.	46
3.15	Vergleich der IV-Eigenschaften zwischen den NW-InGaAs und den SD-InGaAs-basierten vertikalen Schottky-Detektoren. Der Inset zeigt die lineare IV-Charakteristik der Dioden.	47
3.16	Vergleich der IV-Eigenschaften zwischen den vertikalen InGaAs und den GaAs-basierten Schottky-Dioden. Beide Dioden basieren auf Ag-NW-Kontakten mit einem Durchmesser von 120 nm. Der Inset zeigt die IV-Charakteristik derselben Dioden in einer linearen Darstellung.	48
3.17	Ein Vergleich der quasi-statischen DC-Responsivitäten zwischen den vertikalen SD-GaAs und SD-InGaAs (a) sowie den NW-GaAs und NW-InGaAs (b) basierten Schottky-Detektoren.	50
3.18	Messaufbau zur THz-Charakterisierung. Ein LT-GaAs-basierter Photomischer mit konventionellen interdigitalen Kontakt als THz-Quelle und die NW-basierte Schottky-Diode als THz-Detektor verwendet.	52

3.19	THz-Messungen mit einem NW-InGaAs-basierten Schottky-Detektor bei Nullvorspannungsbetrieb. Die maximal gemessene Frequenz betrug etwa 1,2 THz, die durch das verwendete System begrenzt wurde. Der Inset bezieht sich auf die Kalibrierung der Golay-Zelle als Referenz für die Messungen des THz-Schottky-Detektors.	53
3.20	Roll-off des NW-InGaAs-basierten Schottky-Detektors bei Nullvorspannungsbetrieb normiert mit der Golay-Zelle. Die 3 dB Frequenz liegt bei etwa 1,2 THz.	53
3.21	REM-Aufnahmen der Schottky-Detektoren. (a) zeigt einen neuen NW unmittelbar nach dem Entnehmen aus dem Lösungsmittel. (b) zeigt eine modifizierte aktive Schicht bei angelegten Spannungen von 0,3 V. (c) und (d) zeigen die Modifikation des NW beim Stromfluss bzw. die Reaktion zwischen dem NW und dem Halbleiter.	54
4.1	Vereinfachte Bandstrukturen für den Gunn-Effekt in GaN-Materialien.	60
4.2	Demonstration der Domänenbildung. (a) $v - E$ -Verhältnis, wobei E_r und v_r das Feld bzw. die Trägergeschwindigkeit außerhalb der Domäne ist, (b) ein kleiner Dipol wächst zu (c) einer reifen Domäne. Zwischen t_1 und t_2 wird die reife Domäne an der Anode vernichtet und eine weitere Domäne wird in der Nähe der Kathode gebildet (Adaptiert von [SN06]).	64
4.3	Idealisierte Rechteckwellenformen für den Gleichfeldmodus. V_0 und I_0 sind die Mittelpunkte der AC-Komponenten (Adaptiert von [SN06]).	66
4.4	Vereinfachtes Ersatzschaltbild der Gunn-Diode mit einem Resonator (a) und einer Antenne (b).	69
4.5	S_{11} -Parameter der Patch-Antenne mit der Diode in der Mitte (blau) und am Rand (grün). Der Inset zeigt der 3D Ansicht (links) und Draufsicht (rechts) der resonanten Antenne mit der Diode am Rand.	71
4.6	REM-Aufnahmen von GaN auf einem Si-Substrat (a), Mesa mit Loch (b) und von einer Mesa mit Rissen (Wachstumsdefekte) auf der aktiven Schicht mit SiC-Substrat (c). Eine Passivierungsschicht umrahmt die Diode.	72
4.7	Herstellungsschritte der vertikalen Standard-Gunn-Diode mit unterschiedlichen GaN-Schichten (Ansicht in Querschnitt). . . .	73
4.8	Fotos nach den Hauptprozessschritten der Gunn-Dioden. Der Diodendurchmesser beträgt etwa 21 μm . a) Ohmsche Kontakte, b) Strukturierung der Mesa und c) Ätzen der Mesa.	74

4.9	REM-Aufnahme der hergestellten Standard-Gunn-Dioden in einer Array-Anordnung. Der Diodendurchmesser beträgt etwa 21 μm	75
4.10	Querschnitt der Standard-Gunn-Diode mit Feldplattentechnologie. Die Feldplatte ist so aufgedampft, dass sie die Diode von oben kontaktiert.	76
4.11	Herstellungsprozess einer Gunn-Diode mit Seitenkontakt. Eine zusätzliche Si_xN_y -Passivierung wurde abgeschieden und für den Seitenkontakt unter Verwendung von SF_6 -Trockenätzen geöffnet. Die Feldplatte wurde so aufgedampft, dass sie die Diode von der Seite kontaktiert.	77
4.12	REM-Aufnahme einer einzelnen Diode vor der Seitenkontaktierung. Die Seitenkontakt-Öffnung ist mit rot gekennzeichnet. Grün-gestrichelte Linie veranschaulicht den Mesa-Bereich. Si_xN_y -Passivierung und der Photolack wurden als Ätz-Maske verwendet. Der gesamte Bereich um die Diode wurde mit Si_xN_y passiviert, um Kurzschlüsse mit dem Substrat zu vermeiden.	77
4.13	REM-Aufnahme der hergestellten Gunn-Dioden in einer Array-Konfiguration mit Seitenkontakt. Das Nebenbild zeigt eine Draufsicht der Gunn-Diode. Der effektive Seitenkanal ist die Ringfläche mit der Breite w_d	78
4.14	Schema des IV-Messaufbaus zur Charakterisierung der GaN-Gunn-Dioden. Der Aufbau enthält mehrere Geräte, die von einem Computer gesteuert werden: einen Pulsgenerator (HP 8114A), ein Oszilloskop (Textronix TDS 794D) und eine DC-Versorgung (TET-ARGOS). Das Nebenbild auf der Unterseite zeigt ein Foto der GaN-Probe unter dem Mikroskop. Die Länge des Koaxialkabels definiert die Pulsbreite (hier 70 ns).	79
4.15	Kalibrierung des Messsystems mit einem bekannten Widerstand von 100 Ω	80
4.16	IV-Messungen der Standard-Gunn-Dioden auf der Basis von GaN-Material mit einem Durchmesser von 21 μm : Beide Dioden 1 und 2 haben eine Dotierung von $3 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$ und zeigen einen stabileren Betrieb bei höheren Strömen.	82

4.17	IV-Messung der GaN-Gunn-Diode mit Feldplattentechnologie. In dem flachen Sättigungsbereich soll ein NDR zwischen 22 V und 32 V erscheinen, allerdings sind immer noch Serienwiderstände im System, die in Summe keinen NDR-Bereich erlauben. Zur besseren Verdeutlichung des NDR-Bereichs wurde eine Anpassung der Kurve eingeführt.	83
4.18	IV-Messung der GaN-Gunn-Diode mit Seitenkontakttechnologie. Der NDR- und der lineare ohmsche Bereich sind gekennzeichnet. Die Anpassung der Kurve wurde eingesetzt, um den NDR-Bereich besser zu veranschaulichen.	84
4.19	Gemessene elektrische Pulsantwort. Links: ein einfallender Spannungspuls und ein reflektierter Puls von der Gunn-Diode sowie die Spannungssoszillation aufgrund des Gunn-Effekts. Rechts: ein vergrößerter Bereich der Spannungssoszillation.	84
4.20	IV-Messungen der Gunn-Dioden mit Seitenkontakttechnologie für unterschiedliche Diodenhöhen h_d . Hohe negative differenzielle Widerstände mit einem hohen Stromabfall bis etwa $\Delta I=100$ mA wurden gemessen. Die Anpassung der Kurven wurde durchgeführt, um den NDR-Bereich besser zu veranschaulichen.	86
5.1	Spektrale Strahlungsdichte einer Schwarzkörperquelle bei Raumtemperatur. Der THz-Bereich liegt auf der niederfrequenten Seite des Peaks, wo die emittierte Leistung linear von der absoluten Temperatur abhängig ist.	91
5.2	Schematische Darstellungen der Schritte von Graphen zum CNT.	92
5.3	Schematische Darstellungen der Definition von armchair-förmigen, zickzack-artigen und chiralen einwandigen CNTs (SWCNTs) (Adaptiert von [Sai+92]).	93
5.4	Garnstrukturen hergestellt mit CVD-Methode: (a) REM-Aufnahme von den dichten CNTs in einem Garn; (b) REM-Aufnahme von einem gewickelten Garn.	94
5.5	Ein Vakuumkammer besteht aus einem Vakuumflansch und einem CNT-Garn, das mit den Elektroden 1 und 2 kontaktiert wird.	95
5.6	(a) Aufsatz für den Vakuumflansch zur Kontaktierung der CNT-Garne. (b) Eine optische Aufnahme der neuen THz-Quelle basierend auf CNT-Garn. Die Aufnahme zeigt das Glühlicht vom heißen Garn (Φ 20 μ m) in der Mitte eines Vakuumsystems. . . .	96
5.7	Aufbau zur Kalibrierung des breitbandigen THz-Systems. Ein kommerzieller SKS (OMEGA CN8500) wurde mit Golay-Zelle eingesetzt.	96

5.8	Aufheiz- und Abkühlcharakteristik des CNT-Garns. Das Garn kann mit > 200 Hz elektrisch moduliert werden, so dass kein mechanischer Chopper erforderlich ist. Die Reaktionszeit der CNT-Garne wurde mithilfe einer Photodiode gemessen.	97
5.9	Breitbandiges THz-System zur Charakterisierung einiger Filter mit einem CNT-THz-SKS als Quelle und die Golay-Zelle als Detektor mit einer elektrischen Modulationsfrequenz ohne die Notwendigkeit eines mechanischen Choppers. Der Teflon-Filter ist als Beispiel zu nehmen.	98
5.10	Experimentelle THz-Charakterisierungen der CNT-Quellen mit verschiedenen THz-Filtern. Die Messpunkte sind zur Veranschaulichung und zeigen das maximale Signal, das durch die Filter gemessen wurde.	99
5.11	Breitbandiges THz-System mit einem Garnemitter zur Charakterisierung eines Briefumschlags an verschiedenen Positionen (1-3).	100
5.12	THz-Leistungen der CNT-Quelle durch Transmission eines Umschlags in verschiedenen Bereichen. Die Messpunkte sind zur Veranschaulichung und zeigen das Signal, das über den gesamten Filter vermessen wurde.	100
6.1	Schematische Struktur von ZnSe-basierten MS-Schottky-Detektoren. MS-Schottky-Detektor mit interdigitalem Kontakt (a); MS-Schottky-Detektor ohne interdigitalen Kontakt (b).	105
6.2	REM-Aufnahmen von ZnSe-basierten MS-Schottky-Detektoren mit breitbandigen log-periodischen Antennen. MS-Schottky-Detektor mit interdigitalem Kontakt (a); MS-Schottky-Detektor ohne interdigitalen Kontakt (b).	105
6.3	Messaufbauten mit UV-Laser zur Charakterisierung der ZnSe-basierten MS-Schottky-Dioden. (a) für die Photostrommessungen und (b) für die Relaxationszeitsmessung.	106
6.4	IV-Charakteristiken des Photostroms von MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen und ohne interdigitale Cr/Au-Kontakte in linearen und logarithmischen Darstellungen unter einer effektiven Strahlungsleistung von $3,1 \mu\text{W}$	107
6.5	IV-Charakteristiken des Photostroms von MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen und ohne interdigitale Ni/Au-Kontakte in linearen und logarithmischen Darstellungen unter einer effektiven Strahlungsleistung von $3,1 \mu\text{W}$	108

