Design und Realisierung GaN-HEMT basierter THz-Detektoren

vorgelegt von
Dipl.-Ing.
Adam Rämer
ORCID: 0000-0001-8428-0879

an der Fakultät IV - Elektrotechnik und Informatik
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
-Dr.-Ing.-

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:
Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Rolf Schuhmann
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Heinrich
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Viktor Krozer
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. P. Haring Bolívar
Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 19. September 2022

Berlin 2023

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird gezeigt, wie es möglich ist, einen State of the Art THz-Detektor mittels eines Standard MMIC Prozesses für den GHz-Bereich zu realisieren. Für den zugrundeliegenden Detektionsmechanismus wird die theoretische Grundlage hergeleitet und herausgearbeitet, wie die einzelnen Elemente des Detektors interagieren. Es werden die notwendigen Schritte von der Erarbeitung der Theorie bis zur Umsetzung des THz-Detektors dargestellt. Die THz-Detektoren sind in einem GaN-on-SiC-HEMT-MMIC-Prozess realisiert worden. Dabei sind Bow-Tie-Antennen, logarithmische Spiralantennen und die jeweilige komplementäre Schlitz-Antennenkonfiguration verglichen und ein neuartiges Design entworfen worden. Dieses Design wurde erfolgreich in Japan, den USA und der Europäischen Union zum Patent angemeldet. Die gesamte Detektorstruktur wird durch Simulationen und einen Vergleich mit Messungen an gefertigten THz-Detektorstrukturen verifiziert. Im Vergleich zwischen den simulierten und den gemessenen Detektionsströmen zeigt sich über der Frequenz von 0,1 THz bis 1,2 THz eine - angesichts der noch vorhandenen Unsicherheiten bei Messung und Modell - gute Übereinstimmung. Die Kombination einer passiven Antennenstruktur, die mittels 3D-EM-Simulationen nachgebildet wird, mit einem Modell, das den inneren Transistor beschreibt, zu einer Gesamtsimulation der Detektorstruktur ist ein fundamentaler Bestandteil dieser Arbeit. Die realisierten THz-Detektorstrukturen mit zum Teil neuartigen Antennen weisen eine herausragende Empfindlichkeit bei Raumtemperatur auf und stellen den aktuellen Entwicklungstand von GaN-basierten THz-Detektoren dar. Der Hauptdetektionsmechanismus liegt dabei im resistiven Selbstmischen, dadurch besitzen die Detektoren ein instantanes Ansprechverhalten bei hoher Linearität.

Abstract

In this paper it is shown how it is possible to realize a state-of-the-art THz detector using a GHz-frequency MMIC process.The theoretical foundation for the underlying mechanism of detection is derived and it is established how the elements of the detector interact. The necessary steps starting with the development of the theory and ending with the implementation of the THz detector are presented. The THz detectors are realized using a GaN-on-SiC-HEMT-MMIC process. Thereby the Bow-Tie antennas, logarithmic corkscrew antennas and the respective complementary stenopeic configuration of the antennas were compared and an innovative design was developed. This design was successfully registered as patent in Japan, the USA and the European Union. The whole structure of the detector is verified by simulations and by a comparison with measurements of manufactured THz detector structures. Good agreement between the simulated and the measured detector currents is observed above the frequency of 0.1 up to 1.2 THz given the existing uncertainties within measurement and model. The combination of a passive antenna structure emulated from 3D-EM simulations with a model describing the internal transistor resulting in an overall simulation of the entire detector is a fundamental part of this paper. The implemented structures of the THz detector with partially innovative antennas show a excellent sensitivity at room temperature and represent the current stage of development of GaN based THz detectors. The main mechanism of detection is based on resistive self-mixing. As a consequence the detectors possess a high-speed impulse response at high linearity.

Für Sabrina.

Danksagung

Nach dieser langen und intensiven Zeit möchte ich meinen besonderen Dank nachstehenden Personen entgegenbringen, ohne deren Mithilfe die Anfertigung dieser Promotionsschrift niemals zustande gekommen wäre:
Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Heinrich und Herrn Prof. Dr.-Ing. Viktor Krozer, für die Betreuung dieser Arbeit. Die zahlreichen konstruktiven Gespräche und Anregungen haben mich geprägt und werden mir stets in Erinnerung bleiben.
Ich möchte mich insbesondere bei Herrn Sergey Shevchenko für den intensiven Austausch über die technologische Machbarkeit und die Offenheit für neue Ideen bedanken, ohne die die Detektorstrukturen in ihrer heutigen Form nicht realisiert worden wären.
Herrn Hady Yacoub danke ich für die angeregten Diskussionen zum Verständnis eines GaN-HEMTs und für die Unterstützung bei den Silvaco-Simulationen.
Für seine Geduld und den fachlichen Austausch zu den unzähligen 3D-EM-Simulationen danke ich Herrn Thomas Flisgen.
Für den Aufbau von elektronischen Schaltungen, die Durchführung und den Aufbau von Messungen sowie das immer kritische Hinterfragen danke ich Herrn Eugen Dischke.
Auch möchte ich mich bei Herrn Tobias Liebchen für die ausgezeichnete und akribische Durchsicht dieser Arbeit danken.
Für die intensive und fruchtbare Zusammenarbeit bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Hartmut Roskos, Herrn Maris Bauer, Herrn Alvydas Lisauskas und Frau Dovile Cibiraite.
Der Messgruppe des FBHs danke ich für die Realisierung und Unterstützung bei den Messungen und Laboraufbauten, die immer hilfreich den richtigen Tipp parat hatten.
Den Kollegen von der Abteilung AVT danke ich dafür, dass sie immer offen für neue Aufbauideen waren und diese durch das Einbringen von ihren Erfahrungen schnell und zielsicher ermöglicht haben.
Meiner Familie danke ich ganz besonders herzlich für ihre Geduld und die uneingeschränkte, liebevolle und vielseitige Unterstützung, ohne die diese Arbeit so nicht möglich gewesen wäre.

Inhaltsverzeichnis

Kurzzusammenfassung **iii**

Abstract **v**

Abbildungsverzeichnis **xiii**

Tabellenverzeichnis **xvii**

1 Einleitung **1**

2 Detektionsmechanismen **7**
2.1 Einleitung . . . 7
2.2 Resistive Selbstmischung . . . 7
2.3 Plasmonische Detektion . . . 14
2.3.1 Grundlegende mathematische Beschreibung . . . 15
2.3.2 Plasmonisches Ersatzschaltbild . . . 18
2.4 Betrachtung der Detektionsmechanismen . . . 20

3 GaN-HEMT Technologie **21**
3.1 Einleitung . . . 21
3.2 Theoretische Grundlagen . . . 21
3.2.1 Elektrisches Verhalten . . . 23
3.2.2 Kleinsignal-Ersatzschaltbild . . . 26
3.3 Modelle . . . 30
3.3.1 Kompaktes Modell . . . 31
3.3.2 Verifikation des Kompakten Modells . . . 38
3.3.3 Vergleich der Taylorreihen Terme von Modell und Messung . . . 43
3.3.4 Simulation zur Überprüfung des resistiven Mischens . . . 46
3.3.5 Betrachtung und Diskussion der einzelnen HEMT Designparameter . . . 48
3.3.6 Gate-Source-Kurzschluss . . . 50
3.3.7 Plasmonisches Modell . . . 51

4 Antennen **55**
4.1 Einleitung . . . 55
4.2 Grundlagen Antennentechnik . . . 55
4.3 Chip Antenne . . . 61

4.4 Breitbandige Antennen . . . 62
4.4.1 Bow-Tie-Antenne . . . 63
4.4.2 Logarithmische Spiralantenne . . . 65
4.5 Einfluss von zusätzlichem Metall im Antennenfußpunkt . . . 68
4.6 Schlitzantennen . . . 68
4.6.1 Schlitz-Bow-Tie Antenne . . . 69
4.6.2 Schlitz Log-Spiral Antenne . . . 71
4.6.3 Betrachtung der Schlitzantennen . . . 73
4.7 Silizium-Linse . . . 73

5 Realisierung der Detektorstruktur 75
5.1 Einleitung . . . 75
5.2 MMIC Prozess . . . 76
5.3 Transistor- und Kurzschluss-Design . . . 77
5.4 Design der Detektorstruktur . . . 81

6 Simulation und Messung der Detektorstruktur 87
6.1 Einleitung . . . 87
6.2 Detektoraufbau und Messsystem . . . 88
6.3 Die Detektorstrukturen . . . 91
6.4 DC-Verhalten der Detektorstrukturen und deren Modellierung . . . 95
6.5 HF-Messungen der Detektorstrukturen . . . 99
6.6 Simulation der Detektorstruktur . . . 102
6.7 Vergleich zwischen Messung und Simulation . . . 106
6.8 Theoretische Betrachtung der Simulationsergebnisse . . . 110

7 THz-Kamera 123
7.1 Einleitung . . . 123
7.2 Aufbau . . . 123
7.3 Messung . . . 127

8 Zusammenfassung und Ausblick 129
8.1 Ausblick . . . 132

Quellenverzeichnis 135

Anhang A Appendix A 139

Abbildungsverzeichnis

1.1 Frequenzspektrum 1
1.2 Photografie der gefertigten Technologiestudie 4

2.1 Beschaltung für die resistive Selbstmischung (a) und schematischen Querschnitt des GaN-HEMTs mit den Referenzebenen (b). 8
2.2 Illustration der aus der Funktion des Drainstroms abgeleiteten differentiellen Terme: (a) Ids gemessen (b) differenzieller Drain-Source-Leitwertt g_{ds} (c) Steilheit g_m (d) differenzieller Leitwert nach u_{ds} differenziert (e) Steilheit nach u_{ds} differenziert (f) differenzieller Leitwert nach u_{gs} differenziert 13
2.3 Ladungsträgerdichtewolken in einem idealen FET-Halbleiterkanal 14
2.4 Plasmonisches Ersatzschaltbild aus RLC Ersatzschaltbildelementen [34] 19

3.1 Prinzip-Aufbau des GaN-HEMT: Epitaktischer Schichtaufbau mit zugehöriger Leitungsbandkante und Elektronenkonzentration 22
3.2 Schematischer Querschnitt und ideale Strom-Spannungs-Kennlinien 24
3.3 GaN HEMT: Schematischer Querschnitt mit eingezeichneten Ersatzschaltbildelementen und dem sich daraus ergebenden Kleinsignalmodell 27
3.4 Schematische Darstellung des GaN-HEMT mit zugeordneten Zonen und detaillierten Ersatzschaltbildelementen 31
3.5 E-Feld abhängige Driftgeschwindigkeit mit der Näherungsfunktion 33
3.6 Schichtladungsträgerkonzentration für die drei Bereiche im Kanal unter den field plates und die ungated Bereiche in Abhängigkeit der Gate-Kanalspannung 37
3.7 Simulierte Schichtladungsträgerkonzentration in den verschiedenen Modellbereichen für (a) HEMT1 und (b) HEMT2 39
3.8 Vergleich des Gleichstromverhaltens zwischen Messung und Modellierung. (a) Drain-Source-Leitwert, (b) Übertragungskennlinie,(c) Ausgangskennlinie und (d) Leitwertverhalten beim Übergang vom ersten in den dritten Quadranten . 41
3.9 (a)Gate-Kanalkapazität und S-Parameter für 0.1THz - 1.5THz @ VDS=0,1 V HEMT 1 (b) VGS=-2.5 V, HEMT 2 VGS=-0.6 V (c) 42
3.10 Vergleich von Taylorreihentermen zwischen Messung und Modell1 44
3.11 Vergleich von Taylorreihentermen zwischen Messung und Modell2 45
3.12 Simulation mit einem idealen Kanal: (a) Zeitliche Darstellung des Stromsignals und (b) des Absolutbetrages der dynamischen Lastgeraden 46

3.13 Simulation des Betrages des Gleichstromanteils (a) und des Leitwertes des idealen Halbleiterkanals (b) in Abhängigkeit von der Gate-Source-Spannung V_{Gate} bei Variation der Kanallänge L_g 47
3.14 Einfluss von ausgewählten HEMT-Parametern auf die HF-DC-Konversion. . . . 49
3.15 Einfluss der resistiven und induktiven Anteile des Gate-Source Kurzschlusses auf die DC-HF-Konversion 51
3.16 Schematische Darstellung von zwei Zellen des Kanals vom plasmonischen Modell [34] 51

4.1 Schematische Darstellung der Feldbereiche in der Umgebung einer Antenne (a) reaktives Nahfeld (b) abstrahlendes Nahfeld (c) Fernfeld [51] 56
4.2 Ersatzschaltbild einer Antenne im Sende- und Empfangsfall [52] 58
4.3 Geometrische Darstellung Bow-Tie Antenne 63
4.4 Bow-Tie Antenne: Parameterstudien zur Fußpunktimpedanz;(a) Variation der Länge r; (b) Variation des Winkels α 64
4.5 Richtfaktor einer Bow-Tie Antenne ($r = 60um, \alpha = 60°$) als Funktion der Frequenz 65
4.6 Logarithmische Spiralantenne für $\alpha = \frac{1}{4}$, $\Delta\varphi = 3\pi$ 66
4.7 Logarithmische Spiralantenne: Parameterstudien zur Fußpunktimpedanz; (a) Variation des Winkelbereiches $\Delta\,\varphi$; (b) des Winkels α. 67
4.8 Lage der logarithmischen Spiralantenne im Koordinatensystem und der Richtfaktor über der Frequenz für $\alpha = \frac{1}{4}$, $\Delta\,\varphi = 3\,\pi$ 67
4.9 Variation der Speisepunktweite 68
4.10 Vergleich der Fußpunktimpedanz der Bow-Tie Antennen und ihres Selbstkomplements (Slot-Bow-Tie Antenne) 69
4.11 Schlitz-Bow-Tie Antenne Parameterstudie (a) Winkel α und (b) Länge r . . . 70
4.12 Richtfaktor über der Frequenz einer Slot-Bow-Tie Antenne mit $r = 60\mu m$ und $\alpha = 60°$ 70
4.13 Vergleich der Fußpunktimpedanz der Log-Spiral Antenne und ihrem Selbstkomplement (Slot-Log-Spiral Antenne) 71
4.14 Schlitz Logarithmische Spiralantenne Parameterstudien zur Fußpunktimpedanz im Vergleich zur Logarithmische Spiralantenne; (a) Variation des Winkelbereiches $\Delta\,\varphi$; (b) des Winkels α. 72
4.15 Richtfaktor der Schlitz Logarithmische Spiralantenne mit $\varphi = 3\pi$ und $\alpha = \frac{1}{3}$ 72