6.6	Abhängigkeit des Ein/ Aus-Verhältnisses des Photostroms von MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen Cr/ Au- und Ni/ Au-Kontakten als Funktion der angelegten Spannung.	109
6.7	Schalteigenschaften von ZnSe-basierten MS-Schottky-Dioden mit und ohne interdigitale Cr/ Au-Kontakte unter Cd-He-Laserstrahlung mit einer Wellenlänge von 325 nm und einer effektiven Strahlungsleistung von 3,1 μ W.	109
6.8	Responsivität (a) und Detektivität (b) der MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen Cr/ Au- und Ni/ Au-Kontakten als Funktion der angelegten Spannung.	111
6.9	NEP-Werte der MS-Schottky-Dioden mit interdigitalen Cr/ Au- bzw. Ni/ Au-Kontakten.	111
1.1	Design und Schema der Leiterplatte für den Transimpedanzverstärker.	119
1.2	Simulation des Transimpedanzverstärkers für Signale bis zu einem Eingangstrom von 1 μ A.	120
1.3	Simulation des Transimpedanzverstärkers für kleine Signale bis zu einem Eingangstrom von 100 pA.	120

Tabellenverzeichnis

3.1	Materialspezifische Eigenschaften des Verbindungshalbleiters GaAs und InGaAs bei $T = 300\text{ K}$ [Ada92; Tak+76; Pau89; Pea80; PH78].	28
3.2	Empirische Prozessparameter zur Kontaktierung eines NW mit verschiedenen Durchmessern.	32
3.3	Simulierte Parameter für drei verschiedene Antennentypen mit einer Substrat-Dicke von $350\text{ }\mu\text{m}$	41
3.4	Die Grenzfrequenz und der NEP-Wert des NW-InGaAs-basierten Schottky-Detektors im Vergleich zum Stand der Technik.	55
4.1	Vergleich der kommerziell erhältlichen GaAs- und InP-Gunn-Dioden mit den neuen GaN-Gunn-Dioden.	68

Eigene Beiträge

Eigene Veröffentlichungen und ihr Bezug auf diese Dissertation

Im Rahmen der Forschung für diese Dissertation habe ich folgende Fachzeitschriften, veröffentlichte Konferenzbeiträge und Patente verfasst bzw. mitverfasst [1-17; A-C]. Diese Dissertation baut zum Teil (Kapitel 3 und 4) auf den Fachzeitschriften [1, 2] und den Konferenzbeiträgen [6-11] auf, die ich als Hauptautor verfasst habe. Dazu gehören die Planung, der Entwurf, die Simulation, die Herstellung der Bauelemente, die Messungen und die Verantwortung für das Schreiben der Manuskripte. Kapitel 5 basiert auf dem Konferenzbeitrag [15] und Kapitel 6 auf der Fachzeitschrift [3], die ich als Koautor mitverfasst habe. Dazu gehören die Herstellung der Bauelemente, die Messungen sowie die Mitbeteiligung an dem Schreiben der Manuskripte. An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Koautoren für ihre direkte oder indirekte Kooperation bedanken.

Fachzeitschriften

1- **Hajo, A. S.** ; Preu, S. ; Kochkurov, L. ; Kusserow, T. ; Yilmazoglu, O. "Fully integrated THz Schottky diodes using metallic nanowires as bridge contacts", IEEE Access (2021).

2- **Hajo, A. S.** ; Yilmazoglu, O. ; Dadgar, A. ; Küppers, F. ; Kusserow, T. "Reliable GaN-based THz Gunn diodes with side-contact and field-plate technologies", IEEE Access (2020).

3- Sirkeli, V. P. ; Yilmazoglu, O. ; **Hajo, A. S.** ; Nedeoglo, N. D. ; Nedeoglo, D. D.; Preu, S. ; Küppers, F. ; Hartnagel, H. L., "Enhanced Responsivity of ZnSe Based Metal-Semiconductor-Metal Near-Ultraviolet Photodetector via Impact Ionization", physica status solidi (RRL) Rapid Research Letters, 12 (2) p. 1700418 (2018).

4- Haidar, M. T. ; Preu, S. ; Cesar, J. ; Paul, S. ; **Hajo, A. S.** ; Neumeyr, C. ; Maune, H. ; Küppers, F., "Systematic characterization of a 1550 nm microelectromechanical (MEMS)-tunable vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL) with 7.92 THz tuning range for terahertz photomixing systems", *Journal of Applied Physics*, 123 (2) 023106 (2017).

5- Boppel, S. ; Ragauskas, M. ; **Hajo, A. S.** ; Bauer, M. ; Lisauskas, A. ; Chevtchenko, S. ; Ramer, A. ; Kasalynas, I. ; Valusis, G. ; Würfl, J. ; Heinrich, W. ; Trankle, G. ; Krozer, V. ; Roskos, H. G. "0.25- μ m GaN TeraFETs Optimized as THz Power Detectors and Intensity-Gradient Sensors", *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* (2015).

Veröffentliche Konferenzbeiträge

6- **Hajo, A. S.** ; Yilmazoglu, O. ; Dadgar, A. ; Küppers, F. ; Kusserow, T. "Fabrication and characterization of high power Gallium Nitride based terahertz Gunn diodes", 45nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (2020).

7- **Hajo, A. S.** ; Yilmazoglu, O. ; Küppers, F. ; Kusserow, T. "Integration and characterisation of Schottky diodes with a pre-amplifier for THz applications", 45nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (2020).

8- **Hajo, A. S.** ; Yilmazoglu, O. ; Samodi, B. ; Dadgar, A. ; Küppers, F. ; Kusserow, T. "A new approach to achieve Gunn effect for GaN based THz sources with high power", 44nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (2019).

9- **Hajo, A. S.** ; Yilmazoglu, O. ; Lu, S. ; Küppers, F. ; Kusserow, T. "Comparison of Metallic NW and Evaporated Contact for THz Detector Modules Based on an InGaAs Schottky diode", 44nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (2019).

10- **Hajo, A. S.** ; Yilmazoglu, O. ; Dadgar, A. ; Küppers, F. "Reliability Impro-

vement of High-Power THz GaN Gunn Sources for Active Imaging Systems", 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (2018).

11- **Hajo, A. S.** ; Yilmazoglu, O. ; Küppers, F. "Vertical nanowire contacted THz Schottky detectors based on gallium arsenide for zero-bias operation", 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (2018).

12- Küppers, F.; Sirkeli V. P. ; Yilmazoglu, O. ; **Hajo, A. S.** ; Nedeoglo, N. D. ; Nedeoglo, D. D.; Preu, S.; Hartnagel, H. L., "High-performance near-ultraviolet ZnSe-based photodetectors with Cr/Au and Ni/Au contacts", 9th MSCMP Conference Moldova (2018).

13- Hartnagel, H. L.; Sirkeli V. P. ; Yilmazoglu, O. ; **Hajo, A. S.** ; Nedeoglo, N. D. ; Nedeoglo, D. D.; Preu, S.; Küppers, F., "Near-ultraviolet avalanche photodetectors based on bulk ZnSe", 40th WOCSDICE Conference Bucharest - Romania (2018).

14- **Hajo, A. S.** ; Yilmazoglu, O. ; Küppers, F. "Vertical nanowire contacted THz Schottky detectors based on gallium arsenide for zero-bias operation", 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (2017).

15- Yilmazoglu, O. ; **Hajo, A. S.** ; Küppers, F. "Carbon nanotube yarns as miniature black-body radiator for broadband terahertz emission", 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (2017).

16- Haidar, M. T. ; Al-Daffaie, S. ; Yilmazoglu, O. ; **Hajo, A. S.** ; Küppers, F. "CW THz photomixers at 850 nm and 1550 nm using dielectrophoretic alignment of Ag-nanowire", 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW- THz) (2016).

17- **Hajo, A. S.** ; Al-Daffaie, S. ; Yilmazoglu, O. ; Haidar, M. T. ; Küppers, F. "Zero-bias Schottky diode based THz detectors at room temperature using metallic nanowire", 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz

waves (IRMMW-THz) (2016).

18- Boppel, S. ; Lisauskas, A. ; Bauer, M. ; **Hajo, A. S.** ; Zdanevicius, J. ; Matukas, J. ; Mittendorff, M.; Winnerl, S. ; Krozer, V. ; Roskos, H. G. "Monolithically-Integrated Antenna-Coupled Field-Effect Transistors for Detection Above 2 THz", EUCAP Conference, Lisbon-Portugal (2015).

19- Boppel, S. ; Ragauskas, M. ; **Hajo, A. S.** ; Bauer, M. ; Lisauskas, A. ; Chevtchenko, S. ; Ramer, A. ; Kasalynas, I. ; Valusis, G. ; Würfl, J. ; Heinrich, W. ; Trankle, G. ; Krozer, V. ; Roskos, "Terahertz edge detection with antenna-coupled field-effect transistors in 0.25 μ m AlGaIn/GaN technology", 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz) (2015).

Patente und Erfindungsmeldungen

A- Yilmazoglu, O. und **Hajo A. S.**, "Gunn-Diode und Verfahren zu deren Herstellung"(PTC: WO 2021/058645 A1), April 2021.

B- Yilmazoglu, O. und **Hajo A. S.**, "Galliumnitrid-basierte Gunn-Diode mit Seitenkontaktierung und Laserbestrahlung"(DE: DE102018121672A1), März 2020.

C- Yilmazoglu, O. und **Hajo A. S.**, "Gunn-Diode und Verfahren zum Erzeugen einer Terahertzstrahlung"(*Eingereicht* in EP, USA, JP und CN), Februar 2021.

Betreute Arbeiten

I- S. Li, "Modellierung und Charakterisierung von Nanodraht-basierten THz-Schottky-Detektoren" - Masterarbeit (2019).

II- B. Samodi, "Modellierung und Charakterisierung von GaN-Gunn-Dioden für THz-Anwendungen" - Masterarbeit (2019).

III- F. Jacobfeuerborn, "Terahertz-Strahlung durch neuartige Gunn-Diode: Identifizierung von Marktchancen und Aufstellung eines Realisierungsfahrplans zur akademischen Ausgründung" - Studienarbeit/Masterarbeit (2019).

IV- R. Gordon, "Zero-Bias THz-Schottky-Detektoren" - Austauschprojekt zwischen University of Rhode Island, USA und TD Darmstadt - Bachelorarbeit (2019).

V- F. Tajjiou, "Weiterentwicklung von Zero-Bias THz-Schottky-Detektoren mit metallischen Nanodrahtkontakten" - Masterarbeit (2018).

Veranstaltungen

- **Hajo, A. S.** - Vortrag zum Thema "Terahertz detectors based on Schottky diode using metallic nanowire", International Traveling Summer School - 26th ITSS, L'Aquila, Italy (2016).

- **Hajo, A. S.** - Vortrag zum Thema "High-sensitivity plasmonic terahertz detectors based on AlGa_N/Ga_N HEMTs with integrated wideband antennas", International Traveling Summer School - 25th ITSS, Universitat Carlos III de Madrid, Spanien (2015).

- **Hajo, A. S.** - Poster zum Thema "High-sensitivity plasmonic terahertz detectors based on AlGa_N/Ga_N HEMTs with integrated wideband antennas", 1th German THz Conference, Deutsches Terahertz-Zentrum, Dresden (2015).

- **Hajo, A. S.** - Vortrag zum Thema "THz-Detektoren auf Basis von Ga_N-Feldeffekt-Transistoren für die Höchstfrequenzdatenübertragung", 7. THz-Frischlingetreffen, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) + TU Berlin, Berlin (2013).

Literaturverzeichnis

- [Ada92] Sadao Adachi. *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP*. en. 1. Aufl. Wiley, Sep. 1992. ISBN: 978-0-471-57329-6 978-3-527-60281-0. DOI: 10.1002/352760281X. (Besucht am 07. 10. 2020).
- [Ahi17] Kiarash Ahi. „Review of GaN-based devices for terahertz operation“. In: *Optical Engineering* 56.9 (Sep. 2017), S. 090901. DOI: 10.1117/1.0E.56.9.090901. (Besucht am 06. 03. 2020).
- [Alb+98] J. D. Albrecht, R. P. Wang, P. P. Ruden, M. Farahmand und K. F. Brennan. „Electron transport characteristics of GaN for high temperature device modeling“. en. In: *Journal of Applied Physics* 83.9 (Juni 1998), S. 4777. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.367269. (Besucht am 02. 08. 2020).
- [AP00] E. Alekseev und D. Pavlidis. „GaN Gunn diodes for THz signal generation“. In: *2000 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (Cat. No.00CH37017)*. Bd. 3. Boston, MA, USA: IEEE, 2000, S. 1905–1908. DOI: 10.1109/MWSYM.2000.862354. (Besucht am 16. 10. 2019).
- [Arn02] Ralf Arnold. „Struktur und Ordnung selbstordnender Monolagen aliphatischer und aromatischer Thiole auf Goldoberflächen“. de. In: (Sep. 2002). (Besucht am 16. 09. 2020).
- [Bag+20] Filchito Renee G. Bagsican, Michael Wais, Natsumi Komatsu, Weilu Gao, Lincoln W. Weber, Kazunori Serita, Hironaru Murakami, Karsten Held, Frank A. Hegmann, Masayoshi Tonouchi, Junichiro Kono, Iwao Kawayama und Marco Battiato. „Terahertz Excitons in Carbon Nanotubes: Exciton Autoionization and Multiplication“. In: *Nano Letters* 20.5 (Mai 2020), S. 3098–3105. DOI: 10.1021/acs.nanolett.9b05082. (Besucht am 01. 08. 2020).
- [Bal16] Balanis. *Antenna Theory: Analysis and Design*. en-us. 2016. ISBN: 978-1-119-17899-6. (Besucht am 14. 04. 2020).

- [Bar+05] J. M. Barker, D. K. Ferry, D. D. Koleske und R. J. Shul. „Bulk GaN and AlGa_N/Ga_N heterostructure drift velocity measurements and comparison to theoretical models“. In: *Journal of Applied Physics* 97.6 (März 2005), S. 063705. DOI: 10.1063/1.1854724. (Besucht am 17.02.2020).
- [BE05] J. J. Boote und S. D. Evans. „Dielectrophoretic manipulation and electrical characterization of gold nanowires“. en. In: *Nanotechnology* 16.9 (Juni 2005), S. 1500–1505. DOI: 10.1088/0957-4484/16/9/015. (Besucht am 17.02.2020).
- [Ber01] P.R. Berger. „Metal-semiconductor-metal photodetectors“. In: *Proc SPIE* 4285 (Mai 2001), S. 198–207. DOI: 10.1117/12.426888.
- [Bop+12] Sebastian Boppel, Alvydas Lisauskas, Viktor Krozer und Hartmut G. Roskos. „Towards monolithically integrated CMOS cameras for active imaging with 600 GHz radiation“. In: *Terahertz Technology and Applications V*. Bd. 8261. International Society for Optics und Photonics, März 2012, S. 826106. DOI: 10.1117/12.909210. (Besucht am 17.02.2020).
- [Bop13] Sebastian Boppel. „Field-effect-transistor-based detection of terahertz radiation: modelling, implementation and application“. eng. Frankfurt (Main), Univ., Diss., 2013. Diss. 2013.
- [Bri] Encyclopaedia Britannica. *Walter Schottky | German physicist*. en. URL: <https://www.britannica.com/biography/Walter-Schottky> (besucht am 16.08.2020).
- [Bri+17] S. Brinkmann, N. Vieweg, G. Gärtner, P. Plew und A. Deninger. „Towards Quality Control in Pharmaceutical Packaging: Screening Folded Boxes for Package Inserts“. en. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 38.3 (März 2017), S. 339–346. DOI: 10.1007/s10762-016-0345-y. (Besucht am 14.04.2020).
- [Bro03] E.R. Brown. „A system-level analysis of Schottky diodes for incoherent THz imaging arrays“. In: *International Semiconductor Device Research Symposium, 2003*. Dez. 2003, S. 380–381. DOI: 10.1109/ISDRS.2003.1272144.
- [But67] P. N. Butcher. „The Gunn effect“. In: *Reports on Progress in Physics* (1967). DOI: 10.1088/0034-4885/30/1/303.

- [BZH02] Ray H. Baughman, Anvar A. Zakhidov und Walt A. de Heer. „Carbon Nanotubes—the Route Toward Applications“. en. In: *Science* 297.5582 (Aug. 2002), S. 787–792. DOI: 10.1126/science.1060928. (Besucht am 14. 06. 2020).
- [Car+15] Guillermo Carpintero, Luis Enrique García Muñoz, Hans L. Hartnagel und Sascha Preu. *Semiconductor Terahertz Technology: Devices and Systems at Room Temperature Operation*. en-us. Wiley, 2015. ISBN: 978-1-118-92041-1. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [CAR13] J I Chakravarthy, P Saleem Akram und Dr T Venkata Ramana. „Design of Bowtie Antenna for Wideband Applications“. en. In: *IJARECE* 2.11 (2013), S. 4.
- [Cas+11] R. Casini, A. Di Gaspare, E. Giovine, A. Notargiacomo, M. Ortolani und V. Foglietti. „Three-dimensional shaping of sub-micron GaAs Schottky junctions for zero-bias terahertz rectification“. In: *Applied Physics Letters* 99.26 (Dez. 2011), S. 263505. DOI: 10.1063/1.3672439. (Besucht am 17. 02. 2020).
- [CC86] S. K. Cheung und N. W. Cheung. „Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics“. In: *Applied Physics Letters* 49.2 (Juli 1986), S. 85–87. DOI: 10.1063/1.97359. (Besucht am 17. 02. 2020).
- [CFL04] Rosa H. M. Chan, Carmen K. M. Fung und Wen J. Li. „Rapid assembly of carbon nanotubes for nanosensing by dielectrophoretic force“. en. In: *Nanotechnology* 15.10 (Aug. 2004). Publisher: IOP Publishing, S672–S677. ISSN: 0957-4484. DOI: 10.1088/0957-4484/15/10/028. (Besucht am 19. 07. 2021).
- [Coj+16] O. Cojocari, N. Sobornytsky, C. Weickhmann, R. Jakoby, A. Semenov, H. Hübers, R. Müller und A. Hoehl. „Quasi optical Schottky diode detectors for fast ultra-wideband detection“. In: Bd. 1. Juni 2016, S. 52–53.
- [Cop70] J.A. Copeland. „Diode edge effect on doping-profile measurements“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 17.5 (Mai 1970), S. 404–407. DOI: 10.1109/T-ED.1970.16996.
- [CP11] Markus Clemens und Ullrich Pfeiffer. „Entwicklung und Anwendung von Verfahren zur Bestimmung der Exposition gegenüber nichtionisierender Strahlung mit Frequenzen im Terahertzbereich“. de. In: *Theoretische Elektrotechnik* (2011), S. 81.

- [CR69] C. R. Crowell und V. L. Rideout. „Normalized thermionic-field (T-F) emission in metal-semiconductor (Schottky) barriers“. en. In: *Solid-State Electronics* 12.2 (Feb. 1969), S. 89–105. DOI: 10.1016/0038-1101(69)90117-8. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [Cro+95] Thomas W. Crowe, Robert J. Mattauch, Robert M. Weikle und Udayan V. Bhapkar. „Terahertz GaAs devices and circuits for heterodyne receiver applications“. In: *International Journal of High Speed Electronics and Systems* 06.01 (März 1995), S. 125–161. DOI: 10.1142/S0129156495000043. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [CS65] A. M. Cowley und S. M. Sze. „Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems“. In: *Journal of Applied Physics* 36.10 (Okt. 1965), S. 3212–3220. DOI: 10.1063/1.1702952. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [ÇU04] Güven Çankaya und Nazım Uçar. „Schottky Barrier Height Dependence on the Metal Work Function for p-type Si Schottky Diodes“. en. In: *Zeitschrift für Naturforschung A* 59.11 (Nov. 2004). Publisher: De Gruyter Section: Zeitschrift für Naturforschung A, S. 795–798. ISSN: 1865-7109. DOI: 10.1515/zna-2004-1112. (Besucht am 14. 08. 2021).
- [Dan+19] Mihai Danciu, Teodora Alexa-Stratulat, Cipriana Stefanescu, Gianina Dodi, Bogdan Ionel Tamba, Cosmin Teodor Mihai, Gabriela Dumitrita Stanciu, Andrei Luca, Irene Alexandra Spiridon, Loredana Beatrice Ungureanu, Victor Ianole, Irina Ciortescu, Catalina Mihai, Gabriela Stefanescu, Ioan Chirilă, Romeo Ciobanu und Vasile Liviu Drug. „Terahertz Spectroscopy and Imaging: A Cutting-Edge Method for Diagnosing Digestive Cancers“. en. In: *Materials* 12.9 (Jan. 2019), S. 1519. (Besucht am 23. 08. 2020).
- [Dea+16] W. R. Deal, K. Leong, W. Yoshida, A. Zamora und X. B. Mei. „InP HEMT integrated circuits operating above 1,000 GHz“. In: *2016 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*. ISSN: 2156-017X. Dez. 2016, S. 29.1.1–29.1.4. DOI: 10.1109/IEDM.2016.7838502.
- [Den+19] Xiangying Deng, Leyang Li, Mitsuhiro Enomoto und Yukio Kawano. „Continuously Frequency-Tuneable Plasmonic Structures for Terahertz Bio-sensing and Spectroscopy“. en. In: *Scientific Reports* 9.1 (März 2019), S. 3498. ISSN: 2045-2322. DOI: 10.1038/s41598-019-39015-6. (Besucht am 03. 08. 2020).