5.1 Schematische Darstellung des GaN-HEMT MMIC Prozesses und eine realisierte Detektor-Struktur 76
5.2 REM-Aufnahmen des GaN-HEMTs; (a) erste Generation (180°-gedreht, um selbe Orientierung zu erhalten), (b) zweite Generation; (c) fertig prozessierter GaN-HEMT erste Generation , (d) simuliertes Kurzschlussverhalten der beiden Generationen 77
5.3 Realisierungen des Fußpunktes (a) einer logarithmischen Spiralantenne und (b) ihres Selbstkomplementärs und (c) der Simulation des so erzielten Kurzschlussverhaltens der Struktur. 80

5.4 (a)Erste Version der Detektorstruktur mit Schaltplan und (b) Simulation der realisierten Impedanz 82
5.5 Realisierung einer logarithmischen Schlitzspiralantennenstruktur und die Simulation der damit erzielten Abschlüsse für den HEMT (1). 85
5.6 Realisierung einer logarithmischen Schlitzspiralantennenstruktur und die Simulation der damit erzielten Abschlüsse für den HEMT (2). 86

6.1 (a)Schematische Darstellung und Photografien der zwei Aufbautechnologievarianten (b) Variante 1 (c) Variante 2 88
6.2 Messsystem mit Darstellung der Strahlführung und Aufnahme für die aufgebauten THz-Detektoren 90
6.3 (a) Ausgangsleistung der THz-Quelle des Photomixer Systems als Funktion der Frequenz; (b) Detektionsstrom über der Gate-Spannung bei 500 GHz, zur Bestimmung der optimalen Gate-Spannung 91
6.4 Detektorstrukturen; linke Spalte: Bow-Tie Antennenstrukturen; rechte Spalte: logarithmische Spiral Antennenstrukturen; erste Zeile: erste Generation des Transistorlayout; zweite Zeile: zweite Generation des Transistorlayout; dritte Zeile jeweiliges Selbstkomplementär der ersten Generation 92
6.5 Simulierte S-Parameter der Referenzebenen, linke Spalte: Bow-Tie Strukturen, rechte Spalte: Logarithmische Spiralstrukturen; (a)(b)Drain-Gate-Referenzebene / Antennenfußpunkt; (c)(d) Source-Gate-Referenzebene / Kurzschluss 94
6.6 Vergleich der Terme der Taylorreihenentwicklung, welche sich aus den DC-Messungen und den DC-Simulationen der Modelle ergibt. 98
6.7 (a)Gemessener Detektionsstrom und (b)optische Sensitivität mit gleitendem Mittelwert 100
6.8 Detektionsstrom, Sensitivität und NEP der Bow-Tie- und Log-Spiral-Detektorstrukturen 101
6.9 (a) Querschnitt durch den GaN-HEMT mit eingezeichneten Ports / Referenzebenen und Spannungen (b) Schematischer Aufbau der 3D-EM-simulierten Struktur, mit offener Randbedingung auf den Grenzen des Simulationsgebietes, zur Berechnung der Spannungsamplituden der Bow-Tie Detektorstruktur zweiter Generation Unten: Beispiel der simulierten Verläufe der Absolutwerte der Spannungen an den beiden Ports der Bow-Tie Detektorstrukturen (a) erster und (b) zweiter Generation. 103
6.10 Verschaltung des Intrinsischen HEMT Modells mit den simulierten Spannungsverläufen und den 3D-EM simulierten Impedanzen an den Referenzebenen. . . 106
6.11 Vergleich zwischen der Messung der Bow-Tie-Detektorstrukturen und der Simulation mit dem kompakten und plasmonischen Modell 108
6.12 Vergleich zwischen der Messung der logarithmischen Spiralstrukturen und der Simulation mit dem kompakten und plasmonischen Modell 109
6.13 Drain-Gate-Referenzebene in einer Schaltplandarstellung zwischen der Antennenstruktur und dem intrinsischen HEMT 110
6.14 Simulation des Verhaltens der Impedanz an der Drain-Gate-Referenzebene bei unterschiedlichen Abschlüssen der Source-Gate-Referenzebene. 113

6.15 Simulation der Impedanz an der Drain-Gate Referenzebene innerhalb der gesamten Struktur in Abhängigkeit der Gate-Source-Spannung. 114
6.16 Vergleich zwischen dem Detektionsstrom der statischen Lösung, dem Modell und der Messung 115
6.17 Vergleich zwischen den Leerlaufspannungen, die mittels der 3D-EM-Simulation und der Gleichung 6.22 ermittelt wurden 117
6.18 Darstellung der optischen Sensitivitäten aus der Messung, dem Modell und der statischen Lösung für die vier Bow-Tie-Detektorstrukturen 120
6.19 Darstellung der optischen Sensitivitäten aus der Messung, dem Modell und der statischen Lösung für die vier Log-Spiral-Detektorstrukturen 121

7.1 (a) Konzeption zur Verschaltung der 12 x 12 Pixel THz-Kamera; (b) Photografie des ersten Quadranten 124
7.2 Aufgebaute 12 × 12 Pixel THz-Kamera; (a) Bond-Technologie und (b) Flip-Chip-Montage 126
7.3 Vollständige THz-Kamera 127
7.4 Beispielmessung der 12 × 12 Pixel THz-Kamera bei 100 GHz 127

8.1 (a) Photografie und (b) Layout des Chips; (c) S-Parameter und (d) Empfindlichkeit 133

Tabellenverzeichnis

2.1 Bereiche der Detektion in Abhängigkeit der Wellenlänge und Frequenz 15

3.1 Einfluss von einzelnen HEMT Parametern 38
3.2 Verwendete Modellparameter 40
3.3 Standard HEMT Parameter und ihre Variationen zur Simulation des resistiven Mischens 48

5.1 Minimal mögliche HEMT-Dimensionen 78

6.1 Ausgewählte DC-Messwerte der acht Detektorstrukturen 95

A.1 Verwendete Modellparameter 139

1

Einleitung

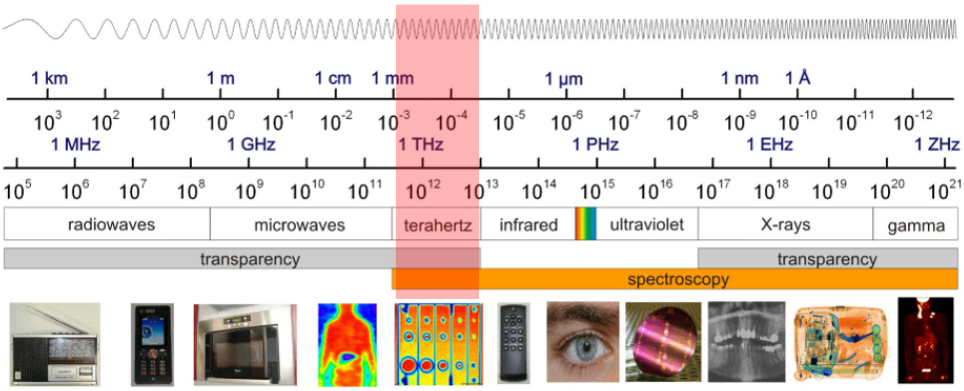


Abbildung 1.1: Frequenzspektrum

Der THz-Frequenzbereich liegt im elektromagnetischen Spektrum zwischen dem Infrarot-Bereich und Mikrowellen-Frequenzen (vgl. Abbildung 1.1).
Unterhalb des Röntgenspektrums stellt der THz-Spektralbereich den letzten großen Frequenzbereich dar, der noch nicht für kommerzielle Anwendung im Massenmarkt erschlossen ist. Aus diesem Grund wird dieser Spektralbereich häufig auch als THz-Lücke (engl. THz-Gap) bezeichnet. Im derzeitigen Sprachgebrauch umfasst er i.a. die Frequenzen zwischen $0.1\,THz$ und $10\,THz$.
Technisch befindet sich das THz-Frequenzspektrum damit im Spannungsfeld zwischen der Elektronik und der Photonik. Für klassische elektronische Anwendungen, die auf Halbleitern basieren, sind die Frequenzen über $100\,GHz$ der obere Grenzbereich. Aktuell erreichen kommerzielle Halbleiter f_t- und f_{max}-Werte (f_t: Transitfrequenz bei der die Stromverstärkung $\beta \approx 1$, f_{max}: maximale Oszillationsfrequenz, Leistungsverstärkung=1) von ca. $300 - 400\,GHz$ [1]. Im wissenschaftlichen Bereich werden aktuell f_t- und f_{max}-Werte von über $1\ THz$ erzielt [2]. Für die meisten Ansätze der Photonik wiederum ist die Photonenenergie von 0.1 meV bis 10 meV im THz-Frequenzspektrum für eine direkte Erzeugung durch Halbleiterlaser zu gering, da diese geringer ist als die thermische Energie bei Raumtemperatur.

Im Vergleich zu den anderen Frequenzbändern weist der THz-Spektralbereich jedoch Eigenschaften auf, die ihn einzigartig machen. Im Folgenden wird kurz auf diese charakteristischen Eigenschaften und deren mögliche technische Verwertung eingegangen:

- **Hohe räumliche Radar-Auflösung:** Für 1 THz beträgt die Freiraumwellenlänge $300\,\mu m$. Damit können, im Gegensatz zum Mikrowellenbereich, höhere Auflösungen für bildgebende Verfahren realisiert werden. Andererseits besteht der Vorteil, dass die THz-Strahlung eine größere Wellenlänge als sichtbares und infrarotes Licht besitzt. Dadurch können Rauch, Staub und Nebel durchdrungen werden. Damit sind hochauflösende bildgebende Verfahren auch unter ungünstigen Umgebungsbedingungen möglich, in denen optische Systeme versagen.

- **Hohe Eindringtiefe** im Vergleich zu optischen Verfahren: THz-Strahlung kann nichtmetallische und unpolare Materialien wie Kleidung, Papier, Pappe, Holz, Kunststoffe und Keramiken durchdringen. Das ermöglicht berührungslose Sicherheitsprüfungen von Postsendungen, Gepäck und Personen.

- **Funk-Kommunikation mit hoher Bandbreite:** Die hohe Frequenz der THz-Wellen, gepaart mit den verfügbaren großen Bandbreiten, ermöglicht eine schnelle drahtlose Datenübertragung. Durch die kleinen Abmessungen von THz-Antennen wird zudem z.B. eine Chip-zu-Chip-Kommunikation möglich.

- **Spektroskopie ohne ionisierende Wirkung:**Viele Molekülgruppen zeigen eine charakteristische Rotation und Schwingungsmoden im THz-Spektrum. Dies ermöglicht es, eine THz-Spektroskopie durchzuführen, die die Detektion von chemischen Substanzen wie Drogen und explosiven Substanzen zum Ziel hat. Im THz-Spektrum ist die Photonenenergie sechs Größenordnungen niedriger als im Röntgenspektrum, wodurch die THz-Strahlung keine starken kovalenten chemischen Bindungen aufbrechen kann. Die nicht ionisierende Eigenschaft von THz-Strahlung macht sie weitgehend unschädlich für biologische und chemische Substanzen. Dementsprechend können THz-Systeme gut in der Arzneimittelforschung und den Biowissenschaften eingesetzt werden.

Die soeben aufgeführten Eigenschaften des THz-Spektralbereichs haben zu einem weltweit hohen Forschungsaufkommen geführt. Dabei werden unterschiedliche Anwendungsbereiche untersucht, wie Sicherheit [3–5], Medizin [6–8], Kommunikation [9–11], zerstörungsfreie Inspektion [12, 13] und Astronomie [14, 15].
Um die Forschungsergebnisse aus der Laborumgebung in kommerzielle Anwendungen zu überführen, stellen einfach handhabbare THz-Detektoren eine Schlüsselkomponente dar. Für den Einsatz in Spektroskopie-Systemen und für die Bildgebung sollten THz-Detektoren bei Raumtemperatur betrieben werden sowie eine hohe Empfindlichkeit, eine große Bandbreite und ein schnelles Ansprechverhalten aufweisen. Für bildgebende Systeme ist die Möglichkeit zur Herstellung von ein- und zweidimensionalen Arrays von Interesse, da sich somit THz-Kameras herstellen lassen. Dabei sind THz-Kameras zur Aufnahme von passiven und aktiv beleuchteten Szenerien von Interesse. Ein THz-Detektor, der diese Eigenschaften vereint und das Potential zur kommerziellen Nutzung aufweist, ist bis dato nicht verfügbar.
Bei Verwendung eines aktiven Halbleiters als direkten THz Detektors kommen Dioden,

Bipolare Transistoren und FET Transistoren in Betracht. Bei direkten THz-Detektoren wird das einfallende THz-Signal direkt in ein Gleichsignal umgesetzt. Für die Umsetzung des hochfrequenten Signals in ein Gleichsignal werden die nichtlinearen Kennlinien der verschiedenen Halbleitertechnologien genutzt. In kommerziellen Systemen dominieren Dioden, die mittels eines Hohlleiterübergangs mit dem hochfrequenten Signal gespeist werden [16].
Mitte der 90 Jahre des letzten Jahrhunderts erweiterten Michael Dyakonov und Michael Shur die Theorie der Dynamik von Elektronen und deren Dichte in Halbleiter-Strukturen, die sich ballistisch bewegen können, und postulierten die Existenz von Ladungsträgerdichtewolken in Halbleiterkanälen [17]. Diese Schwankungen der Ladungsträgerdichte werden als Plasmonen bezeichnet. Nach der Theorie können diese kollektiven Eigenschaften der Elektronen zur Detektion und Emission von THz Strahlung genutzt werden. Bemerkenswert ist, dass die Plasmonen auch in Halbleiterkanälen von Transistoren existieren sollen, die f_t und f_{max} Werte weit unterhalb des THz-Frequenzbereiches aufweisen. Getrieben von dieser Grundannahme sind Detektoren für den THz-Spektralbereich in verschiedenen Halbleitertechnologien realisiert worden, die von ihren f_t und f_{max} Werten für Schaltungen im niedrigen GHz Frequenzbereich ausgelegt sind. Eine etablierte Halbleitertechnologie bietet hier die Möglichkeit, die Kosten bei einer hochvolumigen Fertigung zu skalieren. Für diesen Ansatz muss die Antenne, welche die THz-Schnittstelle darstellt, direkt monolitisch mit auf dem Chip integriert werden, damit komplexe und teure Aufbauvarianten, die für eine im THz-Frequenzbereich brauchbare Verbindung nötig sind, entfallen. Für den Betrieb bei Raumtemperatur wurden hier verschiedene Technologien untersucht. Die Angaben zu den Sensitivitäten der einzelnen THz-Detektoren sind schwer zu vergleichen, da bisher keine standardisierten Messvorgaben vorhanden sind und dementsprechend die Ergebnisse je nach verwendeter Berechnungsmethode deutlich streuen können [18].
Einzeldetektoren auf Basis von CMOS als Halbleitertechnologie erreichen Spitzenwerte für die rauschäquivalente Leistung (NEP) in dem Bereich von $NEP = 15$ - $75 \frac{pW}{\sqrt{Hz}}$ [19–21]. Auf Basis von SiGe konnten Spitzenwerte von $NEP = 1.9 \frac{pW}{\sqrt{Hz}}$ erzielt werden [22].
Für Array Anordnungen gestaltet sich die Angabe von Empfindlichkeiten noch schwieriger, da neben den unterschiedlichen Berechnungsmethoden meist zusätzliche Schaltungen zur Verstärkung und zum Umschalten innerhalb jedes Pixels realisiert werden [23, 24] und auch die Bildwiederholfrequenz eine Rolle spielt. Bei den 2-Dimensionalen Arrays dominiert die CMOS Halbleitertechnologie, da sie den höchsten Reifegrad besitzt. Es wurden focal-plane arrays von 10 x 10 Pixel mit einer Sensitivität von $NEP = 216 \frac{nW}{\sqrt{Hz}}$ bei 0.2 THz [25] und bis zu 32 x 32 Pixel mit einer Sensitivität von $NEP = 400 \frac{pW}{\sqrt{Hz}}$ [26] bei 0.6 THz gezeigt.
Die große Diskrepanz zwischen den Einzeldetektoren und den Arrays liegt darin begründet, dass ein 2-dimensionales Array ein Ausleseschema benötigt. Möchte man eine bestimmte Rate an Bildern pro Sekunde erhalten, sinkt die Zeit, die man zum Auslesen pro einzelnen Pixel zur Verfügung hat. Damit sinkt die Integrationszeit pro Pixel und damit fällt die integrierte Signalstärke und somit die Sensitivität.
Im Vorfeld zu dieser Arbeit wurde eine Technologiestudie durchgeführt mit dem Ziel zu evaluieren, ob der FBH-eigene Galliumnitrid-High-Electron-Mobility-Transistor Prozess (GaN-HEMT Prozess) genutzt werden kann, um mittels des oben beschriebenen Ansatzes THz-Detektoren fertigen zu können. Die Designs in der Technologiestudie bestehen aus einer

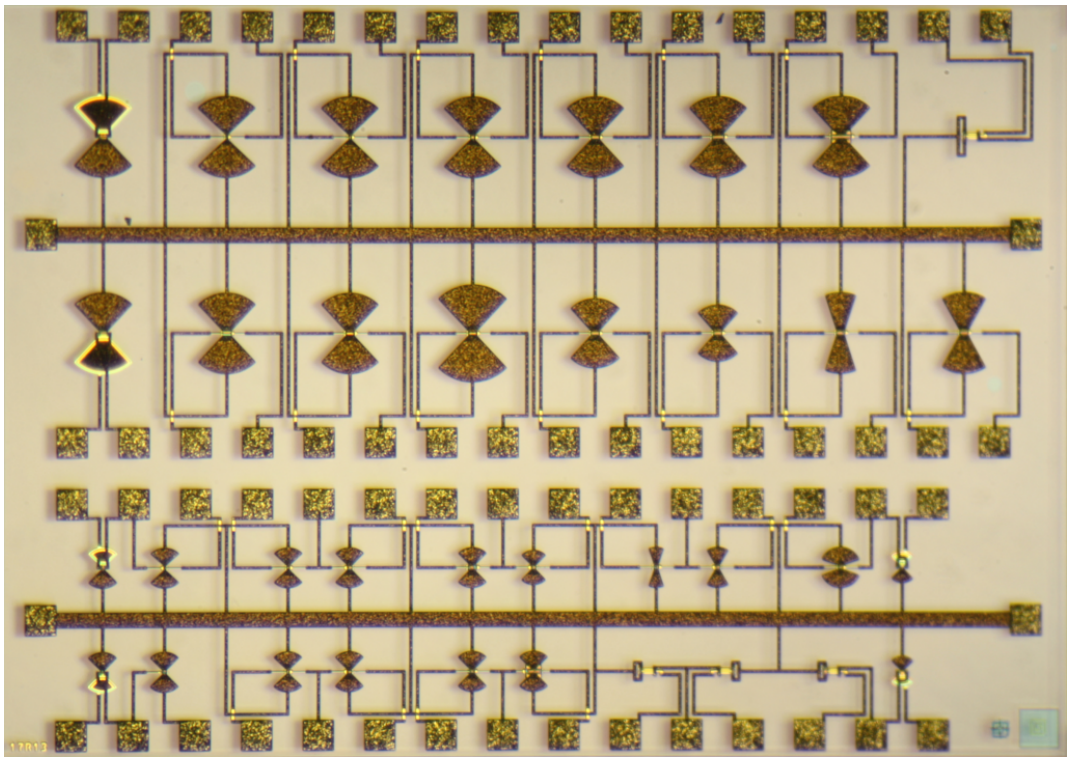


Abbildung 1.2: Photografie der gefertigten Technologiestudie

Zusammenschaltung eines bestehenden HEMT-Designs in den Fußpunkt unterschiedlicher Antennenformen. Eine wirkliche Einbettung des Halbleiters in eine Umgebung, welche dem Halbleiter optimale Impedanzen an seinen Referenzebenen bereitstellt und das Potenzial ausschöpft, hat in der Tiefe nicht stattgefunden. Die Abbildung 1.2 zeigt die Photografie eines Chips der gefertigten Technologiestudie. Es konnte gezeigt werden, dass sich THz-Detektoren herstellen lassen, die bei Frequenzen arbeiten, die mehr als das 25-fache der Transitfrequenz des HEMTs betragen [27]. Der dabei dominierende Funktionsmechanismus konnte nicht abschließend herausgearbeitet werden. Es blieb offen, ob der HEMT hauptsächlich als resistiver Mischer arbeitet oder ob es einen signifikanten Anteil am Detektionsstrom gibt, der durch plasmonische Mischvorgänge im Halbleiterkanal verursacht wurde. Da beide Mischvorgänge die gleichen Randbedingungen voraussetzen und durch Verbesserungen des Designs sowie der Epitaxie gleichermaßen partizipieren, ist eine messtechnische Separation nicht möglich.
In dieser Arbeit gilt das Forschungsinteresse deswegen einerseits der theoretischen Fragestellung, welcher Funktionsmechanismus in dem hier verwendeten Halbleitermaterial dominiert und andererseits, wie der Halbleiter monolithisch in eine hochfrequente Umgebung eingepasst werden muss, um den Funktionsmechanismus optimal zu nutzen.
Da eine Messtechnische Separation der Funktionsmechanismen nicht möglich ist, wird dieser Vergleich über die Verwendung von zwei Modellen geführt, bei dem das eine nicht in der Lage ist das plasmonische Mischen zu erfassen. Aus dem Vergleich der Simulationsergebnisse der Modelle mit Messungen können Rückschlüsse auf den Funktionsmechanismus gezogen werden. Wie ein Halbleiter in eine HF-Umgebung eingebettet werden kann, die sich direkt aus den drei Anschlusskontakten formt, wird erarbeitet. Dabei werden alle passiven Strukturen der Technologie mittels 3D-EM-Simulation nachgebildet. Das elektrische Verhalten des Halbleiters bzw. des inneren Transistors wird mittels der Modelle beschrieben. Mit dieser Vorgehensweise

können die passiven Strukturen und der innere Halbleiter vollständig separiert werden, womit ein Austausch der Modelle möglich ist.
Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Im zweiten Kapitel erfolgt eine Auseinandersetzung mit den Detektionsmechanismen im Halbleiterkanal. Das resistive Selbstmischen und das plasmonische Mischen als Detektionsmechanismus werden betrachtet. Für das resistive Mischen wird anhand einer Taylorreihenentwicklung die fundamentale Funktionsweise herausgearbeitet. Für das plasmonische Verhalten der Elektronen im Halbleiterkanal wird gezeigt, mit welchen Analogien dieses mathematisch beschrieben werden kann.
Das dritte Kapitel behandelt das elektrische Verhalten eines GaN-HEMT und die Umsetzung dieses Verhaltens in analytische Modelle für den inneren GaN-HEMT. Es wird ein analytisches Modell entwickelt, welches das resistive Selbstmischen erfassen kann. Es wird zudem ein bestehendes, analytisches Modell vorgestellt, dass zusätzlich in der Lage ist, das plasmonische Mischen zu beschreiben.
Im vierten Kapitel findet eine Entwicklung von Antennenkonzepten statt, welche mittels des MMIC-Prozesses realisiert werden können. Es wird gezeigt, welchen Einfluss die unterschiedlichen Designparameter haben. Diese Designstudien dienen als Grundlage für die Antennenstrukturen der THz-Detektoren, die im Verlauf der Arbeit entwickelt wurden.
Anschließend wird im fünften Kapitel der MMIC-Prozess am FBH vorgestellt und dargestellt, wie die Antennenkonzepte in eine realisierbare HF-Umgebung umgesetzt werden.
Im Kapitel sechs erfolgt eine Zusammenführung der inneren HEMT-Modelle mit der 3D-EM-Simulation der Umgebung. Die simulierten Detektionsströme werden anhand von Messungen evaluiert, woraus sich Rückschlüsse zu den dominierenden Detektionsmechanismus ergeben. Am Ende dieses Kapitels findet eine theoretische Auseinandersetzung mit den Simulationsergebnissen statt, die aufzeigt, dass man das Verhalten der THz-Detektorstrukturen durch quasi-statische Lösungen annähern kann.
Basierend auf den entwickelten THz-Detektoren präsentiert Kapitel sieben die Realisierung einer 144 Pixel THz-Kamera und erste Messungen mit dieser.
Eine Zusammenfassung der Arbeit und der Ausblick auf weitere Forschungsperspektiven finden in Kapitel acht statt.

2

Detektionsmechanismen

2.1 Einleitung

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Mechanismen betrachtet, die in einem GaN-HEMT einen Gleichstrom verursachen, wenn man ein THz-Signal einkoppelt. Die Betrachtungen stellen die Grundlagen für die in den folgenden Kapiteln vorgestellten Arbeiten dar.
Die Motivation, sich mit THz-Detektoren auf Basis von Transistoren zu beschäftigen, kam nach der Lektüre der praktischen und theoretischen Arbeiten zum plasmonischem Mischen innerhalb eines Halbleiterkanals auf [28]. Diese Arbeiten zeigten, dass es möglich ist, Transistoren mit bedeutend niedrigeren f_t und f_{max} Werten zur Detektion von THz-Strahlung zu verwenden, als klassischerweise angenommen und benötigt wird, um im THz-Frequenzbereich zu arbeiten. Die Frage, ob es sich bei den experimentellen Ergebnissen wirklich um plasmonisches Mischen handelt oder um das konventionelle resistive Mischen, hier in der Form der Selbstmischung, konnte in den Arbeiten nicht endgültig geklärt werden. Dieser Forschungsfrage wird in dieser Arbeit nachgegangen. Im folgenden Kapitel werden beide Mechanismen vorgestellt und im Rahmen der hier untersuchten Strukturen analysiert.

2.2 Resistive Selbstmischung

Die linke Seite der Abbildung 2.1 zeigt die Beschaltung eines HEMTs, wie sie für resistive Selbstmischung benötigt wird. Auf der rechten Seite der Abbildung 2.1 ist der schematische Querschnitt eines GaN-HEMTs mit den hier verwendeten Referenzebenen dargestellt. Im Gegensatz zur Common-Source-Beschaltung stellt das Gate das gemeinsame Bezugspotential für die Referenzebenen Source- und Drain-Gate dar, äquivalent zu einer Common-Gate-Schaltung.
Die Betrachtung des Drain-Source-Stromes i_{ds} erfolgt mittels einer Taylorreihenentwicklung, wie sie aus der Fachliteratur bekannt ist [29]. Dieses Ergebnis wird an die Bedingung des resistiven Selbstmischens, wie sie in der Abbildung 2.1 auf der linken Seite gezeigt ist, angepasst. Der nichtlineare Kleinsignal Drain-Source-Strom i_{ds} eines Gan-HEMTs hängt von

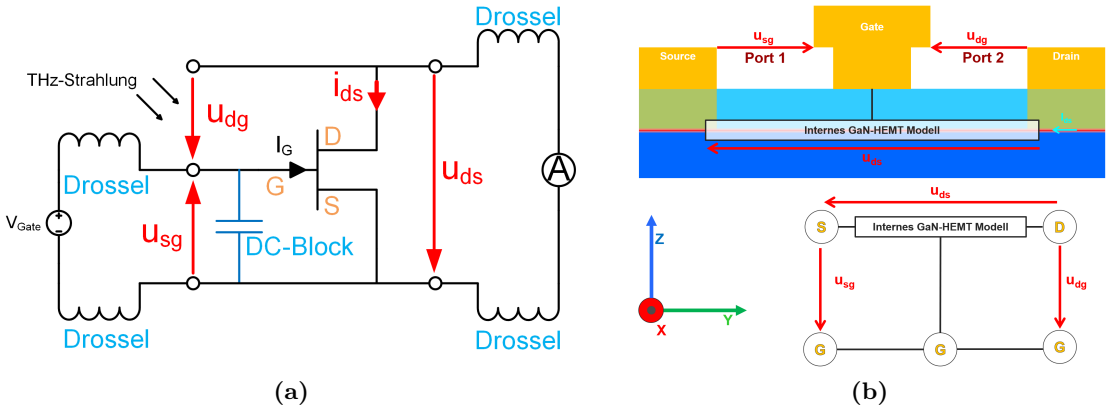


Abbildung 2.1: Beschaltung für die resistive Selbstmischung (a) und schematischen Querschnitt des GaN-HEMTs mit den Referenzebenen (b).

dem gewählten DC-Arbeitspunkt der Gate-Source- und Drain-Source-Spannung (U_{GS}, U_{DS}) und der dynamischen Kleinsignal-Aussteuerung der beiden Spannungen $(\Delta u_{gs}, \Delta u_{ds})$ um den Arbeitspunkt ab.
Die resultierenden Gate-Soure- und Drain-Soure-Spannungen setzen sich somit aus einem Gleichspannungs- und einem dynamischen Kleinsignalanteil zusammen.

$$u_{gs} = U_{GS} + \Delta u_{gs} \tag{2.1}$$

$$u_{ds} = U_{DS} + \Delta u_{ds} \tag{2.2}$$

Damit stellt der Drain-Source-Strom eine nichtlineare Funktion dar, die von dem gewählten Arbeitspunkt und den dynamischen Kleinsignalspannungen abhängt.

$$i_{ds}(u_{gs}, u_{ds}) = f(U_{GS}, U_{DS}, \Delta u_{gs}, \Delta u_{ds}) \tag{2.3}$$

Diese nichtlineare Funktion kann mittels einer zweidimensionalen Taylorreihe beschrieben werden [30]. Dazu wird die Funktion $i_{ds} = (u_{gs}, u_{ds})$ um den DC-Arbeitspunkt (U_{GS}, U_{DS}) bis zur zweiten Ordnung entwickelt.