- [Deu+17] Christoph Deutsch, Martin Alexander Kainz, Michael Krall, Martin Brandstetter, Dominic Bachmann, Sebastian Schönhuber, Hermann Detz, Tobias Zederbauer, Donald MacFarland, Aaron Maxwell Andrews, Werner Schrenk, Mattias Beck, Keita Ohtani, Jérôme Faist, Gottfried Strasser und Karl Unterrainer. „High-Power Growth-Robust InGaAs/InAlAs Terahertz Quantum Cascade Lasers“. In: *ACS Photonics* 4.4 (Apr. 2017), S. 957–962. DOI: 10.1021/acsp Photonics.7b00009. (Besucht am 01.08.2020).
- [DTR13] Anna Demming, Masayoshi Tonouchi und John L. Reno. „Terahertz nanotechnology“. en. In: *Nanotechnology* 24.21 (Apr. 2013). Publisher: IOP Publishing, S. 210201–210201. DOI: 10.1088/0957-4484/24/21/210201. (Besucht am 03.08.2020).
- [Ega+10] M. Egard, S. Johansson, A.-C. Johansson, K.-M. Persson, A. W. Dey, B. M. Borg, C. Thelander, L.-E. Wernersson und E. Lind. „Vertical InAs Nanowire Wrap Gate Transistors with $f_t > 7$ GHz and $f_{max} > 20$ GHz“. In: *Nano Letters* 10.3 (März 2010), S. 809–812. DOI: 10.1021/nl903125m. (Besucht am 17.02.2020).
- [EH94] H. Eisele und G. I. Haddad. „D-band InP Gunn devices with second-harmonic power extraction up to 290 GHz“. en. In: *Electronics Letters* 30.23 (Nov. 1994). Publisher: IET Digital Library, S. 1950–1951. ISSN: 1350-911X. DOI: 10.1049/e1:19941354. (Besucht am 04.09.2021).
- [EH98] H. Eisele und G.I. Haddad. „Two-terminal millimeter-wave sources“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 46.6 (Juni 1998), S. 739–746. DOI: 10.1109/22.681195. (Besucht am 17.02.2020).
- [Evo+04] S. Evoy, N. DiLello, V. Deshpande, A. Narayanan, H. Liu, M. Riegelman, B. R. Martin, B. Hailer, J. C. Bradley, W. Weiss, T. S. Mayer, Y. Gogotsi, H. H. Bau, T. E. Mallouk und S. Raman. „Dielectrophoretic assembly and integration of nanowire devices with functional CMOS operating circuitry: Proceedings of the Symposium on Characterization“. In: *Microelectronic Engineering* 75.1 (Juli 2004), S. 31–42. ISSN: 0167-9317. DOI: 10.1016/j.mee.2003.09.010. (Besucht am 08.09.2021).
- [Fan+09] Xiaosheng Fang, Shenglin Xiong, Tianyou Zhai, Yoshio Bando, Meiyong Liao, Ujjal K. Gautam, Yasuo Koide, Xiaogang Zhang, Yitai Qian und Dmitri Golberg. „High-Performance Blue/Ultraviolet-Light-Sensitive ZnSe-Nanobelt Photodetectors“. In: *Advanced Ma-*

- terials* 21.48 (2009), S. 5016–5021. DOI: 10.1002/adma.200902126. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [Far+08] N. Farrington, P. Norton, M. Carr, J. Sly und M. Missous. „A ruggedly packaged D-Band GaAs Gunn diode with hot electron injection suitable for volume manufacture“. In: *2008 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. ISSN: 0149-645X. Juni 2008, S. 281–284. DOI: 10.1109/MWSYM.2008.4633158.
- [Fei19] Michael Feiginov. „Frequency Limitations of Resonant-Tunnelling Diodes in Sub-THz and THz Oscillators and Detectors“. en. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 40.4 (Apr. 2019), S. 365–394. DOI: 10.1007/s10762-019-00573-5. (Besucht am 01. 08. 2020).
- [Fer+02] Bradley Ferguson, Shaohong Wang, Doug Gray, Derek Abbot und X.-C. Zhang. „T-ray computed tomography“. EN. In: *Optics Letters* 27.15 (Aug. 2002), S. 1312–1314. (Besucht am 23. 08. 2020).
- [FM10] John Federici und Lothar Moeller. „Review of terahertz and sub-terahertz wireless communications“. In: *Journal of Applied Physics* 107.11 (Juni 2010), S. 111101. DOI: 10.1063/1.3386413. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [Fou+97] B. E. Foutz, L. F. Eastman, U. V. Bhapkar und M. S. Shur. „Comparison of high field electron transport in GaN and GaAs“. In: *Applied Physics Letters* 70.21 (Mai 1997), S. 2849–2851. DOI: 10.1063/1.119021. (Besucht am 17. 02. 2020).
- [Gar+21] S. García-Sánchez, I. Íñiguez-de-la-Torre, S. Pérez, K. Ranjan, M. Agrawal, R. Lingaparthi, D. Nethaji, K. Radhakrishnan, S. Arulkumar, G. I. Ng, T. González und J. Mateos. „Non-linear thermal resistance model for the simulation of high power GaN-based devices“. en. In: *Semiconductor Science and Technology* 36.5 (März 2021). Publisher: IOP Publishing, S. 055002. ISSN: 0268-1242. DOI: 10.1088/1361-6641/abeb83. (Besucht am 05. 07. 2021).
- [GB05] F.J. González und G.D. Boreman. „Comparison of dipole, bowtie, spiral and log-periodic IR antennas“. en. In: *Infrared Physics & Technology* 46.5 (Juni 2005), S. 418–428. DOI: 10.1016/j.infrared.2004.09.002. (Besucht am 14. 04. 2020).

- [Ghe+12] Adrian Ghemes, Yoshitaka Minami, Junichi Muramatsu, Morihiko Okada, Hidenori Mimura und Yoku Inoue. „Fabrication and mechanical properties of carbon nanotube yarns spun from ultra-long multi-walled carbon nanotube arrays“. en. In: *Carbon* 50.12 (Okt. 2012), S. 4579–4587. DOI: 10.1016/j.carbon.2012.05.043. (Besucht am 04.06.2020).
- [GMM10] Marian Greconici, Gheorghe Madescu und Marțian Moț. „Skin Effect Analysis in a Free Space Conductor“. In: *Facta universitatis - series: Electronics and Energetics* 23 (Jan. 2010). DOI: 10.2298/FUEE1002207G.
- [Gol47] Marcel J. E. Golay. „Theoretical Consideration in Heat and Infra-Red Detection, with Particular Reference to the Pneumatic Detector“. In: *Review of Scientific Instruments* 18.5 (Mai 1947), S. 347–356. ISSN: 0034-6748. DOI: 10.1063/1.1740948. (Besucht am 01.08.2020).
- [Gru+99] Viktor Gružinskis, Jian Hui Zhao, P. Shiktorov und E. Starikov. „Gunn Effect and THz Frequency Power Generation in n⁺-n-n⁺ GaN Structures“. en. In: *Materials Science Forum* 297-298 (1999), S. 341–344. DOI: 10.4028/www.scientific.net/MSF.297-298.341. (Besucht am 17.02.2020).
- [Gun63a] J. B. Gunn. „Microwave Oscillation of Current in III-V Semiconductors“. In: *Solid State Commun.* (1963). DOI: 10.1016/0038-1098(63)90041-3.
- [Gun63b] J. B. Gunn. „Microwave oscillations of current in III-V semiconductors“. en. In: *Solid State Communications* 1.4 (Sep. 1963), S. 88–91. DOI: 10.1016/0038-1098(63)90041-3. (Besucht am 14.04.2020).
- [Gun64] J. B. Gunn. „Instabilities of Current in III-V Semiconductors“. In: *IBM Journal of Research and Development* 8.2 (Apr. 1964). Conference Name: IBM Journal of Research and Development, S. 141–159. ISSN: 0018-8646. DOI: 10.1147/rd.82.0141.
- [Gut+09] B. Gutschwager, C. Monte, H. Delsim-Hashemi, O. Grimm und J. Hollandt. „Calculable blackbody radiation as a source for the determination of the spectral responsivity of THz detectors“. en. In: *Metrologia* 46.4 (Juni 2009), S165–S169. DOI: 10.1088/0026-1394/46/4/S06. (Besucht am 15.06.2020).

- [HA99] Hyesook Hong und W.A. Anderson. „Cryogenic processed metal-semiconductor-metal (MSM) photodetectors on MBE grown ZnSe“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 46.6 (Juni 1999), S. 1127–1134. DOI: 10.1109/16.766874.
- [Hai+16] Mohammad Tanvir Haidar, Shihab Al-Daffaie, Oktay Yilmazoglu, Ahid S. Hajo und Franko Kuppers. „CW THz photomixers at 850 nm and 1550 nm using dielectrophoretic alignment of Ag-nanowire“. In: *2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*. Copenhagen, Denmark: IEEE, Sep. 2016, S. 1–2. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2016.7758754. (Besucht am 17.02.2020).
- [Hai18] Mohammad Tanvir Haidar. „MEMS-Tunable VCSELs-Driven Terahertz Emitters Based on Conventional and Nanoelectrode Photomixers“. en. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität, 2018. (Besucht am 29.08.2020).
- [Haj+16] Ahid S. Hajo, Shihab Al-Daffaie, Oktay Yilmazoglu, Mohammad Tanvir Haidar und Franko Kuppers. „Zero-bias Schottky diode based THz detectors at room temperature using metallic nanowire“. In: *2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*. Copenhagen, Denmark: IEEE, Sep. 2016, S. 1–2. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2016.7758892. (Besucht am 17.02.2020).
- [Haj+19] Ahid S. Hajo, Oktay Yilmazoglu, Suwei Lu, Franko Kuppers und Thomas Kussorow. „Comparison of Metallic NW and Evaporated Contact for THz Detector Modules Based on an InGaAs Schottky diode“. In: *2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. Paris, France: IEEE, Sep. 2019, S. 1–2. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2019.8874213. (Besucht am 17.02.2020).
- [Haj+20a] Ahid S. Hajo, Oktay Yilmazoglu, Armin Dadgar, Franko Küppers und Thomas Kusserow. „Reliable GaN-Based THz Gunn Diodes With Side-Contact and Field-Plate Technologies“. In: *IEEE Access* 8 (2020), S. 84116–84122. DOI: 10.1109/ACCESS.2020.2991309.
- [Haj+20b] Ahid S. Hajo, Oktay Yilmazoglu, Franko Küppers und Thomas Kusserow. „Integration and characterisation of Schottky diodes with a pre-amplifier for THz applications“. In: *2020 45th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-*

- THz). ISSN: 2162-2035. Nov. 2020, S. 1–2. DOI: 10.1109/IRMMW-THz46771.2020.9370830.
- [Ham+20] Hiroshi Hamada, Takuya Tsutsumi, Adam Pander, Masahito Nakamura, Go Itami, Hideaki Matsuzaki, Hiroki Sugiyama und Hideyuki Nosaka. „230–305 GHz, gt; 10-dBm-Output-Power Wideband Power Amplifier Using Low-Q Neutralization Technique in 60-nm InP-HEMT Technology“. In: *2020 IEEE BiCMOS and Compound Semiconductor Integrated Circuits and Technology Symposium (BCICTS)*. Nov. 2020, S. 1–4. DOI: 10.1109/BCICTS48439.2020.9392976.
- [Han+13] Sang-Pil Han, Hyunsung Ko, Jeong-Woo Park, Namje Kim, Young-Jong Yoon, Jun-Hwan Shin, Dae Yong Kim, Dong Hun Lee und Kyung Hyun Park. „InGaAs Schottky barrier diode array detector for a real-time compact terahertz line scanner“. EN. In: *Optics Express* 21.22 (Nov. 2013), S. 25874–25882. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.21.025874. (Besucht am 25. 08. 2020).
- [HC07] Jeffrey L. Hesler und Thomas W. Crowe. „NEP and responsivity of THz zero-bias Schottky diode detectors“. In: *2007 Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves and the 15th International Conference on Terahertz Electronics*. ISSN: 2162-2035. Sep. 2007, S. 844–845. DOI: 10.1109/ICIMW.2007.4516758.
- [HC08] Jeffrey L. Hesler und Thomas W. Crowe. „Responsivity and Noise Measurements of Zero-Bias Schottky Diode Detectors“. In: 2008.
- [Heu09] Holger Heuermann. *Hochfrequenztechnik: Komponenten für High-Speed- und Hochfrequenzschaltungen*. de. 2., durchges. und erw. Aufl. Studium. Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 2009. ISBN: 978-3-8348-0769-4.
- [HHZ06] Andreas Hoffknecht, Dirk Holtmannspötter und Axel Zweck. „Die Terahertz-Technologie und ihre möglichen Anwendungen Fachgespräch, Analyse, Ausblick“. de. In: (2006), S. 92.
- [HKP14] R. R. Hartmann, J. Kono und M. E. Portnoi. „Terahertz science and technology of carbon nanomaterials“. en. In: *Nanotechnology* 25.32 (Juli 2014), S. 322001. DOI: 10.1088/0957-4484/25/32/322001. (Besucht am 03. 08. 2020).
- [HL07] S. Hargreaves und R. A. Lewis. „Terahertz imaging: materials and methods“. en. In: *Journal of Materials Science: Materials in Electronics* 18.1 (März 2007), S. 299. DOI: 10.1007/s10854-007-9220-x. (Besucht am 14. 04. 2020).