$$\begin{aligned} i_{ds}(u_{gs}, u_{ds}) =& i_{ds}(U_{GS}, U_{DS}) + \frac{\partial i_{ds}(U_{GS}, U_{DS})}{\partial u_{gs}}(u_{gs} - U_{GS}) + \frac{\partial i_{ds}(U_{GS}, U_{DS})}{\partial u_{ds}}(u_{ds} - U_{DS}) \\ &+ \frac{\partial^2 i_{ds}(U_{GS}, U_{DS})}{\partial u_{gs} \partial u_{ds}}(u_{gs} - U_{GS})(u_{ds} - U_{DS}) \\ &+ \frac{1}{2}\left\{ \frac{\partial^2 i_{ds}(U_{GS}, U_{DS})}{\partial^2 u_{gs}}(u_{gs} - U_{GS})^2 + \frac{\partial^2 i_{ds}(U_{GS}, U_{DS})}{\partial^2 u_{ds}}(u_{ds} - U_{DS})^2 \right\} \\ &+ \textit{Restglied} \end{aligned} \tag{2.4}$$

Das Restglied der Taylorreihe wird vernachlässigt.
Die im weiteren Verlauf betrachteten Verschaltungen beziehen sich auf die linke Darstellung in Abbildung 2.1, in der alle niederfrequenten Anschlüsse durch Drosseln ideal von den

hochfrequenten Anteilen getrennt sind. Der Gate- und Source-Anschluss des HEMTs sind durch einen idealen Kondensator hochfrequent miteinander kurzgeschlossen. Das Strommessgerät in der Zeichnung stellt einen idealen Kurzschluss da. Der Gate-Anschluss wird gegenüber dem Source- und Drain-Anschluss vorgespannt. Da der Transistor symmetrisch aufgebaut ist und der Source- und Drain-Anschluss auf demselben Potenzial liegen, ist es möglich, die Benennung der Source- und Drain-Anschlüsse zu vertauschen. Die Bezeichnung geht nicht mit einer elektrischen Funktionalität einher. Für eine kongruente Bezeichnung der Anschlüsse vor dem Hintergund der einschlägigen Literatur wird jedoch die oben gewählte Bezeichnung beibehalten.
Da Drain- und Source-Anschluss auf demselben Potenzial liegen, gilt $U_{DS} = 0V$.
Dadurch ergibt sich der erste Term der Reihenentwicklung zu Null. Dieser Term stellt den Gleichstromanteil dar, der durch die Wahl des Arbeitspunktes entsteht.

$$U_{DS} = 0V \Rightarrow i_{ds}(U_{GS}, U_{DS}) = 0 \tag{2.5}$$

Da der DC-Arbeitspunkt der Drain-Source-Spannung Null ist, bleibt bei der Drain Source-Spannung nur die Kleinsignaländerung übrig. Sowohl die Kleinsignaländerung der Gate-Source- als auch die der Drain-Source-Spannung sind viel kleiner als die Gate-Source-Vorspannung. Damit werden folgende Substitutionen festgelegt.

$$\begin{aligned} \Delta u_{ds} &= u_{ds} \\ |\Delta u_{ds}| &\ll |U_{GS}| \\ \Delta u_{gs} &= u_{gs} - U_{GS} \\ |\Delta u_{gs}| &\ll |U_{GS}| \end{aligned} \tag{2.6}$$

Es ergibt sich die Reihenentwicklung des Drain-Source-Strom zu:

$$\begin{aligned} i_{ds}(u_{gs}, u_{ds}) =& \frac{\partial i_{ds}(U_{GS}, 0)}{\partial u_{gs}} \Delta u_{gs} + \frac{\partial i_{ds}(U_{GS}, 0)}{\partial u_{ds}} \Delta u_{ds} \\ &+ \frac{\partial^2 i_{ds}(U_{GS}, 0)}{\partial u_{gs} \partial u_{ds}} \Delta u_{gs} \Delta u_{ds} \\ &+ \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial^2 i_{ds}(U_{GS}, 0)}{\partial^2 u_{gs}} \Delta u_{gs}^2 + \frac{\partial^2 i_{ds}(U_{GS}, 0)}{\partial^2 u_{ds}} \Delta u_{ds}^2 \right\} \end{aligned} \tag{2.7}$$

Die Änderung des Drain-Source-Stroms in Abhängigkeit von der Gate-Source-Spannung ist die differentielle Steilheit eines HEMTs.

$$\frac{\partial i_{ds}}{\partial u_{gs}} = g_m \tag{2.8}$$

Die differentielle Änderung des Drain-Source-Stroms in Abhängigkeit der Drain-Source-Spannung beschreibt den differenziellen Ausgangsleitwert eines HEMTs.

$$\frac{\partial i_{ds}}{\partial u_{ds}} = g_{ds} \tag{2.9}$$

Mit diesen beiden Substitutionen ergibt sich der Drain-Source-Strom zu:

$$\begin{aligned} i_{ds}(u_{gs}, u_{ds}) =& g_m \Delta u_{gs} + g_{ds}(U_{GS}, 0)\Delta u_{ds} \\ &+ \frac{\partial}{\partial u_{gs}} g_{ds}(U_{GS}, 0)\Delta u_{gs}\Delta u_{ds} \\ &+ \frac{1}{2}\left\{ \frac{\partial}{\partial u_{gs}} g_m(U_{GS}, 0)\Delta u_{gs}^2 + \frac{\partial}{\partial u_{ds}} g_{ds}(U_{GS}, 0)\Delta u_{ds}^2 \right\} \end{aligned} \tag{2.10}$$

In einem DC-Arbeitspunkt ohne Drain-Source-Vorspannung ist die Steilheit und ihre erste Ableitung gleich Null, wodurch alle Reihenglieder, welche die Steilheit oder ihre Ableitung in dem DC-Arbeitspunkt enthalten, keinen Strombeitrag leisten und entfallen.

$$\begin{aligned} U_{DS} =& 0V \Rightarrow g_m(U_{GS}, 0) \;=\; \frac{\partial}{\partial u_{gs}} g_m(U_{GS}, 0) \;=\; 0 \\ i_{ds}(u_{gs}, u_{ds}) =& g_{ds}(U_{GS}, 0)\Delta u_{ds} + \frac{\partial}{\partial u_{gs}} g_{ds}(U_{GS}, 0)\Delta u_{gs}\Delta u_{ds} \\ &+ \frac{1}{2}\left\{ \frac{\partial}{\partial u_{ds}} g_{ds}(U_{GS}, 0)\Delta u_{ds}^2 \right\} \end{aligned} \tag{2.11}$$

Diese Näherung 2.11 des Drain-Source-Stroms durch die Taylorreihe beschreibt den Drain-Source-Strom an einem DC-Arbeitspunkt, bei dem die Drain-Source-Vorspannung Null ist und die Gate-Source-Vorspannung beliebig gewählt werden kann. Im Weiteren werden die Spannungsdefinitionen aus der Abbildung 2.1, wie sie sich aus der Beschaltung für das resistive Selbstmischen ergeben, in die Taylorreihen2.11 eingesetzt. Unter der Voraussetzung, dass kein Gate-Strom fließt und die Gate-Halbleiterkanalkapazität vernachlässigt wird, ergibt sich für die drei Spannungen zwischen den Anschlüssen des HEMTs der Zusammenhang:

$$u_{ds} = u_{dg} - u_{sg} \tag{2.12}$$

Die Spannungen zwischen dem Source- und Gate- sowie dem Drain- und Gate- Anschluss setzen sich aus einer Vorspannung und einem differenziellen Kleinsignalanteil zusammen. Da Drain- und Source-Anschluss auf demselben Potenzial liegen, ist der Gleichspannungsanteil gleich und entspricht der negativen Gate-Source-Vorspannung.

$$\begin{aligned} u_{sg} &= -U_{GS} + \Delta u_{sg} \\ u_{dg} &= -U_{GS} + \Delta u_{dg} \end{aligned} \tag{2.13}$$

Daraus ergibt sich nach der Gleichung 2.12 für die Spannung zwischen dem Drain- und Source-Anschluss ein differenzieller Kleinsignalanteil Δu_{ds} von.

$$\Delta u_{ds} = \Delta u_{dg} - \Delta u_{sg} \tag{2.14}$$

Durch den idealen Kurzschluss zwischen dem Source- und Gate-Anschluss wird Δu_{sg} kurzgeschlossen. Somit ergibt sich nach 2.14 für die Kleinsignaländerung der Drain-Source-Spannung, dass sie gleich der Drain-Gate-Spannung ist.

$$\Delta u_{ds} = \Delta u_{dg} \tag{2.15}$$

Durch das identische Potenzial des Drain- und Source-Anschlusses ist die differenzielle Gate-Source-Spannungsänderung invers zu der differenziellen Drain-Gate-Spannungsänderung.

$$\Delta u_{gs} = -\Delta u_{dg} \tag{2.16}$$

Die obigen differenziellen Spannungsverhältnisse können in die entwickelte Taylorreihe für den Drain-Source-Strom eingesetzt werden 2.11. Um die differenziellen Spannungsänderungen zwischen solchen, die die Schichtladungsträgerkonzentration im 2DEG steuern und solchen, die einen Driftstrom verursachen, unterscheiden zu können, werden in den Differentialquotienten die ursprünglichen Bezeichnungen beibehalten.

$$\begin{aligned} i_{ds}(u_{sg}, u_{ds}) =& g_{ds}(-U_{SG}, 0)\Delta u_{dg} - \frac{\partial}{\partial u_{gs}} g_{ds}(-U_{SG}, 0)\Delta u_{dg}^2 \\ &+ \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial u_{ds}} g_{ds}(-U_{SG}, 0)\Delta u_{dg}^2 \\ =& g_{ds}(-U_{SG}, 0)\Delta u_{dg} + \left\{ \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial u_{ds}} - \frac{\partial}{\partial u_{gs}} \right\} g_{ds}(-U_{SG}, 0)\Delta u_{dg}^2 \end{aligned} \tag{2.17}$$

Bei einer sinusförmigen Kleinsignalaussteuerung zwischen dem Drain- und Gate-Anschluss ergibt sich ein Drain-Source-Strom von:

$$\begin{aligned} \Delta u_{dg} &= A_0 \sin(wt) \\ \sin^2 x &= \frac{1}{2}(1 - \cos(2x)) \end{aligned} \tag{2.18}$$

$$\begin{aligned} i_{ds}(u_{gs}, u_{ds}) =& g_{ds}(-U_{SG}, 0)A_0 \sin(wt) + A_0^2 \sin^2(wt) \left(\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial u_{ds}} - \frac{\partial}{\partial u_{gs}} \right) g_{ds}(-U_{SG}, 0) \\ =& g_{ds}(-U_{SG}, 0)A_0 \sin(wt) \\ &+ A_0^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\cos(2wt) \right) \left(\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial u_{ds}} - \frac{\partial}{\partial u_{gs}} \right) g_{ds}(-U_{SG}, 0) \\ =& \frac{1}{2}A_0^2 \left(\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial u_{ds}} - \frac{\partial}{\partial u_{gs}} \right) g_{ds}(-U_{SG}, 0) \\ &+ A_0 \sin(wt) g_{ds}(-U_{SG}, 0) \\ &+ \frac{1}{2}A_0^2 \cos(2wt) \left(\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial u_{ds}} - \frac{\partial}{\partial u_{gs}} \right) g_{ds}(-U_{SG}, 0) \end{aligned} \tag{2.19}$$

Das Ergebnis ergibt sich durch die Anwendung des Additionstheorems und das Umsortieren der Terme nach ihrer Frequenz. Der rot hervorgehobene erste Summand stellt den entstehenden Gleichstromanteil dar. Im Weiteren wird auf diesen Teil der Taylorreihenentwicklung eingegangen.
Der Gleichstromanteil ist quadratisch von der Spannungsamplitude A_0 abhängig. Die Spannungsamplitude wird von der Quellenleistung und der Einkopplung bestimmt. Der erste Term beschreibt die differenzielle Änderung des differenziellen Ausgangsleitwertes in Abhängigkeit von der Drain-Source-Spannung. Dies stellt die Linearität des differenziellen Ausgangsleitwerts dar. Da in dem gewählten Arbeitspunkt die Drain-Source-Vorspannung Null ist, ist dies die Linearität des differenziellen Leitwertes um den Ursprung beim Übergang vom

ersten in den dritten Quadranten des Ausgangskennlinienfeldes. Dieser Anteil kann in erster Näherung gegenüber dem zweiten Term vernachlässigt werden, da unter Kleinsignalbedingungen der differenzielle Leitwert im Ursprung eine lineare Funktion, in Abhängigkeit der Drain-Source-Spannung, darstellt, weswegen der Term klein ausfallen wird.
Der zweite Term gibt die Steigung der differenziellen Änderung des Drain-Source-Leitwertes in Abhängigkeit der Gate-Source- und Drain-Source-Spannung an. Er beschreibt also die Wechselwirkung zwischen der Spannung, welche die Schichtladungsträger im 2DEG steuert und dem Leitwert des 2DEG.
Da es sich bei dem Drain-Source-Strom um eine mehrfach stetig differenzierbare Funktion handeln muss, kann man nach dem Satz von Schwarz die Reihenfolge der partiellen Differentiationen tauschen, ohne das Ergebnis zu ändern. Damit ist dieser Term äquivalent der Steilheit g_m, wenn sie nach der Drain-Source-Spannung differenziert wird [31].
Anhand einer Drain-Source-Strom Messung eines GaN-HEMTs sollen die beiden Terme der Taylorreihe graphisch dargestellt werden. Abbildung 2.2 zeigt den gemessenen Drain-Source-Strom und die sich daraus ergebenden Differenziale. Um eine gute Übersicht in den Darstellungen zu gewähren, wurden nicht die einzelnen Messpunkte dargestellt, sondern Konturlinien eingezeichnet, welche dieselben Werte repräsentieren. Der obere Graph (a) stellt topographisch den gemessenen Drain-Source-Strom in Abhängigkeit der Gate- und Drain-Spannung dar. In der zweiten Zeile zeigt der Graph (b) den zugehörigen differenziellen Drain-Source-Leitwert, anhand dessen man gut die Steuerwirkung der Gate-Source-Spannung ablesen kann und die Steilheit (c). Die dritte Zeile stellt den differenziellen Drain-Source-Leitwert, differenziert nach der Gate-Source-Spannung, welches der zweite Term der Taylorreihe (d) ist und die Steilheit, differenziert nach der Drain-Source-Spannung (e) gegenüber. In der untersten Zeile ist der differenzielle Drain-Source-Leitwert, wenn man ihn ein weiteres mal nach der Drain-Source-Spannung differenziert, was dem ersten Term der Taylorreihe entspricht dargestellt.
Anhand dieser Graphen kann man exemplarisch erkennen, dass der erste Term der Taylorentwicklung drei Größenordnungen kleiner ist als der zweite Term. Der zweite Term stimmt mit der Steilheit, differenziert nach der Drain-Source-Spannung, überein.
Betrachtet man den zweiten Term der Taylorreihenentwicklung und dessen zugehörigen Graphen aus der Messung, sieht man im Graphen ein von der Gate-Source-Spannung abhängiges Maximum, welches kurz unterhalb der Schwellspannung liegt.
Dies lässt sich aus dem Term der Taylorreihe nicht direkt erschließen. Man würde das Maximum bei höheren Leitwerten, also kleineren Gate-Source-Spannungen erwarten. Das Maximum zeigt den Punkt der größten Steigung des differenziellen Leitwertes an. Das dieser so nah an der Schwellenspannung liegt, ist ein Indiz dafür, dass die resistiven parasitären Anteile im HEMT groß sind. Während oberhalb der Schwellenspannung der Leitwert hauptsächlich durch die Schichtladungsträgerkonzentration im 2DEG bestimmt wird, nimmt mit steigendem Leitwert die differenzielle Änderung des Leitwertes ab. Dieses Verhalten wird durch die parasitären Widerstände des HEMTs verursacht. Die parasitären Widerstände weisen ein lineares Verhalten auf. Dadurch fällt die Steigung des differenziellen Leitwertes als Funktion der Gate-Spannung schnell wieder ab und erreicht nicht den theoretischen Punkt, an dem die Schichtladungsträger im 2DEG gesättigt sind.

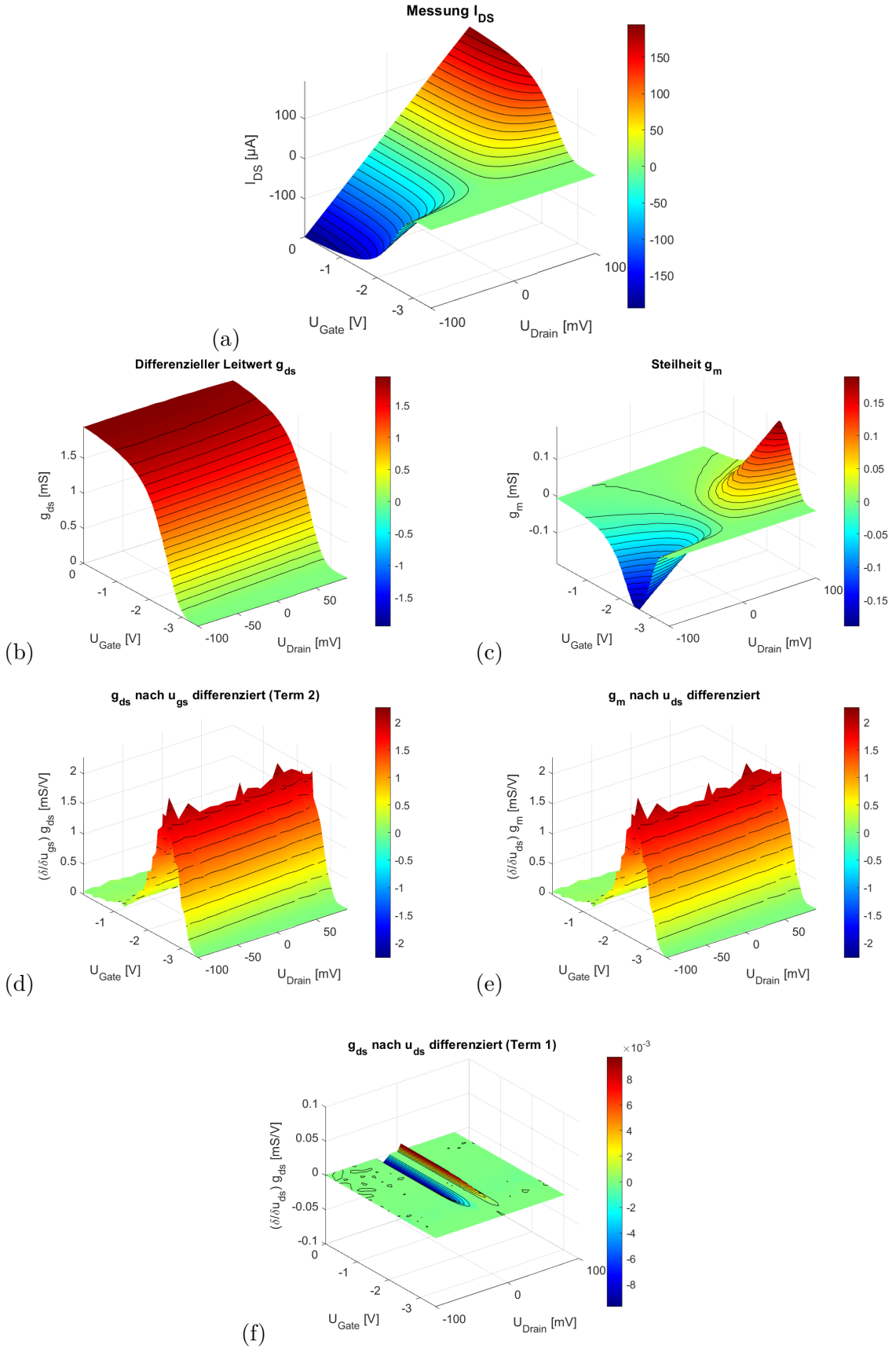


Abbildung 2.2: Illustration der aus der Funktion des Drainstroms abgeleiteten differentiellen Terme: (a) Ids gemessen (b) differenzieller Drain-Source-Leitwertt g_{ds} (c) Steilheit g_m (d) differenzieller Leitwert nach u_{ds} differenziert (e) Steilheit nach u_{ds} differenziert (f) differenzieller Leitwert nach u_{gs} differenziert

Anhand der obigen Betrachtungen kann die resistive Selbstmischung in einem HEMT verbessert werden, indem folgende Charakteristika des HEMTs optimiert werden:

- die Ladungsträgerbeweglichkeit und Konzentration erhöhen,
- die Kontrolle der Schichtladungsträger im 2DEG durch die Gate-Source-Spannung erhöhen und
- die parasitären Widerstände reduzieren.

Da es sich um eine spannungsgesteuerte Stromquelle handelt, sollte die Einkopplung zwischen dem Drain- und Gate-Anschluss so hochohmig wie möglich erfolgen.
Die hergeleitete resistive Selbstmischung ist grundsätzlich nicht von der Frequenz abhängig. Allerdings betreffen diese Überlegungen einen idealen HEMT. Bezieht man die HF-Umgebung und die parasitären Anteile des HEMTs mit ein, wird sich eine von der Frequenz abhängige Sensitivität zeigen, da mit steigender Frequenz z.B. parasitäre Kapazitäten an Einfluss gewinnen und Teile des hochfrequenten Signals zunehmend kurzgeschlossen werden.
Im Kapitel 3 wird die resistive Selbstmischung anhand eines selbst entwickelten Modells im Detail nachvollzogen und untersucht.

2.3 Plasmonische Detektion

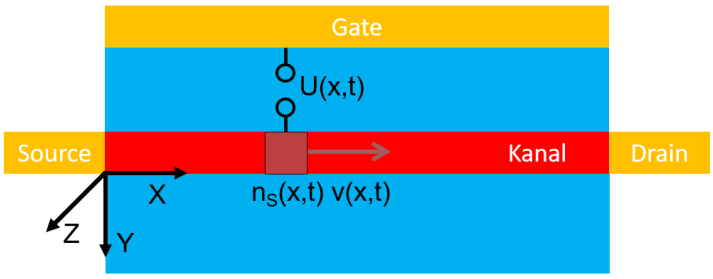


Abbildung 2.3: Ladungsträgerdichtewolken in einem idealen FET-Halbleiterkanal

Mitte der 90 Jahre des letzten Jahrhunderts erweiterten Michael Dyakonov und Michael Shur die Theorie, wonach es Elektronen in Halbleiter-Strukturen gibt, die sich ballistisch bewegen können und Ladungsträgerdichtewellen in Halbleiterkanälen bilden [17]. Unter bestimmten Randbedingungen können diese laut der Theorie genutzt werden, um mit Feldeffekt-Transistoren THz-Strahlung zu erzeugen und zu detektieren [28].
Unter einer ballistischen Bewegung von Ladungsträgern versteht man eine Bewegung, die nicht durch Interaktionen mit dem Kristallgitter und / oder Störstellen im Kristall gebremst bzw. abgelenkt wird. Bezogen auf einen Transistor bedeutet dies, dass die mittlere freie Weglänge der Elektronen größer als die Gate-Länge ist. In Halbleiterstrukturen mit hoher Elektronenkonzentration kommt es damit nur noch zu Interaktionen der Elektronen untereinander. Das Verhalten innerhalb eines Halbleiters kann damit als Elektronendichteschwankung interpretiert werden. Diese Schwankungen der Ladungsträgerdichte werden als Plasmonen bezeichnet. Nach der Theorie von Dyakonov und Shur können diese kollektiven Eigenschaften der Elektronen zur Detektion und Emission von THz Strahlung genutzt werden [28]. Bemerkenswert ist, dass die Plasmonen auch in Halbleiterkanälen von Transistoren existieren, die f_t und f_{max}

Werte weit unterhalb des THz-Frequenzbereiches aufweisen, und deshalb nach der klassischen Elektronik dort nicht eingesetzt werden können. Ausgehend von diesen Annahmen lässt sich die plasmonische Detektion in zwei Bereiche einteilen:

- Resonante Detektion: Die Welle wird von einer Seite in den Halbleiterkanal eingespeist und am anderen Ende reflektiert. Dadurch entsteht eine stehende Welle im Halbleiterkanal. Wird die Länge des Kanals auf diese Frequenz abgestimmt, wird eine Resonanzüberhöhung erzeugt. Diese führt zu einer Steigerung der Sensitivität. Mit aktuellen Halbleitermaterialien und Bauelementen konnte die resonante Detektion allerdings experimentel noch nicht gezeigt werden.

- Nichtresonante Detektion: Ist der Halbleiterkanal länger als die mittlere freie Weglänge der Plasmawelle (τ_p) wird der Transistor im nicht resonanten Detektionsbereich betrieben [28]. Hier findet das nichtlineare Mischen im vorderen Bereich des Halbleiterkanals statt, während der restliche Halbleiterkanal als parasitärer Widerstand wirkt. Dieser Mechanismus kann breitbandig eingesetzt werden

Diese Theorie ist als Erweiterung des „klassischen “ Ansatzes der resistiven Selbstmischung zu verstehen. Zur Veranschaulichung werden die unterschiedlichen Arbeitsbereiche der Frequenz bzw. Wellenlänge nach [32] in vier Bereiche eingeteilt, s. Tabelle 2.1. Hierbei ist k_p der komplexe Plasmawellenvektor, L_G die Halbleiterkanallänge und τ_p entspricht der Impuls-Streuzeit der Plasmawelle.

Wellenlänge / Frequenz	$w\tau_p < 1$ starke Dämpfung	$w\tau_p > 1$ schwache Dämpfung
$R_E k_p L_G < 1$ Kurzer Kanal	Resistives Mischen	Resonante plasmonische Detektion
$R_E k_p L_G < 1$ Langer Kanal	Verteiltes resistives Mischen	Nichtresonante plasmonische Detektion

Tabelle 2.1: Bereiche der Detektion in Abhängigkeit der Wellenlänge und Frequenz

2.3.1 Grundlegende mathematische Beschreibung

Für die eindimensionale mathematische Beschreibung des Verhaltens der Ladungsträger nach dem hydrodynamischen Modell wurden einige Einschränkungen postuliert:

- Bezogen auf die Abbildung 2.3 ist der Transistor in der x-y Ebene symmetrisch.

- Das Gate ist von den Ladungsträgern ideal isoliert und der Abstand zum Kanal ist deutlich geringer als die Länge des Kanals.

- Der Kanal wird komplett vom Gate abgedeckt.

Mit diesen Einschränkungen und unter Kleinsignalbedingungen ergibt sich ein Ersatzschaltbild für einen ballistischen FET, wie es in Abbildung 2.3 dargestellt wird. Basierend auf diesen Grundannahmen eines ballistischen FETs können die Ladungsträgerdichteschwankungen durch

mathematische Gleichungen modelliert werden.
Die lokale Ladungsträgerkonzentration innerhalb des Kanals lässt sich durch

$$n_s = \frac{CU(x)}{e} \tag{2.20}$$

beschreiben, wobei C die Kapazität pro Längeneinheit, e die Elementarladung und $U(x)$ die lokale Gate-zu-Kanal-Spannung darstellt. Zur Beschreibung des der Fluidik ähnlichen Verhaltens wird das mathematische Modell zur Beschreibung von Strömungen von reibungsfreien elastischen Fluiden des Physikers Leonhard Euler verwendet [33]. Diese Gleichung stellt die Impulsgleichung für reibungsfreie Strömungen dar. Bei Vernachlässigung von Druckabhängigkeiten und der Addition eines Reibungsterms ergibt sich die Bewegungsgleichung zu

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} + \nu \frac{\partial \nu}{\partial x} + \frac{e}{m^*} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\nu}{\tau_p} = 0 \tag{2.21}$$

Dabei beschreibt $\frac{\partial U}{\partial x}$ das longitudinal elektrische Feld im Kanal, ν steht für $\nu(x,t)$ und beschreibt die lokale Elektronendriftgeschwindigkeit, m^* ist die effektive Masse der Ladungsträger und τ_p beschreibt die Impuls-Streuzeit, welche die Interaktion zwischen den Elektronen beschreibt.
Löst man Gleichung 2.21 unter Einbeziehung der Gleichung 2.20 für die Ladungsträgerkonzentration zusammen mit der Kontinuitätsgleichung, erhält man

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial (U\nu)}{\partial x} = 0 \tag{2.22}$$

Die Gleichungen 2.21 und 2.22 gleichen den hydrodynamischen Gleichungen für flaches Wasser (eng. shallow water) in einer Dimension. Unter Kleinsignalbedingung erhält man die Wellengleichung

$$\kappa^2 \Phi_1 + \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x^2} = 0 \tag{2.23}$$

für das ortsabhängige Kanal Potenzial $\Phi_1 = e^{i(\omega t - \kappa x)}$. Die Lösungen der Gleichung beschreiben sich ausbreitende Elektronendichtesschwankungen mit einer Frequenz ω, der Plasmageschwindigkeit

$$s = \sqrt{\frac{q}{m^*} n_0 \frac{\partial \Phi}{\partial n}} \tag{2.24}$$

und dem komplexen Wellenvektor

$$\kappa_p = \frac{\omega}{s} \sqrt{1 - \frac{i}{\omega \tau_p}} \tag{2.25}$$

Die Gleichung 2.25 verdeutlicht für $\omega \tau_p \gg 1$ lineare Dispersion, den sogenannten plasmonischen Mischbereich (eng. plasmonic mixing regime). Mit der Poisson-Gleichung erster Ordnung kann das lokale Gate-Kanal-Potential durch die lokale Gate-Spannungsabhängige Ladungsträger-

dichte beschrieben werden.