- [Hoe+13] Matthias Hoefle, Katharina Haehnsen, Ion Oprea, Oleg Cojocari, Andreas Penirschke und Rolf Jakoby. „Highly responsive planar millimeter wave zero-bias schottky detector with impedance matched folded dipole antenna“. In: *2013 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (MTT)*. ISSN: 0149-645X. Juni 2013, S. 1–4. DOI: 10.1109/MWSYM.2013.6697580.
- [Hoe+14] Matthias Hoefle, Katharina Haehnsen, Ion Oprea, Oleg Cojocari, Andreas Penirschke und Rolf Jakoby. „Compact and Sensitive Millimetre Wave Detectors Based on Low Barrier Schottky Diodes on Impedance Matched Planar Antennas“. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 35.11 (Nov. 2014), S. 891–908. ISSN: 1866-6906. DOI: 10.1007/s10762-014-0090-z. (Besucht am 27.07.2021).
- [Hua+95] Z. C. Huang, R. Goldberg, J. C. Chen, Youdou Zheng, D. Brent Mott und P. Shu. „Direct observation of transferred-electron effect in GaN“. In: *Applied Physics Letters* 67.19 (Nov. 1995), S. 2825–2826. DOI: 10.1063/1.114797. (Besucht am 17.02.2020).
- [HYK17] Ahid S. Hajo, Oktay Yilmazoglu und Franko Kuppers. „Vertical nanowire contacted THz Schottky detectors based on gallium arsenide for zero-bias operation“. In: *2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. Cancun, Mexico: IEEE, Aug. 2017, S. 1–2. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2017.8067022. (Besucht am 17.02.2020).
- [HYK18] Ahid S. Hajo, Oktay Yilmazoglu und Franko Kuppers. „New InGaAs THz Schottky Detectors with Nanowire Contact for Zero-Bias Operation“. In: *2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. Nagoya: IEEE, Sep. 2018, S. 1–2. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2018.8510152. (Besucht am 17.02.2020).
- [II16] Hiroshi Ito und Tadao Ishibashi. „InP/InGaAs Fermi-level managed barrier diode for broadband and low-noise terahertz-wave detection“. en. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 56.1 (Dez. 2016), S. 014101. DOI: 10.7567/JJAP.56.014101. (Besucht am 17.02.2020).
- [IL09] Harald Ibach und Hans Lüth. *Solid-State Physics: An Introduction to Principles of Materials Science*. en. 4. Aufl. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2009. ISBN: 978-3-540-93803-3. (Besucht am 02.08.2020).

- [Íñi+12] A. Íñiguez-de-la-Torre, I. Íñiguez-de-la-Torre, J. Mateos, T. González, P. Sangaré, M. Faucher, B. Grimbert, V. Brandli, G. Ducournau und C. Gaquière. „Searching for THz Gunn oscillations in GaN planar nanodiodes“. In: *Journal of Applied Physics* 111.11 (Juni 2012), S. 113705. DOI: 10.1063/1.4724350. (Besucht am 17.02.2020).
- [Kar+06] S. Karim, M. E. Toimil-Molares, A. G. Balogh, W. Ensinger, T. W. Cornelius, E. U. Khan und R. Neumann. „Morphological evolution of Au nanowires controlled by Rayleigh instability“. en. In: *Nanotechnology* 17.24 (Nov. 2006). Publisher: IOP Publishing, S. 5954–5959. ISSN: 0957-4484. DOI: 10.1088/0957-4484/17/24/009. (Besucht am 29.08.2020).
- [Kar+07] S. Karim, M. E. Toimil-Molares, W. Ensinger, A. G. Balogh, T. W. Cornelius, E. U. Khan und R. Neumann. „Influence of crystallinity on the Rayleigh instability of gold nanowires“. en. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 40.12 (Juni 2007). Publisher: IOP Publishing, S. 3767–3770. ISSN: 0022-3727. DOI: 10.1088/0022-3727/40/12/031. (Besucht am 29.08.2020).
- [Kas+09] M. R. Kaspers, A. M. Bernhart, F.-J. Meyer zu Heringdorf, G. Dumpich und R. Möller. „Electromigration and potentiometry measurements of single-crystalline Ag nanowires under UHV conditions“. en. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 21.26 (Juni 2009), S. 265601. DOI: 10.1088/0953-8984/21/26/265601. (Besucht am 29.08.2020).
- [Kas12] Shahrir Rizal Kasjoo. „Novel electronic nanodevices operating in the terahertz region“. en. Diss. 2012. (Besucht am 15.06.2020).
- [Kha+13] Ata Khalid, C. Li, V. Papageorgiou, G. M. Dunn, M. J. Steer, I. G. Thayne, M. Kuball, C. H. Oxley, M. Montes Bajo, A. Stephen, J. Glover und D. R. S. Cumming. „In_{0.53}Ga_{0.47}As Planar Gunn Diodes Operating at a Fundamental Frequency of 164 GHz“. In: *IEEE Electron Device Letters* 34.1 (Jan. 2013). Conference Name: IEEE Electron Device Letters, S. 39–41. ISSN: 1558-0563. DOI: 10.1109/LED.2012.2224841.
- [Kim+12] Yong Hyup Kim, Tae June Kang, Wal Jun Kim, Eui Yun Jang und Jeong Seok Lee. „Electron Beam Sources Based on Carbon Nanotube for THz Applications“. en. In: *Convergence of Terahertz Sciences in Biomedical Systems*. Hrsg. von Gun-Sik Park, Yong Hyup Kim, Hae-wook Han, Joon Koo Han, Jaewook Ahn, Joo-Hiuk Son, Woong-Yang Park und Young Uk Jeong. Dordrecht: Springer Netherlands,

- 2012, S. 93–111. ISBN: 978-94-007-3965-9. DOI: 10.1007/978-94-007-3965-9_4. (Besucht am 01. 08. 2020).
- [KL99] Philip Kim und Charles M. Lieber. „Nanotube Nanotweezers“. en. In: *Science* 286.5447 (Dez. 1999), S. 2148–2150. DOI: 10.1126/science.286.5447.2148. (Besucht am 17. 02. 2020).
- [Koc+08] Martin Koch, Christian Jansen, Steffen Wietzke, Maik Scheller, Norman Krumbholz, Christian Järdens, Kai Baaske, Thomas Hochrein und Rafal Wilk. „Applications for THz Systems“. en. In: *Optik & Photonik* 3.4 (2008), S. 26–30. ISSN: 2191-1975. DOI: 10.1002/opph.201190218. (Besucht am 03. 08. 2020).
- [Kon+00] Shunsuke Kono, Masahiko Tani, Ping Gu und Kiyomi Sakai. „Detection of up to 20 THz with a low-temperature-grown GaAs photoconductive antenna gated with 15 fs light pulses“. In: *Applied Physics Letters* 77.25 (Dez. 2000), S. 4104–4106. DOI: 10.1063/1.1333403. (Besucht am 17. 02. 2020).
- [KPZ02] T. U. Kampen, S. Park und D. R. T. Zahn. „Barrier height engineering of Ag/GaAs(100) Schottky contacts by a thin organic interlayer“. en. In: *Applied Surface Science*. PROCEEDINGS OF THE EIGHTH INTERNATIONAL CONFERENCE ON THE FORMATION OF SEMICONDUCTOR INTERFACES 190.1 (Mai 2002), S. 461–466. DOI: 10.1016/S0169-4332(01)00919-9. (Besucht am 17. 02. 2020).
- [Kul11] Craig Kulesa. „Terahertz Spectroscopy for Astronomy: From Comets to Cosmology“. In: *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* 1.1 (Sep. 2011). Conference Name: IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, S. 232–240. ISSN: 2156-3446. DOI: 10.1109/TTHZ.2011.2159648.
- [Kup+18] Franko Kuppers, Vadim P. Sirkeli, Oktay Yilmazoglu, Ahid S. Hajo, Natalia Nedeoglo und Dmitrii Nedeoglo. „High-performance near-ultraviolet ZnSe-Based photodetectors with Cr/Au AND Ni/Au contacts“. In: Sep. 2018.
- [Lee09] Yun-Shik Lee. *Principles of Terahertz Science and Technology*. en. Springer US, 2009. ISBN: 978-0-387-09539-4. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [Lew19] R. A. Lewis. „A review of terahertz detectors“. en. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 52.43 (Aug. 2019), S. 433001. DOI: 10.1088/1361-6463/ab31d5. (Besucht am 17. 02. 2020).

- [Li+13] Liang Li, Lin'an Yang, Jincheng Zhang und Yue Hao. „Dislocation blocking by AlGa_N hot electron injecting layer in the epitaxial growth of GaN terahertz Gunn diode“. In: *Journal of Applied Physics* 114.10 (Sep. 2013), S. 104508. DOI: 10.1063/1.4820460. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [Lia+14] Xiaoxin Liang, Fangjing Hu, Yuepeng Yan und Stepan Lucyszyn. „Secure thermal infrared communications using engineered black-body radiation“. en. In: *Scientific Reports* 4.1 (Juni 2014), S. 1–7. DOI: 10.1038/srep05245. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [Lin+05] T.K. Lin, S.J. Chang, Y.K. Su, Y.Z. Chiou, C.K. Wang, C.M. Chang und B.R. Huang. „ZnSe homoepitaxial MSM photodetectors with transparent ITO contact electrodes“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 52.1 (Jan. 2005), S. 121–123. DOI: 10.1109/TED.2004.841288.
- [Liu+07] Hai-Bo Liu, Hua Zhong, Nicholas Karpowicz, Yunqing Chen und Xi-Cheng Zhang. „Terahertz Spectroscopy and Imaging for Defense and Security Applications“. In: *Proceedings of the IEEE* 95.8 (Aug. 2007), S. 1514–1527. ISSN: 1558-2256.
- [LOC18] Wen Zhao Lee, Duu Sheng Ong und Kan Yeep Choo. „Optimization of wurtzite GaN-based Gunn diode as terahertz source“. In: *2018 IEEE International Conference on Semiconductor Electronics (ICSE)*. Aug. 2018, S. 173–176. DOI: 10.1109/SMELEC.2018.8481290.
- [Maa03] Stephen A. Maas. *Nonlinear Microwave and RF Circuits*. en. 2003. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [Mai+11] A. W. Maijenburg, M. G. Maas, E. J. B. Rodijk, W. Ahmed, E. S. Kooij, E. T. Carlen, D. H. A. Blank und J. E. ten Elshof. „Dielectrophoretic alignment of metal and metal oxide nanowires and nanotubes: A universal set of parameters for bridging prepatterned microelectrodes“. en. In: *Journal of Colloid and Interface Science* 355.2 (März 2011), S. 486–493. DOI: 10.1016/j.jcis.2010.12.011. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [Man+05] Harish M. Manohara, Eric W. Wong, Erich Schlecht, Brian D. Hunt und Peter H. Siegel. „Carbon Nanotube Schottky Diodes Using Ti-Schottky and Pt-Ohmic Contacts for High Frequency Applications“. In: *Nano Letters* 5.7 (Juli 2005). Publisher: American Chemical Society, S. 1469–1474. ISSN: 1530-6984. DOI: 10.1021/nl050829h. (Besucht am 19. 07. 2021).

- [Mar+16] Mohamed Ismaeel Maricar, Ata Khalid, D. R. S. Cumming und C. H. Oxley. „Extraction of second harmonic from an InP based planar Gunn diode using diamond resonator for milli-metric wave frequencies“. en. In: *Solid-State Electronics* 116 (Feb. 2016), S. 104–106. ISSN: 0038-1101. DOI: 10.1016/j.sse.2015.12.001. (Besucht am 02.08.2020).
- [Meh+12] Shlomo Mehari, Arkady Gavrilov, Shimon Cohen, Pini Shekhter, Moshe Eizenberg und Dan Ritter. „Measurement of the Schottky barrier height between Ni-InGaAs alloy and In_{0.53}Ga_{0.47}As“. In: *Applied Physics Letters* 101.7 (Aug. 2012), S. 072103. DOI: 10.1063/1.4746254. (Besucht am 17.02.2020).
- [Mei01] Dirk Meister. „Elektrische und optische Charakterisierung von Galliumnitrid“. de. Diss. Justus–Liebig–Universität Gießen, Juni 2001. (Besucht am 02.08.2020).
- [Mia20] Menghe Miao. *Carbon Nanotube Fibers and Yarns*. en. Elsevier, 2020. ISBN: 978-0-08-102722-6. (Besucht am 14.06.2020).
- [MIL05] Thomas A. MILLIGAN. *Modern Antenna Design*. 1. Aufl. John Wiley & Sons, Ltd, 2005. ISBN: 978-0-471-72061-4. (Besucht am 14.04.2020).
- [Mir+08] Tisaphern Mirfakhrai, Jiyoung Oh, Mikhail Kozlov, Shaoli Fang, Mei Zhang, Ray H. Baughman und John D. W. Madden. „Carbon Nanotube Yarn Actuators: An Electrochemical Impedance Model“. en. In: *ECS Transactions* 13.14 (Okt. 2008), S. 13. DOI: 10.1149/1.2998527. (Besucht am 14.06.2020).
- [MKV09] G. Molis, A. Krotkus und V. Vaičaitis. „Intervalley separation in the conduction band of InGaAs measured by terahertz excitation spectroscopy“. In: *Applied Physics Letters* 94.9 (März 2009), S. 091104. (Besucht am 16.08.2020).
- [ML05] Simone Montanari und Hans Lüth. „Fabrication and characterization of planar gunn diodes for monolithic microwave integrated circuits“. English. Diss. Jülich: Forschungszentrum, Zentralbibliothek, 2005.
- [Mon+14] C. Monte, B. Gutschwager, A. Adibekyan und J. Hollandt. „A Terahertz Blackbody Radiation Standard Based on Emissivity Measurements and a Monte-Carlo Simulation“. en. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 35.8 (Aug. 2014), S. 649–658.

- ISSN: 1866-6906. DOI: 10.1007/s10762-014-0056-1. (Besucht am 15.06.2020).
- [Mon+99] E. Monroy, F. Calle, E. Muñoz und F. Omnès. „AlGaN metal–semiconductor–metal photodiodes“. In: *Applied Physics Letters* 74.22 (Mai 1999), S. 3401–3403. DOI: 10.1063/1.123358. (Besucht am 14.04.2020).
- [Mor99] Hadis Morkoç. *Nitride Semiconductors and Devices*. en. Springer Series in Materials Science. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1999. ISBN: 978-3-540-64038-7. (Besucht am 03.08.2020).
- [Mut+06] Kabula Mutamba, Oktay Yilmazoglu, Cezary Sydlo, Mostafa Mir, Seth Hubbard, G. Zhao, Ingo Daumiller und Dimitris Pavlidis. „Technology aspects of GaN-based diodes for high-field operation“. en. In: *Superlattices and Microstructures* 40.4-6 (Okt. 2006), S. 363–368. DOI: 10.1016/j.spmi.2006.07.026. (Besucht am 17.02.2020).
- [Nad+16] S. Nadar, M. Zaknoune, X. Wallart, C. Coinon, E. Peytavit, G. Ducournau, F. Gamand, M. Thirault, M. Werquin, S. Jonniau, N. Thouvenin, C. Gaquiere, N. Vellas und J.-F. Lampin. „Sub-THz zero-bias detector with high performances based on Heterostructure low barrier diode (HLBD)“. In: *2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*. Sep. 2016, S. 1–2. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2016.7758432.
- [Nag+13] Tadao Nagatsuma, Shogo Horiguchi, Yusuke Minamikata, Yasuyuki Yoshimizu, Shintaro Hisatake, Shigeru Kuwano, Naoto Yoshimoto, Jun Terada und Hiroyuki Takahashi. „Terahertz wireless communications based on photonics technologies“. EN. In: *Optics Express* 21.20 (Okt. 2013). Publisher: Optical Society of America, S. 23736–23747. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.21.023736. (Besucht am 15.08.2021).
- [Nak+07] Sachiko Nakajima, Hiromichi Hoshina, Masatsugu Yamashita, Chiko Otani und Norio Miyoshi. „Terahertz imaging diagnostics of cancer tissues with a chemometrics technique“. In: *Applied Physics Letters* 90.4 (Jan. 2007), S. 041102. ISSN: 0003-6951. (Besucht am 23.08.2020).
- [Nan+20] Uttam Nandi, Katja Dutzi, Anselm Deninger, Hong Lu, Justin Norman, Arthur C. Gossard, Nico Vieweg, Sascha Preu und Sascha Preu. „ErAs:In(Al)GaAs photoconductor-based time domain system with 4.5 THz single shot bandwidth and emitted terahertz

- power of 164 μW ". EN. In: *Optics Letters* 45.10 (Mai 2020). Publisher: Optical Society of America, S. 2812–2815. ISSN: 1539-4794. DOI: 10.1364/OL.388870. (Besucht am 03.09.2020).
- [Ned+08] N. D. Nedeoglo, D. D. Nedeoglo, V. P. Sirkeli, I. M. Tiginyanu, R. Laiho und E. Lähderanta. „Shallow donor states induced in ZnSe:Au single crystals by lattice deformation“. In: *Journal of Applied Physics* 104.12 (Dez. 2008), S. 123717. DOI: 10.1063/1.3050327. (Besucht am 14.04.2020).
- [Nel+20] S. Nellen, T. Ishibashi, A. Deninger, R. B. Kohlhaas, L. Liebermeister, M. Schell und B. Globisch. „Experimental Comparison of UTC- and PIN-Photodiodes for Continuous-Wave Terahertz Generation“. en. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 41.4 (Apr. 2020), S. 343–354. ISSN: 1866-6906. DOI: 10.1007/s10762-019-00638-5. (Besucht am 15.09.2020).
- [Neu06] Martin Neuburger. „Entwurf und Technologie von GaN-Heterostruktur FETs für hohe Leistung“. de. Dissertation. Universität Ulm, Okt. 2006. (Besucht am 02.08.2020).
- [Ng09] Kwok K. Ng. *Complete Guide to Semiconductor Devices*. 1. Aufl. John Wiley & Sons, Ltd, 2009. ISBN: 978-0-471-20240-0. (Besucht am 14.04.2020).
- [Nik+20] Mohammad Samizadeh Nikoo, Armin Jafari, Nirmana Perera, Minghua Zhu, Giovanni Santoruvo und Elison Matioli. „Nanoplasma-enabled picosecond switches for ultrafast electronics“. en. In: *Nature* 579.7800 (März 2020), S. 534–539. ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/s41586-020-2118-y. (Besucht am 03.08.2020).
- [NNI14] Tadao Nagatsuma, Hiroki Nishii und Toshiyuki Ikeo. „Terahertz imaging based on optical coherence tomography [Invited]“. EN. In: *Photonics Research* 2.4 (Aug. 2014), B64–B69. DOI: 10.1364/PRJ.2.000B64. (Besucht am 17.02.2020).
- [Öje+10] Erik Öjefors, Neda Baktash, Yan Zhao, Richard Al Hadi, Hani Sherry und Ullrich R. Pfeiffer. „Terahertz imaging detectors in a 65-nm CMOS SOI technology“. In: *2010 Proceedings of ESSCIRC*. ISSN: 1930-8833. Sep. 2010, S. 486–489. DOI: 10.1109/ESSCIRC.2010.5619749.

- [Par+12] R. K. Parida, N. C. Agrawala, G. N. Dash und A. K. Panda. „Characteristics of a GaN-based Gunn diode for THz signal generation“. en. In: *Journal of Semiconductors* 33.8 (Aug. 2012), S. 084001. DOI: 10.1088/1674-4926/33/8/084001. (Besucht am 06. 03. 2020).
- [Par+16] Sunghoon Park, Soohyun Kim, Gun-Joo Sun, Dong Beom Byeon, Soong Keun Hyun, Wan In Lee und Chongmu Lee. „ZnO-core/ZnSe-shell nanowire UV photodetector“. en. In: *Journal of Alloys and Compounds* 658 (Feb. 2016), S. 459–464. DOI: 10.1016/j.jallcom.2015.10.247. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [Pas+18] G. G. Paschos, T. C. H. Liew, Z. Hatzopoulos, A. V. Kavokin, P. G. Savvidis und G. Deligeorgis. „An exciton-polariton bolometer for terahertz radiation detection“. en. In: *Scientific Reports* 8.1 (Juli 2018), S. 10092. ISSN: 2045-2322. DOI: 10.1038/s41598-018-28197-0. (Besucht am 26. 08. 2021).
- [Pau89] Reinhold Paul. *Handbuch der Informationstechnik und Elektronik. Band 6: Diskrete Halbleiterbauelemente Teil I*. de. 1989. ISBN: 3-7785-1216-1. (Besucht am 03. 08. 2020).
- [Paw+13] Ashish Y. Pawar, Deepak D. Sonawane, Kiran B. Erande und Delip V. Derle. „Terahertz technology and its applications“. en. In: *Drug Invention Today* 5.2 (Juni 2013), S. 157–163. ISSN: 0975-7619. DOI: 10.1016/j.dit.2013.03.009. (Besucht am 03. 08. 2020).
- [Pea80] T. Pearsall. „Ga_{0.47}In_{0.53}As: A ternary semiconductor for photodetector applications“. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 16.7 (Juli 1980), S. 709–720.
- [PH78] T. P. Pearsall und R. W. Hopson. „Growth and characterization of lattice-matched epitaxial films of Ga_xIn_{1-x}As/InP by liquid-phase epitaxy“. en. In: *Journal of Electronic Materials* 7.1 (Jan. 1978), S. 133–146. (Besucht am 16. 08. 2020).
- [Poh51] Herbert A. Pohl. „The Motion and Precipitation of Suspensoids in Divergent Electric Fields“. In: *Journal of Applied Physics* 22.7 (Juli 1951). Publisher: American Institute of Physics, S. 869–871. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.1700065. (Besucht am 19. 07. 2021).
- [Pre+11] S. Preu, G. H. Döhler, S. Malzer, L. J. Wang und A. C. Gossard. „Tunable, continuous-wave Terahertz photomixer sources and applications“. In: *Journal of Applied Physics* 109.6 (März 2011), S. 061301. DOI: 10.1063/1.3552291. (Besucht am 01. 08. 2020).