$$\Phi_1(x,t) = -n_1(x,t)\frac{\partial \Phi}{\partial n} \tag{2.26}$$

Für eine effiziente Detektion des THz-Signal muss das THz Signal asymmetrisch in den Kanal eingekoppelt werden [32]. Die größtmögliche Asymmetrie wird durch einen maximalen Spannungshub an der einen Seite und Kurzschluss an der anderen Seite des Kanals erreicht. Nimmt man für das zu detektierende Signal ein Cosinus Zeitsignal der Form $V_a \cos(\omega t)$ an, ergeben sich folgende Randbedingungen.

$$\begin{aligned} \Phi_1(x=0) &= 0 \\ \Phi_1(x=L_g) &= V_a \end{aligned} \tag{2.27}$$

L_g ist die Länge des Halbleiterkanals. Bei dieser Annahme wird das ankommende THz-Signal über einen unendlichen Widerstand in den Kanal eingekoppelt, während das andere Ende des Kanals durch einen Kurzschluss fest auf das Bezugspotenzial gezogen wird. Hier wird angenommen, dass $x = L_g$ der Drain-Seite und $x = 0$ der Source-Seite des Kanals entspricht. Durch diese festen Randbedingungen ist die Wellengleichung 2.23 eindeutig bestimmt. Die Modulationsamplitude des Kanalpotenzials kann direkt zur Spannungsamplitude vom Gate zum Kanal V_1 ins Verhältnis gesetzt werden [28].

$$V_1(x) = -V_a \frac{\sin(\kappa x)}{\sin \kappa L_g} \tag{2.28}$$

Die Geschwindigkeit der Ladungsträger wird durch das externe Oszillationssignal bestimmt und ergibt sich aus:

$$\begin{aligned} \tau_1(x) &= V_a \frac{q\omega}{i\kappa s^2 m} \frac{\cos(\kappa x)}{\sin(\kappa L_g)} \\ &= V_a \frac{\omega}{i\kappa n_0} \frac{\partial n}{\partial \Phi} \frac{\cos(\kappa x)}{\sin(\kappa L_g)} \end{aligned} \tag{2.29}$$

Mit der nun bekannten Ladungsträgergeschwindigkeit kann die ortsabhängige eindimensionale Stromdichte $i_1(x) = -qn_0\nu_1(x)$ berechnet werden. Unter Einbeziehung der Gateweite W_G ergibt sich daraus der resultierende Gesamtstrom $I_1(x) = i_1(x)W_G$. Die Kanalimpedanz ist dann das Verhältnis von ortsabhängiger Spannung $V_1(x)$ zum ortsabhängigen Gesamtstrom $I_1(x)$.

$$Z_g(x) = \frac{V_1(x)}{I_1(x)} \tag{2.30}$$

Bei einer drainseitigen Einkopplung des THz-Signals ergibt sich eine Kanalimpedanz von:

$$\begin{aligned} Z_g(L_g) &= \frac{i\kappa s^2 m}{\omega q^2 n_0 W_{[}G]} \tan(\kappa L_g) \\ &= \frac{i\kappa n_0}{\omega W_G} \frac{\partial n}{\partial \Phi} \tan(\kappa L_g) \end{aligned} \tag{2.31}$$

Ursprünglich postulierten Dykonov und Shur eine Gate-Source-Einkopplung. Da in der vorliegenden Arbeit dieses Einkopplungsschema nicht verwendet wird, wird auf dieses nicht näher eingegangen und auf die Originalschrift verwiesen [28].
Aus einer Analyse zweiter Ordnung des hydrodynamischen Modells kann die durch ein hochfrequentes Signal erzeugte Gleichspannung berechnet werden [34]. Dabei werden die induzierten Plasmawellen durch das nichtlineare Mischen im Halbleiterkanal gleichgerichtet. Die erzeugte Gleichspannungsantwort kann durch die differentiellen Transportgleichungen 2.23 und 2.21 bestimmt werden, in dem über die aktive Kanallänge integriert wird. Hierbei werden alle Schwingungen bis zur zweiten Ordnung betrachtet, die einen Gleichspannungsanteil erzeugen. Damit ergibt sich die erzeugte Gleichspannung aus:

$$V_{det} = V(x = L_G) - V(x = 0) = \frac{q}{m}\frac{V_a^2}{4s^2} f(\omega) \tag{2.32}$$

Dabei setzt sich die Gleichspannung V_{det} aus einem frequenzunabhängigen Anteil und einem frequenzabhängigen plasmonischen Verstärkungsfaktor $f(\omega)$ zusammen. Mithilfe des frequenzunabhängigen Anteils kann die resistive Selbstmischung erfasst werden. Der Verstärkungsfaktor hängt von den Randbedingungen bzw. des Arbeitsbereiches (vergl. Tabelle 2.1) ab.
Für den in dieser Arbeit vorliegenden Fall der breitbandigen Detektion mittels eines langen Halbleiterkanals, bei dem es zu keiner Reflexion an den Kanalenden kommt, kann der plasmonische Verstärkungsfaktor $f(\omega)$ direkt angegeben werden [34].

$$f(\omega) = 1 + \frac{2}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega\tau_p}\right)^2}} \tag{2.33}$$

Für sehr hohe Frequenzen kann somit eine maximale Erhöhung von 3 gegenüber dem resistiven Mischens erzielt werden.
Aus der vom Detektor erzeugten Gleichspannung kann der Gleichstrom bestimmt werden, wenn eine Strom- statt einer Spannungsmessung zum Auslesen des Detektors verwendet wird.

$$I_{det} = \frac{V_{det}}{R_{DC}} \tag{2.34}$$

Das bedeutet, die Detektion des THz Signals kann als eine Spannungsquelle mit einem Gleichstrominnenwiderstand, der dem Halbleiterkanalwiderstand entspricht, modelliert werden. An dieser Stelle soll noch einmal auf das stark vereinfachte idealisierte Bild hingewiesen werden, welches der vorhergegangenen mathematischen Beschreibung zugrunde liegt. Dieses vereinfachte Bild verzerrt bzw. ignoriert viele Elemente eines realen FET, wie den nicht möglichen direkten Anschluss von Drain und Source an den vom Gate abgedeckten Halbleiterkanal.

2.3.2 Plasmonisches Ersatzschaltbild

Die beiden plasmonischen Grundgleichungen 2.21, 2.22 können in eine Ersatzschaltbildbeschreibung überführt werden. Dazu wird die allgemeine Leitungsgleichung verwendet, um die differenziellen hochfrequenten Zusammenhänge zwischen Strom und Spannung innerhalb eines Halbeiterkanals zu beschreiben. Dabei wird der Halbleiterkanal aus RLC

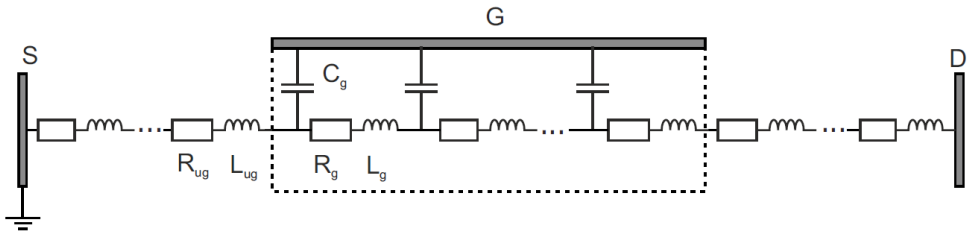


Abbildung 2.4: Plasmonisches Ersatzschaltbild aus RLC Ersatzschaltbildelementen [34]

Ersatzschaltelementen nachgebildet [35, 36]. Das ermöglicht den Aufbau von Modellen, die das Mischen der Plasmawellen beinhalten aber mit Hilfe von standardisierten Hochfrequenz-Simulationsumgebungen gelöst werden können. Damit ist es möglich, die plasmonische Theorie, die nur für den Kanal in Frage kommt, in eine realistische Umgebung einzubetten und zu untersuchen. Insbesondere die Einflüsse der Halbleiterbereiche ohne Gate, die Kontaktwiderstände und die Antennenanpassung können so simuliert werden.
Die Abbildung 2.4 zeigt das plasmonische Ersatzschaltbild eines HEMTs mit RLC Ersatzschaltelementen. Der Bereich unter dem Gate wird durch die Leitungsgleichung beschrieben. Es wird von einer idealen Isolation zwischen Gate und Kanal ausgegangen, weswegen der Leitwertbelag entfällt. Die Bereiche ohne metallische Abdeckung können ebenfalls mit der Leitungsgleichung beschrieben werden, dabei entfällt zusätzlich der Kapazitätsbelag [35]. Aus der Leitungsgleichung sind die differenziellen Zusammenhänge der Beläge bekannt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U(x,t)}{\partial x} &= -L'_g(x)\frac{\partial I(x,t)}{\partial t} - R'_g I(x,t) \\ \frac{\partial I(x,t)}{\partial x} &= -C'_g\frac{\partial U(x,t)}{\partial} \end{aligned} \tag{2.35}$$

Die Bezeichnung der Ersatzschaltelemente bezieht sich auf die Abbildung 2.4. Mathematisch entspricht die Leitungsgleichung den Gleichungen zur Beschreibung der Strömungsgleichungen der Elektronendichteschwankung. Daraus können den elektrischen Leitungsbelägen die physikalischen Eigenschaften des Bauteils zugeordnet werden.

$$\begin{aligned} R_g &= \frac{m}{q^2 n_0 \tau_p}\frac{1}{W_G} = \frac{m}{q^2 n_0 \mu}\frac{1}{W_G} = \frac{1}{\sigma}\frac{1}{W_G} \\ L_g &= R_g \tau_p \\ C_g &= \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{d} W_G = q\frac{\partial n}{\partial V_{GS}} W \end{aligned} \tag{2.36}$$

Bei einer Implementierung des Modells werden den einzelnen Ersatzschaltbildelementen ein bestimmtes Längenintervall Δx zugeordnet, um einzelne Zellen zu erhalten, an deren Schnittstellen die Ströme und Spannungen berechnet werden können. Dieser Leitungsgleichungsansatz wird verwendet, um das plasmonische Modell zu implementieren, welches in Kapitel 3 verwendet wird. Dieses Modell ermöglicht die Untersuchung der Detektionseigenschaften, unter Berücksichtigung verschiedener Antennenimpedanzen und Gate-Source Kurzschlüssen.

2.4 Betrachtung der Detektionsmechanismen

Das Modell zur plasmonischen Mischung schließt die resistive Selbstmischung mit ein. Nach den obigen Betrachtungen benötigen beide Detektionsmechanismen einen Kurzschluss zwischen dem Gate- und Source-Anschluss und eine möglichst hochohmige Einkopplung zwischen dem Drain- und Gate-Anschluss. Mögliche Anpassungen des HEMTs wie kürzere Kanallänge, höhere Elektronenbeweglichkeit, höhere Elektronenkonzentration im 2DEG und bessere Kanalkontrolle würden beiden Mechanismen zugutekommen. Allerdings ist eine messtechnische Bestimmung dahingehend, welcher der Detektionsmechanismen der dominante bzw. aktuell wirkende ist, nicht möglich. Ein klares Indiz für eine plasmonische Detektion würde eine resonante Detektion mit einer Resonanzerhöhung bei einer festen Frequenz sein. Mit der zur Verfügung stehenden GaN-HEMT-Technologie ist eine Umsetzung der geforderten Randbedingungen für eine resonante plasmonische Detektion allerdings nicht möglich. Dies liegt an dem grundsätzlichen Aufbau eines HEMTs, bei dem es immer einen Abstand zwischen dem Halbleiterkanal unter der Steuerelektrode und den ohmschen Kontakten gibt. Diese Bereiche müssten in die Anpassung an die Randbedingungen mit einbezogen werden. Zudem ist die Halbleiterkanallänge wesentlich größer als die Plasmawellenlänge. Bei 1THz liegt die Plasmawellenlänge bei 25 nm. Nach Kenntnis des Autors existiert derzeit kein experimenteller Nachweis einer plasmonischen resonanten Detektion unabhängig von der verwendeten Technologie.

3

GaN-HEMT Technologie

3.1 Einleitung

Für die Realisierung der THz-Detektorstruktur wird der GaN-HEMT Monolithic Microwave Integrated Circuit (MMIC; i.F. GaN-HEMT Prozess) Prozess am FBH verwendet. Da es sich bei dem Prozess um einen hauseigenen Prozess handelt, gab es kaum Einschränkungen durch technologische Vorgaben. Diese beinhalten sowohl die Dimensionen des GaN-HEMTs als auch die Dimensionen von metallischen Strukturen hinsichtlich Abständen und Größen. Durch einen engen und regen Austausch mit dem betreuenden Technologen konnte damit am Rande des technologisch Möglichen gearbeitet werden. Die ersten beiden Unterkapitel werden die Grundlagen zu GaN-HEMTs und deren elektrisches Verhalten erläutern. Kapitel 3.3 beschreibt die Modellierung von GaN-HEMTs. Innerhalb dieser Arbeit wurde ein auf die THz-Detektion ausgerichtetes Modell (i.F. kompaktes Modell) entwickelt. Dieses Modell ist in der Lage das resistive Selbstmischen zu beschreiben, berücksichtigt aber keine plasmonischen Effekte. Demgegenüber wird ein Modell gestellt, welches es ermöglicht, auch das plasmonische Verhalten zu erfassen. Dieses plasmonische Modell wurde im Rahmen einer anderen Dissertation entwickelt [34] und stand zur Verfügung. Im Kapitel 6 werden mittels der Modelle Detektionsströme simuliert und mit Messungen von realisierten Detektorstrukturen verglichen. Damit soll verifiziert werden, wie groß der Detektionsstromanteil ist, der auf plasmonische Mischvorgänge im Halbleiterkanal zurückzuführen ist.