- [Pre+12] S. Preu, M. Mittendorff, H. Lu, H. B. Weber, S. Winnerl und A. C. Gossard. „1550 nm ErAs:In(Al)GaAs large area photoconductive emitters“. In: *Applied Physics Letters* 101.10 (Sep. 2012). Publisher: American Institute of Physics, S. 101105. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.4750244. (Besucht am 29.08.2020).
- [QMC20] QMC. *Superconducting bolometer - Model QNbTES/X bolometer*. Sep. 2020. URL: http://www.terahertz.co.uk/index.php?option=com_content&view=article&id=214&Itemid=532 (besucht am 19.09.2020).
- [Rad+13] I. Radevici, K. Sushkevich, G. Colibaba, V. Sirkeli, H. Huhtinen, N. Nedeoglo, D. Nedeoglo und P. Paturi. „Influence of chromium interaction with native and impurity defects on optical and luminescence properties of ZnSe:Cr crystals“. In: *Journal of Applied Physics* 114.20 (Nov. 2013), S. 203104. DOI: 10.1063/1.4837596. (Besucht am 14.04.2020).
- [Ret+15] F. Rettich, N. Vieweg, O. Cojocari und A. Deninger. „Field Intensity Detection of Individual Terahertz Pulses at 80 MHz Repetition Rate“. en. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 36.7 (Juli 2015), S. 607–612. DOI: 10.1007/s10762-015-0162-8. (Besucht am 17.02.2020).
- [Rho70] E. H. Rhoderick. „The physics of Schottky barriers“. en. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 3.8 (Aug. 1970), S. 1153–1167. DOI: 10.1088/0022-3727/3/8/203. (Besucht am 14.04.2020).
- [Ric05] Heiko Helmut Richter. „Entwicklung von Hot Electron Bolometer-Mischern für Terahertz-Heterodynempfänger“. de. In: (Juni 2005). Accepted: 2015-11-20T16:21:51Z. DOI: 10.14279/depositonce-1125. (Besucht am 01.08.2020).
- [Rop+11] Xavier Ropagnol, Roberto Morandotti, Tsuneyuki Ozaki und Matt Reid. „Toward High-Power Terahertz Emitters Using Large Aperture ZnSe Photoconductive Antennas“. In: *Photonics Journal, IEEE* 3 (Mai 2011), S. 174–186.
- [Rös+94] H. P. Röser, H. W. Hübers, T. W. Crowe und W. C. B. Peatman. „Nanostructure GaAs Schottky diodes for far-infrared heterodyne receivers“. en. In: *Infrared Physics & Technology* 35.2 (März 1994), S. 451–462. DOI: 10.1016/1350-4495(94)90102-3. (Besucht am 17.02.2020).

- [Rot05] Thomas Rotter. *Photoelektrochemische Ätz- und Oxidationstechnik für AlGaN und Anwendung in Heterostruktur-Feldeffekttransistoren*. de. Mensch-und-Buch-Verlag, 2005. ISBN: 978-3-89820-903-8.
- [RS11] A. Rogalski und F. Sizov. „Terahertz detectors and focal plane arrays“. en. In: *Opto-Electronics Review* 19.3 (Sep. 2011), S. 346–404. ISSN: 1896-3757. DOI: 10.2478/s11772-011-0033-3. (Besucht am 02.09.2021).
- [RW82] E. H. Rhoderick und R. H. Williams. „Metal-semiconductor contacts“. en. In: *Oxford University Press* 2 (Feb. 1982), S. 256. ISSN: 2053-7980. DOI: 10.1049/ip-i-1.1982.0001. (Besucht am 17.08.2021).
- [Ryd90] A. Rydberg. „High efficiency and output power from second- and third-harmonic millimeter-wave InP-TED oscillators at frequencies above 170 GHz“. In: *IEEE Electron Device Letters* 11.10 (Okt. 1990). Conference Name: IEEE Electron Device Letters, S. 439–441. ISSN: 1558-0563. DOI: 10.1109/55.62989.
- [Ryg+21] Ivan Ryger, Peter Lobotka, Andreas Steiger, Stefan Chromik, Tibor Lalinsky, Zbyněk Raida, Kamil Pítra, Johann Zehetner, Mariana Spankova, Stefan Gazi, Michaela Sojkova und Gabriel Vanko. „Uncooled Antenna-Coupled Microbolometer for Detection of Terahertz Radiation“. en. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 42.4 (Apr. 2021), S. 462–478. ISSN: 1866-6906. DOI: 10.1007/s10762-021-00781-y. (Besucht am 26.08.2021).
- [Sai+92] R. Saito, M. Fujita, G. Dresselhaus und M. S Dresselhaus. „Electronic structure of chiral graphene tubules“. In: *Applied Physics Letters* 60.18 (Mai 1992). Publisher: American Institute of Physics, S. 2204–2206. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.107080. (Besucht am 06.09.2021).
- [San20] Sandviken. *Global® SiC heating elements*. 2020. URL: <https://www.kanthal.com/en/products/furnace-products/electric-heating-elements/silicon-carbide-heating-elements/#tab-information> (besucht am 16.09.2020).
- [Sch] Monroe Schlessinger. *Infrared technology fundamentals* /. 2nd ed., rev. and expanded. New York : M. Dekker, ISBN: 978-0-8247-9259-6.
- [Sch+19] Maria T. Schlecht, Sascha Preu, Stefan Malzer und Heiko B. Weber. „An efficient Terahertz rectifier on the graphene/SiC materials platform“. en. In: *Scientific Reports* 9.1 (Aug. 2019), S. 11205. ISSN:

- 2045-2322. DOI: 10 . 1038 / s41598 - 019 - 47606 - 6. (Besucht am 21. 07. 2021).
- [Sch10] Frank Schwierz. „Graphene transistors“. en. In: *Nature Nanotechnology* 5.7 (Juli 2010), S. 487–496. ISSN: 1748-3395. DOI: 10 . 1038 / nnano . 2010 . 89. (Besucht am 17. 02. 2020).
- [Sch26] W. Schottky. „On the Origin of the Super-Heterodyne Method“. In: *Proceedings of the Institute of Radio Engineers* 14.5 (Okt. 1926). Conference Name: Proceedings of the Institute of Radio Engineers, S. 695–698. ISSN: 2162-6626. DOI: 10 . 1109 / JRPROC . 1926 . 221074.
- [Sem+10] Alexei Semenov, Oleg Cojocari, Heinz-Wilhelm Hübers, Fengbin Song, Alexander Klushin und Anke-Susanne Müller. „Application of Zero-Bias Quasi-Optical Schottky-Diode Detectors for Monitoring Short-Pulse and Weak Terahertz Radiation“. In: *IEEE Electron Device Letters* 31.7 (Juli 2010), S. 674–676. DOI: 10 . 1109 / LED . 2010 . 2048192.
- [Shu87] Michael S. Shur. *GaAs Devices and Circuits*. en. Microdevices. Springer US, 1987. ISBN: 978-0-306-42192-1. DOI: 10 . 1007 / 978 - 1 - 4899 - 1989 - 2. (Besucht am 24. 08. 2020).
- [Sie02] P.H. Siegel. „Terahertz technology“. In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 50.3 (März 2002). Conference Name: IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, S. 910–928. ISSN: 1557-9670. DOI: 10 . 1109 / 22 . 989974.
- [Sim14] François Simoens. „THz Bolometer Detectors“. en. In: *Physics and Applications of Terahertz Radiation*. Hrsg. von Matteo Perenzoni und Douglas J. Paul. Springer Series in Optical Sciences. Dordrecht: Springer Netherlands, 2014, S. 35–75. ISBN: 978-94-007-3837-9. (Besucht am 15. 05. 2021).
- [Sir+15] Vadim P. Sirkeli, Oktay Yilmazoglu, Franko Küppers und Hans L. Hartnagel. „Effect of p-NiO and n-ZnSe interlayers on the efficiency of p-GaN/n-ZnO light-emitting diode structures“. en. In: *Semiconductor Science and Technology* 30.6 (Mai 2015), S. 065005. DOI: 10 . 1088 / 0268 - 1242 / 30 / 6 / 065005. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [Sir+17a] Vadim P. Sirkeli, Oktay Yilmazoglu, Franko Küppers und Hans L. Hartnagel. „Room-temperature terahertz emission from ZnSe-based quantum cascade structures: A simulation study“. en. In: *physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters* 11.3 (2017), S. 1600423. DOI: 10 . 1002 / pssr . 201600423. (Besucht am 14. 04. 2020).

- [Sir+17b] Vadim P. Sirkeli, Oktay Yilmazoglu, Duu Sheng Ong, Sascha Preu, Franko Küppers und Hans L. Hartnagel. „Resonant Tunneling and Quantum Cascading for Optimum Room-Temperature Generation of THz Signals“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 64.8 (Aug. 2017), S. 3482–3488. DOI: 10.1109/TED.2017.2718541.
- [Sir+18] Vadim Sirkeli, Oktay Yilmazoglu, Ahid Hajo, Natalia Nedeoglo, Dmitrii Nedeoglo, Sascha Preu, Franko Kueppers und Hans Hartnagel. „Enhanced Responsivity of ZnSe-Based Metal-Semiconductor-Metal Near-Ultraviolet Photodetector via Impact Ionization“. In: *physica status solidi (RRL) - Rapid Research Letters* (Feb. 2018), S. 1700418. DOI: 10.1002/pssr.201700418.
- [SK09] Sawsan Sadek und Zahra Katbay. „Ultra wideband CPW bow-tie antenna“. In: *2009 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications*. Sep. 2009, S. 261–263. DOI: 10.1109/ICEAA.2009.5297451.
- [SN06] Simon M Sze und Kwok K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. en-us. 2006. ISBN: 978-0-471-14323-9. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [SOK16] D. Suzuki, S. Oda und Y. Kawano. „A flexible and wearable terahertz scanner“. en. In: *Nature Photonics* 10.12 (Dez. 2016), S. 809–813. DOI: 10.1038/nphoton.2016.209. (Besucht am 17. 02. 2020).
- [SOK18] Daichi Suzuki, Yuki Ochiai und Yukio Kawano. „Thermal Device Design for a Carbon Nanotube Terahertz Camera“. In: *ACS Omega* 3.3 (März 2018), S. 3540–3547. ISSN: 2470-1343. DOI: 10.1021/acsomega.7b02032. (Besucht am 01. 08. 2020).
- [Spi12] Gunnar Spickermann. „Terahertz-Bildgebung mit demodulierendem Detektorarray“. de. In: *Zugl. ersch.: München : Hut, 2013. ISBN 978-3-8439-0868-9* (2012). (Besucht am 01. 08. 2020).
- [Sve+14] Alex Svetlitza, Michael Slavenko, Tatiana Blank, Igor Brouk, Sara Stolyarova und Yael Nemirovsky. „THz Measurements and Calibration Based on a Blackbody Source“. In: *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* 4.3 (Mai 2014), S. 347–359. DOI: 10.1109/TTHZ.2014.2309003.
- [Syd+08] C. Sydlo, O. Cojocari, D. Schçnherr, T. Goebel, P. Meissner und H.L. Hartnagel. „Fast THz detectors based on InGaAs Schottky Diodes“. In: *Frequenz* 62.5-6 (2008), S. 107–110. DOI: 10.1515/FREQ.2008.62.5-6.107. (Besucht am 17. 02. 2020).

- [Sze97] S. M. Sze. *Modern Semiconductor Device Physics* | Wiley. en-us. ch. 6, pp. 343–407. New York:Wiley, 1997. (Besucht am 04. 09. 2021).
- [Tak+12] Kuniharu Takei, Morten Madsen, Hui Fang, Rehan Kapadia, Steven Chuang, Ha Sul Kim, Chin-Hung Liu, E. Plis, Junghyo Nah, Sanjay Krishna, Yu-Lun Chueh, Jing Guo und Ali Javey. „Nanoscale InGaSb Heterostructure Membranes on Si Substrates for High Hole Mobility Transistors“. In: *Nano Letters* 12.4 (Apr. 2012), S. 2060–2066. DOI: 10.1021/nl300228b. (Besucht am 17. 02. 2020).
- [Tak+76] Yoshikazu Takeda, Akio Sasaki, Yujiro Imamura und Toshinori Takagi. „Electron mobility and energy gap of In_{0.53}Ga_{0.47}As on InP substrate“. In: *Journal of Applied Physics* 47.12 (Dez. 1976), S. 5405–5408. ISSN: 0021-8979. (Besucht am 16. 08. 2020).
- [Tan13] Aik Yean Tang. „Modelling and Characterisation of Terahertz Planar Schottky Diodes“. en. Diss. 2013. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [Tay+13] Zachary D. Taylor, James Garritano, Priyamvada Tewari, Eric Diebold, Shijun Sung, Neha Bajwa, Bryan Nowroozi, Alexander Stojadinovic, Nuria Llombart, Elliott R. Brown und Warren S. Grundfest. „Active THz medical imaging using broadband direct detection“. In: *Terahertz, RF, Millimeter, and Submillimeter-Wave Technology and Applications VI*. Bd. 8624. International Society for Optics und Photonics, März 2013, S. 862403. DOI: 10.1117/12.2012070. (Besucht am 03. 09. 2020).
- [TS11] Aik Yean Tang und Jan Stake. „Impact of Eddy Currents and Crowding Effects on High-Frequency Losses in Planar Schottky Diodes“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 58.10 (Okt. 2011), S. 3260–3269. DOI: 10.1109/TED.2011.2160724.
- [TWK98] Manfred Thumm, Werner Wiesbeck und Stefan Kern. *Hochfrequenzmesstechnik: Verfahren und Messsysteme*. de. 2. Aufl. Vieweg+Teubner Verlag, 1998. ISBN: 978-3-519-16360-2. DOI: 10.1007/978-3-663-01599-4. (Besucht am 01. 08. 2020).
- [TYD20a] TYDEX. *Golay Detector Calibration Set GC-CS*. Sep. 2020. URL: http://www.tydexoptics.com/products/thz_devices/golay_detector_calibration_set/ (besucht am 19. 09. 2020).
- [TYD20b] TYDEX. *Golay Detectors*. Sep. 2020. URL: http://www.tydexoptics.com/products/thz_devices/golay_cell/ (besucht am 19. 09. 2020).

- [VTF01] F. Vigue, E. Tournie und J.-P. Faurie. „Evaluation of the potential of ZnSe and Zn(Mg)BeSe compounds for ultraviolet photodetection“. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 37.9 (Sep. 2001), S. 1146–1152. DOI: 10.1109/3.945319.
- [Wan+12] Chuan Wang, Jun-Chau Chien, Hui Fang, Kuniharu Takei, Jung-hyo Nah, E. Plis, Sanjay Krishna, Ali M. Niknejad und Ali Javey. „Self-Aligned, Extremely High Frequency III–V Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistors on Rigid and Flexible Substrates“. In: *Nano Letters* 12.8 (Aug. 2012), S. 4140–4145. DOI: 10.1021/nl301699k. (Besucht am 17. 02. 2020).
- [Wan+16a] Shulong Wang, Hongxia Liu, Hailin Zhang und Qing Chen. „Research on the origin of negative effect in uniform doping GaN-based Gunn diode under THz frequency“. en. In: *Applied Physics A* 122.6 (Mai 2016), S. 578. DOI: 10.1007/s00339-016-0107-7. (Besucht am 06. 03. 2020).
- [Wan+16b] Ying Wang, Lin-An Yang, Zhi-Zhe Wang, Jin-Ping Ao und Yue Hao. „The enhancement of the output characteristics in the GaN based multiple-channel planar Gunn diode“. en. In: *physica status solidi (a)* 213.5 (2016), S. 1252–1258. DOI: 10.1002/pssa.201532703. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [Wan+16c] Ying Wang, Lin-An Yang, Zhi-Zhe Wang und Yue Hao. „Modulation of the domain mode in GaN-based planar Gunn diode for terahertz applications“. en. In: *physica status solidi c* 13.5-6 (2016), S. 382–385. DOI: 10.1002/pssc.201510158. (Besucht am 06. 03. 2020).
- [Wan+19] Shulong Wang, Zhenjie Wu, Zhang Haifeng, Xiaoling Duan, Chao Han, Yin Wei und Hongxia Liu. „Comparison the electron momentum and energy relaxation process in wurtzite GaN, InN and AlN by Monte Carlo method“. en. In: *Solid State Communications* 288 (Feb. 2019), S. 68–73. ISSN: 0038-1098. DOI: 10.1016/j.ssc.2018.11.018. (Besucht am 09. 09. 2021).
- [Wei+12] Yang Wei, Peng Liu, Kaili Jiang und Shoushan Fan. „A Display Module Implemented by the Fast High-Temperature Response of Carbon Nanotube Thin Yarns“. In: *Nano Letters* 12.5 (Mai 2012), S. 2548–2553. DOI: 10.1021/nl3007769. (Besucht am 14. 04. 2020).
- [WM99] L. Weiss und W. Mathis. „Noise equivalent circuit for nonlinear resistors“. In: *1999 IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS)*. Bd. 5. Mai 1999, 314–317 vol.5. DOI: 10.1109/ISCAS.1999.777572.

- [Wol04] Mike Jean Wolter. „Einfluss der Schichteigenschaften auf das elektrische und optoelektrische Verhalten von AlGaIn-GaN-HEMT-Transistoren“. de. Diss. Publikationsserver der RWTH Aachen University, 2004.
- [Wu+19] Hao Wu, Yunlong Jiao, Chenchu Zhang, Chao Chen, Liang Yang, Jiawen Li, Jincheng Ni, Yachao Zhang, Chuanzong Li, Yiyuan Zhang, Shaojun Jiang, Suwan Zhu, Yanlei Hu, Dong Wu und Jiaru Chu. „Large area metal micro-/nano-groove arrays with both structural color and anisotropic wetting fabricated by one-step focused laser interference lithography“. eng. In: *Nanoscale* 11.11 (März 2019), S. 4803–4810. DOI: 10.1039/c8nr09747j.
- [Yan+11] Lin-An Yang, Yue Hao, Qingyang Yao und Jincheng Zhang. „Improved Negative Differential Mobility Model of GaN and AlGaIn for a Terahertz Gunn Diode“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 58.4 (Apr. 2011), S. 1076–1083. DOI: 10.1109/TED.2011.2105269.
- [Yan+13] L. Yan, V. Krozer, R. Michaelsen, T. Djurhuus und T.K. Johansen. „Physical based Schottky barrier diode modeling for THz applications“. en. In: *2013 IEEE International Wireless Symposium (IWS)*. Beijing, China: IEEE, Apr. 2013, S. 1–4. DOI: 10.1109/IEEE-IWS.2013.6616741. (Besucht am 08.08.2020).
- [Yan+16] Xiang Yang, Xiang Zhao, Ke Yang, Yueping Liu, Yu Liu, Weiling Fu und Yang Luo. „Biomedical Applications of Terahertz Spectroscopy and Imaging“. en. In: *Trends in Biotechnology* 34.10 (Okt. 2016), S. 810–824. ISSN: 0167-7799. DOI: 10.1016/j.tibtech.2016.04.008. (Besucht am 23.08.2020).
- [Yar+15] Nezh T. Yardimci, Shang-Hua Yang, Christopher W. Berry und Mona Jarrahi. „High-Power Terahertz Generation Using Large-Area Plasmonic Photoconductive Emitters“. In: *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* 5.2 (März 2015), S. 223–229. ISSN: 2156-3446. DOI: 10.1109/TTHZ.2015.2395417.
- [YH20] Oktay Yilmazoglu und Ahid S. Hajo. „Gunnodiode und Verfahren zum Erzeugen einer Terahertzstrahlung“. DE102018121672A1. März 2020. URL: <https://patents.google.com/patent/DE102018121672A1/de?q=DE102018121672A1> (besucht am 09.08.2020).

- [YH21] Oktay Yilmazoglu und Ahid Hajo. „Gunn diode und verfahren zu deren herstellung“. WO2021058645A1. Apr. 2021. URL: <https://patents.google.com/patent/WO2021058645A1/de?q=W0+2021%2f058645+A1> (besucht am 14. 09. 2021).
- [YHK17] Oktay Yilmazoglu, Ahid S. Hajo und Franko Koppers. „Carbon nanotube yarns as miniature black-body radiator for broadband terahertz emission“. In: *2017 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. Cancun, Mexico: IEEE, Aug. 2017, S. 1–2. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2017.8066966. (Besucht am 17. 02. 2020).
- [Yil+08] Oktay Yilmazoglu, Kabula Mutamba, Dimitris Pavlidis und Tamer Karaduman. „First Observation of Bias Oscillations in GaN Gunn Diodes on GaN Substrate“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 55.6 (Juni 2008), S. 1563–1567. DOI: 10.1109/TED.2008.921253.
- [YJ16] Shang-Hua Yang und Mona Jarrahi. „A high-power photomixer with plasmonic contact electrodes“. In: *2016 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*. Juni 2016, S. 1–2. DOI: 10.1364/CLEO_SI.2016.SM4L.8.
- [ZAB04] Mei Zhang, Ken R. Atkinson und Ray H. Baughman. „Multifunctional Carbon Nanotube Yarns by Downsizing an Ancient Technology“. en. In: *Science* 306.5700 (Nov. 2004), S. 1358–1361. DOI: 10.1126/science.1104276. (Besucht am 17. 06. 2020).
- [Zat+20] Robin Zatta, Vishal S. Jagtap, Janusz Grzyb und Ullrich R. Pfeiffer. „CMOS THz Camera Used as Compact Antenna Test Range“. In: *2020 Third International Workshop on Mobile Terahertz Systems (IWMTS)*. Juli 2020, S. 1–4. DOI: 10.1109/IWMTS49292.2020.9166379.