3.2 Theoretische Grundlagen

Der high-electron-mobility Transistor (HEMT) ist eine spezielle Bauform des Feldeffekttransistors (FET). Bezugnehmend auf den epitaktischen Aufbau und die daraus resultierende Konzentration der Elektronen an einer Grenzfläche wird der Transistor auch als modulation-doped field-effect transistor (MODFET), selectively doped heterojunction transistor (SDHT) und two-dimensional electron-gas field-effect transistor (TEGFET) bezeichnet. Eine Heterostruktur aus dotierten und undotierten Materialien, die eine hohe

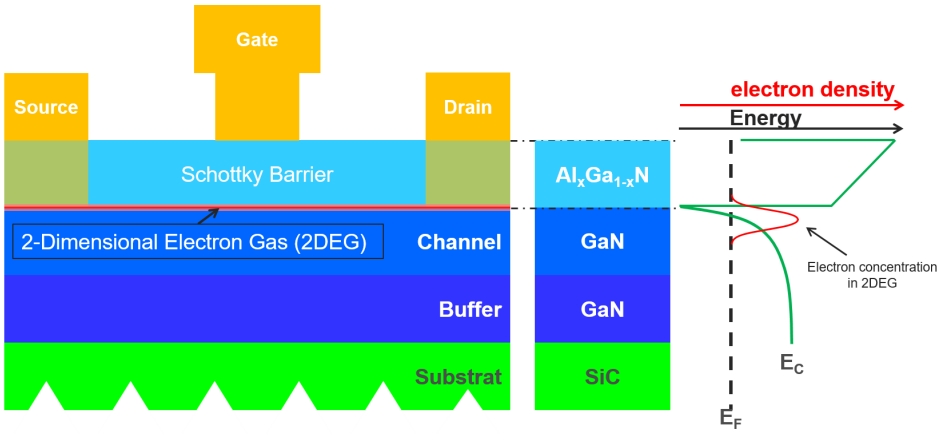


Abbildung 3.1: Prinzip-Aufbau des GaN-HEMT: Epitaktischer Schichtaufbau mit zugehöriger Leitungsbandkante und Elektronenkonzentration

Bandlücke besitzen, bildet einen dreieckigen Potentialtopf an der Grenzfläche zwischen den Materialien aus. Dieser dreieckiger Potentialtopf entsteht durch die unterschiedlichen Bandlücken und der Energieverteilung des Ferminiveaus der beteiligten Materialien. Diese Energieverteilung führt dazu, dass sich die freien Ladungsträger aus der Umgebung in dem dreieckigen Potentialtopf sammeln [37] und in ihrer räumlichen Bewegungsfreiheit eingeschränkt werden, da der dreieckige Potentialtopf keine vertikale Bewegung der Elektronen zulässt. Diese bewegungseingeschränkte Ladungsträgerkonzentration wird als zweidimensionales Elektronengas (2DEG) bezeichnet. Die Ladungsträgerkonzentration in einer zweidimensionalen Schicht führt zu einer hohen Ladungsträgerbeweglichkeit, da mögliche Interaktionen zwischen den freien Ladungsträgern und dem Kristallgitter stark verringert sind. Bei der Verwendung des $Al_xGa_{x-1}N/GaN$ Materialsystems kommt es zu piezoelektrischen und spontanen Polarisationen. Diese Polarisationseffekte wirken wie eine n-Dotierung und liefern damit die Elektronen im 2DEG [38]. Durch die Aluminiumkonzentration der $Al_xGa_{x-1}N$ Barriere werden die piezoelektrischen und spontanen Polarisationen verstärkt, somit bestimmt die Aluminiumkonzentration maßgeblich die Elektronenkonzentration innerhalb des 2DEGs und folglich den Schichtwiderstand. Abbildung 3.1 stellt den HEMT-Querschnitt mit dem schematischen epitaktischen Schichtaufbau des zugehörigen $Al_xGa_{x-1}N/GaN$-Materialsystems dar, mit den dazugehörigen Energieverhältnissen des Leitungs- und Valenzbandes. Man erkennt den schmalen Bereich, in dem die Leitungsbandkante unterhalb der Fermi-Energie liegt. In diesem dreieckigen Potentialtopf konzentrieren sich die Elektronen der Umgebung. Wird auf der oberen Halbleiterschicht ein Metall aufgebracht, bildet sich ein Metall-Halbleiter-Kontakt. Da die Austrittsarbeit des Metalls höher ist als die Elektronenaffinität des Halbleiters, entsteht ein Schottky-Kontakt. Durch eine Potenzialverschiebung zwischen dem Schottky-Kontakt und dem 2DEG können die Energieverhältnisse innerhalb der Heterostruktur verschoben werden. Unterhalb des Kontaktes kann damit die Ladungsträgerkonzentration im 2DEG gesteuert werden, indem die Leitungsbandkante gegenüber der Fermi-Energie verschoben wird und damit das Energieniveau des dreieckigen Potentialtopfes [37]. Dabei existieren zwei Extremwerte:

- Die Fermi-Energie befindet sich an der oberen Kante des dreieckigen Potentialtopfes, wodurch der Potentialtopf mit der maximalen Anzahl an Elektronen besetzt ist. In diesem Zustand hat das 2DEG seine maximale Leitfähigkeit bzw. seinen geringsten Widerstand.
- Die Fermi-Energie befindet sich unterhalb des Potentialtopfes, das Leitungsband liegt also oberhalb der Fermienergie, das 2DEG verschwindet mangels freier Ladungsträger und der Transistor sperrt.

Der Kontakt zur Steuerung der Ladungsträgerkonzentration des 2DEGs wird als Gate bezeichnet.
Indem ein Metallstapel auf den Halbleiter aufgebracht wird, der mit der $AlGaN$ Barriere wechselwirkt, in dem Donatoren in die $AlGaN$-Schichten eingebaut werden, entsteht lokal ein N-dotiertes $AlGaN$. Dadurch bildet sich eine Tunnel-Struktur zwischen dem Metall und dem 2DEG aus. Diese Tunnel-Struktur verhält sich elektrisch wie ein ohmscher Widerstand [39]. Die Qualität dieses ohmschen Kontaktes wird maßgeblich durch die Barriere und die verwendeten Prozessschritte bestimmt. Ein HEMT beinhaltet einen Schottky-Kontakt am Gate und zwei ohmsche Kontakte zum Kanal an Source und Drain. Zwischen den beiden ohmschen Kontakten liegt der Schottky-Kontakt, mit dessen Hilfe die Ladungsträgerkonzentration des 2DEGS gesteuert wird, wobei sich die Steuermöglichkeit auf den Bereich unterhalb des Gates beschränkt (i.F. Kanal). In den Bereichen zwischen dem Gate und den ohmschen Kontakten (i.F. ungated Bereiche) wird die Elektronenkonzentration im 2DEG durch die darüber liegenden Oberflächenzustände an der Grenzfläche des Halbleiters bestimmt. Durch die Kontrolle der Ladungsträgerkonzentration unterhalb des Gates ist es möglich, den Stromfluss zwischen dem Source- und dem Drain-Anschluss zu kontrollieren. Zwischen den oben beschriebenen extremen Zuständen, bei dem der HEMT stromlos (Kanal geschlossen) oder stromführend (Kanal komplett geöffnet) ist, liegt ein linearer Bereich. Bei kleinen Drain-Spannungen verhält sich der HEMT in diesem Bereich wie ein spannungsgesteuerter Widerstand, da es einen quasi linearen Zusammenhang zwischen Gate-Spannung und Drain-Strom gibt.

3.2.1 Elektrisches Verhalten

Abbildung 3.2 präsentiert den schematischen Querschnitt eines GaN-HEMT, in dem die wichtigsten Dimensionen eingezeichnet sind. Die Gate-Länge L_G beschreibt die Länge des Schottky-Kontaktes, unterhalb dessen die Ladungsträgerkonzentration gesteuert werden kann. Ausgehend von den Kanten des Gate-Kontaktes werden die Abstände zu den ohmschen Kontakten definiert, Gate-Source L_{GS} und Gate-Drain L_{GD}. Da die ungated Bereiche nicht aktiv gesteuert werden, stellt sich ein festes Oberflächenpotenzial des Halbleiters ein. Dieses führt in erster Näherung zu einer konstanten Ladungsträgerkonzentration $n_s \Rightarrow n_0$ innerhalb des 2DEGs. Die Breite des 2DEGs wird durch die Gate-Weite W_G beschrieben. In allen Abbildungen verläuft diese Dimension orthogonal zur Zeichenebene. Die folgenden Betrachtungen gelten nur für kleine HF-Spannungen, den sogenannten Kleinsignalbetrieb. Das Großsignalverhalten von GaN-HEMTs ist deutlich komplexer und benötigt weitergehende Beschreibungen. Folgende Annahmen werden zusätzlich gemacht:

- Die ungated-Bereiche besitzen eine konstante, gleichverteilte und statische Ladungsträgerkonzentration.

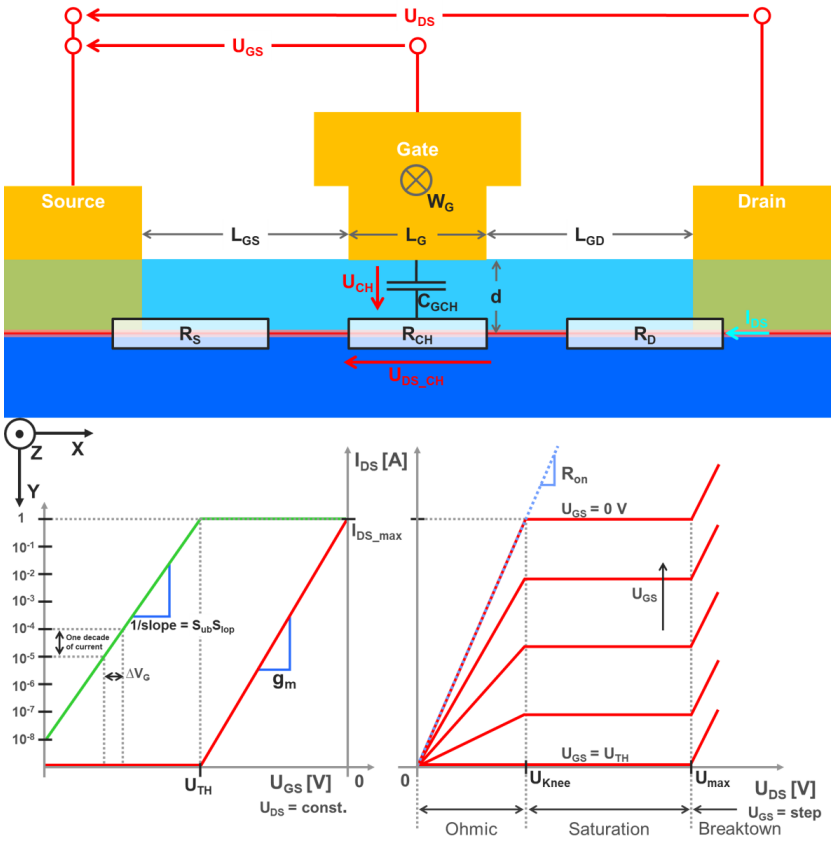


Abbildung 3.2: Schematischer Querschnitt und ideale Strom-Spannungs-Kennlinien

- Das elektrische Feld zwischen Drain und Source ist homogen und entlang des 2DEG gerichtet. Das steuernde elektrische Feld zwischen Gate und 2DEG ist unabhängig von diesem.

Unter diesen Voraussetzung ist der Drain-Source Strom I_{DS} von der Schichtladungsträgerkonzentration unterhalb des Gates $n_s(U_{CH})$ und dem E-Feld entlang des 2DEG abhängig und ergibt sich zu:

$$I_{DS} = \mu_n \, q \, W_G \int_{L_{GS}}^{L_G} n_s(U_{CH}) \, dz \left(- \int_{L_{GS}}^{L_G} \vec{E} \, dx \right) \tag{3.1}$$

Das Produkt aus E-Feld und Beweglichkeit ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen entlang des 2DEGs.

$$\nu_{\vec{e}_x} = \mu_n E_{\vec{e}_x} \tag{3.2}$$

Die Beweglichkeit der Elektronen hat eine Abhängigkeit vom lokalen E-Feld, diese wird im Kapitel zur Modellierung in die Formel zur E-Feld-abhängigen Driftgeschwindigkeit einbezogen. Für die allgemeine Betrachtung spielt sie hier wegen der relativ geringen Betriebsspannungen eine untergeordnete Rolle. Für eine feste Ladungsträgerkonzentration unterhalb des Gates und kleine elektrische Felder ($U_{DS} \leq U_{Knee}$) ergibt sich damit ein linearer Zusammenhang zwischen E-Feld und Drain-Source-Strom. Das ist ein ohmscher Zusammenhang zwischen Strom

und Spannung, weswegen dieser Betriebsbereich als ohmsch bezeichnet wird. Mit steigendem E-Feld gilt dieser lineare Zusammenhang nicht mehr, die Driftgeschwindigkeit geht zumindest lokal in eine konstante Sättigungs-Driftgeschwindigkeit über und die Verteilung des E-Felds entlang des Kanals wird inhomogen. In diesem Bereich ist der Drain-Source-Strom nicht mehr linear vom E-Feld bzw. der Drain-Source-Spannung abhängig. Allein die Ladungsträgerkonzentration unterhalb des Gates bestimmt den gesamten Strom. Dieses Verhalten wird als Sättigungsbereich bezeichnet. Die Drain-Source-Spannung, bei der das ohmsche Verhalten in den Sättigungsbereich ineinander übergeht, ist die Kniespannung. Wird die Drain-Source-Spannung $> U_{MAX}$ weiter erhöht, überschreitet das E-Feld die Durchbruchsfeldstärke und der Strom nimmt weiter zu. Abbildung 3.2 stellt das idealisierte Ausgangskennlinienfeld eines GaN-HEMTs dar, in dem die drei oben beschriebenen Bereiche gekennzeichnet sind. Die folgenden Betrachtungen werden sich auf den ohmschen Betriebsbereich beschränken, da das den Betriebsbereich des GaN-HEMTs darstellt, wie er in der vorliegenden Arbeit verwendet wird. In dem schematischen Querschnitt der Abbildung 3.2 sind zwei weitere Widerstände in Reihe mit dem 2DEG eingezeichnet. In diesen wurden die jeweiligen Kontaktwiderstände, die durch die Kontaktierung des 2DEGs entstehen, und der Widerstand des 2DEGs in den ungated-Bereichen zusammengefasst. Eine nähere Betrachtung dieser Widerstände folgt im nächsten Kapitel. Der Drain-Source-Durchlasswiderstand R_{ON} (engl.: on-state resistance) beschreibt den Widerstand, der bei vollständig geöffnetem Gate $U_{gs} = 1V$ und kleiner Drain-Source-Spannung gemessen wird. Im idealen Ausgangskennlinienfeld ist das eine Gerade mit der Steigung R_{ON}.

$$R_{ON} = R_S + R_{CH} + R_D \tag{3.3}$$

Betrachtet man die externen Spannungen Drain-Source und Gate-Source zu ihren internen Spannungsabfällen

$$\begin{aligned} U_{CH} &= U_{GS} - (R_S \cdot I_{DS}) \\ U_{DS_CH} &= U_{DS} - I_{DS}\,(R_S + R_D) \end{aligned} \tag{3.4}$$

zeigt sich, dass der Drain-Source-Durchlasswiderstand R_{ON} somit direkt die Qualität der ohmschen Kontakte und die Anzahl der Ladungsträger des 2DEG in den ungated Bereichen wiederspiegelt. Somit stellt der Drain-Source-Durchlasswiderstand R_{ON} auch ein indirektes Maß für die parasitären Widerstände des GaN-HEMTs dar. Je größer die Steigung desto besser sind die ohmschen Kontakte und desto höher ist die Ladungsträgerkonzentration in den ungated Bereichen. Bei dem im Vergleich zu den Elektroden-Abständen sehr kleinen Gateweiten W_G stellen die Kontaktwiderstände die dominierenden parasitären Anteile dar. Die Möglichkeit der Kontrolle der Ladungsträger unterhalb des Gates ist die fundamentale Funktionsweise eines HEMTs. Als Schwellspannung U_{TH} wird die Gate-Source-Spannung bezeichnet, bei der der Halbleiterkanal leitend wird. Die Kontrolle der Ladungsträger durch den Gate-Kontakt wird mithilfe von zwei Werten charakterisiert. Bei geöffnetem Kanal $U_{GS} > U_{TH}$ ist das die Transkonduktanz g_m bzw. Steilheit und beim geschlossenen Kanal $U_{GS} < U_{TH}$ ist das die subthreshold slope $SS[mV/decade]$. Die Steilheit gibt die differenzielle änderung des Drain-Source-Stromes I_{DS} mit der Änderung der Gate-Source-Spannung U_{GS} an. Hierbei muss man

die interne von der externen Steilheit unterscheiden. Die interne Steilheit bezieht sich auf den Kanal ohne den Einfluss des parasitären Source-Widerstandes Ref: 3.4.

$$g_{m_intr} = \left.\frac{\partial I_{DS}}{\partial U_{CH}}\right|_{U_{DS}=const.} \tag{3.5}$$

Bezieht man die Steilheit auf die äußeren Anschlüsse, ergibt sich die externe Steilheit zu:

$$g_{m_extern} = \left.\frac{\partial I_{DS}}{\partial U_{GS}}\right|_{U_{DS}=const.} \tag{3.6}$$

Diese messtechnisch bestimmbare externe Steilheit 3.6 kann dazu verwendet werden, um auf die interne Steilheit 3.5 zurückzurechnen.

$$g_{m_intern} = \frac{g_{m_extern}}{1 - g_{m_extern} \cdot R_S} \tag{3.7}$$

In Abbildung 3.2 ist die Steilheit in der idealen Übertragungskennlinie eingezeichnet. In realen HEMTs hat die Steilheit ihr Maximum kurz vor der Schwellspannung (engl. threshold voltage UTH), da hier die differenzielle Änderung des Drain-Stromes I_{DS} am größten ist.
Wie in Kapitel 2 gezeigt, kann man die Eignung eines HEMTs zur resitiven Selbstmischung durch die Differenziation der Steigung g_m nach der Drain-Source-Spannung U_{DS} charakterisieren. Die zweidimensionalen Daten, um die entsprechenden Differenziationen durchzuführen, liegen im Regelfall zur Bewertung nicht vor. Die Steigung alleine eignet sich zur Bewertung nur eingeschränkt, da sie von verschiedenen Parametern wie der Arbeitspunktwahl der Drain-Source-Spannung UDS, der Ladungsträgerbeweglichkeit und der Ladungsträgerdichte abhängt. Wie gut die Kontrolle der Ladungsträgerdichte im 2DEG durch die Gate-Source-Spannung U_{GS} ist, kann dadurch kaschiert werden. Deswegen wird neben der Steilheit auch die subtreshold slope $S_{ub}S_{lop}$ betrachtet. Die subthreshold slope ist ein Maß dafür, wie gut die Steuerwirkung zwischen Gate und Halbleiterkanal ist. Diese wird um die Schwellspannung betrachtet. Die subtreshold slope gibt an, wie groß die Gate-Source-Spannungsdifferenz ΔU_{GA} sein muss, um den Drain-Source-Strom I_{DS} um eine Größenordnung zu senken. Bei Standardbauteilen ist die maximal erreichbare subthreshold slope thermisch limitiert auf $S_{ub}S_{lop} = 60\frac{mV}{decade}$ [40].

$$S_{ub}S_{lop} = \left(\frac{\partial U_{GS}}{\partial \log_{10} I_{DS}}\right) \left[\frac{mV}{decade}\right] \tag{3.8}$$

In der schematischen Darstellung in Abbildung 3.2 sind die Steilheit und die subthreshold slope $S_{ub}S_{lop}$ in der idealen Übertragungskennlinie eingezeichnet.

3.2.2 Kleinsignal-Ersatzschaltbild

Abbildung 3.3 präsentiert den Querschnitt eines vereinfachten GaN-HEMTs mit eingezeichneten Ersatzschaltbildelementen und das sich daraus ergebende allgemeine Kleinsignalersatzschaltbild. Durch die Zusammenfassung von Ersatzschaltbildelementen entsteht das reduzierte Kleinsignalmodell. Im Folgenden werden die einzelnen Ersatzschaltbildelemente genauer betrachtet. Die Widerstände der ungated-Bereiche ergeben sich für den Bereich zwischen Gate und Source

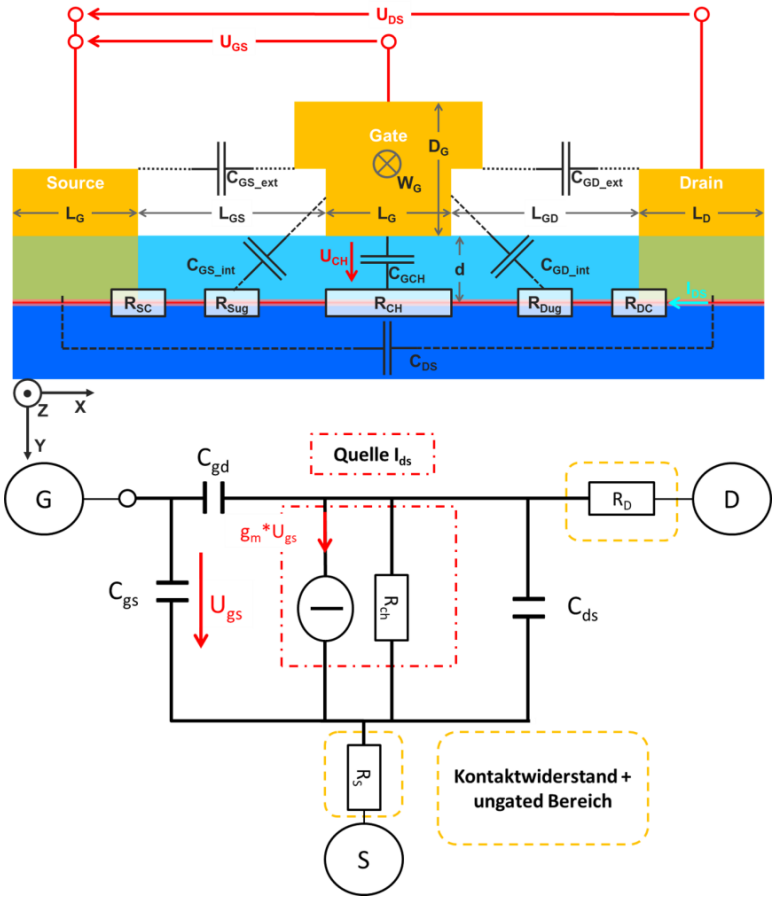


Abbildung 3.3: GaN HEMT: Schematischer Querschnitt mit eingezeichneten Ersatzschaltbildelementen und dem sich daraus ergebenden Kleinsignalmodell

in einer 1. Näherung zu

$$R_{Sung} = \frac{R_{2DEG} \cdot L_{GS}}{W_G} \tag{3.9}$$

und für den Bereich zwischen Gate und Drain zu

$$R_{Dung} = \frac{R_{2DEG} \cdot L_{GD}}{W_G} \tag{3.10}$$

R_{2DEG} ist der auf eine quadratische Fläche bezogene Schichtwiderstand des $2DEGs$. Dieser berechnet sich aus

$$R_{2DEG} = \frac{1}{\mu_n \, q \, n_S} \tag{3.11}$$

Mit μ_n als Ladungsträgerbeweglichkeit, n_S Schichtladungsträgerkonzentration und q als elektrische Elementarladung. Der Schichtwiderstand wird innerhalb des Prozesses messtechnisch bestimmt, er hängt im Wesentlichen von dem Design der Epitaxie ab. Nach der Prozessierung wird die Qualität der ohmschen Kontakte zwischen dem 2DEG und den metallischen Anschlussstrukturen an Hand von Teststrukturen ermittelt. Daraus ergibt sich ein Kontaktwiderstand pro Längeneinheit $R_C\,[\Omega \cdot mm]$. Daraus ergeben sich die Kontaktwiderstände

von Source R_{SC} und Drain R_{DC} in Abhängigkeit der Gate-Weite zu:

$$R_{SC} = R_{DC} = \frac{R_C}{W_G} \tag{3.12}$$

Im Kleinsignalersatzschaltbild werden die Kontaktwiderstände und der Widerstand des 2DEGs im ungated Bereich zusammengefasst:

$$\begin{aligned} R_S &= R_{Sung} + R_{SC} \\ R_D &= R_{Dung} + R_{DC} \end{aligned} \tag{3.13}$$

Der Widerstand des Kanals errechnet sich durch die Schichtladungsträgerkonzentration unterhalb des Gates. Die Schichtladungsträgerkonzentration n_s ist im Kanal abhängig von der Gate-Kanalspannung U_{CH}. Damit errechnet sich der spannungsabhängige Kanalwiderstand R_{CH} zu:

$$R_{CH}(U_{CH}) = \frac{L_G}{W_G\,\mu_n\,q\,n_S(U_{CH})} \tag{3.14}$$

In Bezug auf die Schichtladungsträgerkonzentration n_S des 2DEGs sind damit alle resistiven Anteile im Strompfad zwischen den ohmschen Kontakten beschrieben. Die Kapazitäten zwischen den ohmschen Kontakten und dem Gate haben intrinsische und extrinsische Anteile, wobei die extrinsischen Kapazitätsanteile durch die Ausformung der metallischen Anschlussstrukturen verursacht werden. Wie in der Abbildung 3.3 dargestellt, ist der Gate-Anschluss kein Balken, sondern hat eher die Querschnittsform eines Pilzes. Dieser Überhang ist in normalen GaN HEMT ein Vielfaches größer als das Gate selber und wird als Gate-Head bezeichnet. Das hat einerseits technologische Gründe, da ein so kleiner metallischer Streifen nur schwer gefertigt werden kann, und andererseits elektrische Gründe. Ein Gate mit einem kleinen metallischen Querschnitt hätte einen sehr hohen Widerstand in Richtung der Gate-Weite, der die Hochfrequenzeigenschaften des Transistors verschlechtern würde. Bei HEMTs für Hochspannungsanwendungen führen diese Überhänge zur Relaxation des steuernden E-Feldes. In Annäherung an diese Funktion werden die Überhänge im Folgenden als field plates bezeichnet. Die field plate mit dem Überhang Richtung Source, hat eine Überhanglänge L_{GHS} und entsprechend hat die field plate Richtung Drain die Überhanglänge L_{GHD}. Zur ersten Näherung des intrinsischen Anteils bilden die field plates einen Kondensator zum 2DEG. Die Kapazität besteht aus einer Reihenschaltung von zwei Plattenkondensatoren. Der eine Plattenkondensator wird durch das 2DEG mit der Halbleiteroberfläche, der zweite wird zwischen der Halbleiteroberfläche und der field plate gebildet. Das Dielektrikum des ersten Kondensators bildet die $AlGaN$ Barriere ϵ_{AlGaN} mit der Höhe d_{AlGaN}. Das Dielektrikum des zweiten Kondensators bildet Siliziumnitrid SiN ϵ_{SiN}, das als Oberflächenpassivierung eingesetzt wird und eine Dicke d_{SiN} besitzt. Für einen symmetrischen Gate-Head ergibt sich die Kapazität zu:

$$C_{GS_int} = C_{GD_int} = \epsilon_0\,(W_G\,L_{GHD})\,\frac{\epsilon_{SiN}\,\epsilon_{AlGaN}\,d_{SiN}\,d_{AlGaN}}{\epsilon_{SiN}\,d_{AlGaN} + \epsilon_{AlGaN}\,d_{SiN}} \tag{3.15}$$

Die Kapazität zwischen dem Gate und dem Kanal lässt sich gemäß der Ladungs-Spannungsdefinition einer Kapazität als eine Funktion der aktuellen Ladungsträgerkonzentration des Kanals und dem Potenzial zwischen Gate und Kanal U_{CH} sowie der Gate-Länge und Gate-Weite annähern.

$$C_{G_CH}(U_{CH}) = \frac{q\, n_s(U_{CH})\, L_G\, W_G}{U_{CH}} \tag{3.16}$$

Bei einem symmetrischen GaN-HEMT Design und symmetrischen Vorspannungen $U_{DS} = 0$ setzen sich im Unterschied zum üblichen Transistorbetrieb mit $U_{DS} > 0$ die Kapazitäten zwischen Gate-Source C_{gs} und Gate-Drain C_{gd} im Kleinsignalmodell wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned} C_{gs}(U_{CH}) &= C_{GS_ext} + C_{GS_int} + \frac{C_{G_CH}(U_{CH})}{2} \\ C_{gd}(U_{CH}) &= C_{GD_ext} + C_{GD_int} + \frac{C_{G_CH}(U_{CH})}{2} \end{aligned} \tag{3.17}$$

Die Drain-Source C_{DS} Kapazität kann unter Kleinsignal Bedingungen als in erster Linie extrinsisch betrachtet werden. Sie wird durch die mechanische Ausformung der ohmschen Kontakte bestimmt. Für kleine Transistordimensionen liegt die Größe der Kapazität im unteren zweistelligen fF Bereich [41].
Aus diesen und den Betrachtungen des vorangegangenen Kapitels können die Transitfrequenz f_T und die maximale Oszillationsfrequenz f_{max} eines HEMTs hergeleitet werden. Die Transitfrequenz ist die Frequenz, bei der der HEMT bei kurzgeschlossenem Ausgang eine Stromverstärkung von 1 erreicht. Diese ergibt sich nach [41] mit den Parametern für den intrinsischen HEMT zu:

$$f_{T_intr} = \frac{\nu_{eff}}{2\pi\, L_G} = \frac{g_{m_intr}}{2\pi\ (C_{gs} + C_{gd})} \tag{3.18}$$

Für den externen HEMT verringert sich diese Frequenz weiter, da zusätzliche parasitäre Kapazitäten mitbeachtet werden müssen.

$$f_T = \frac{g_{m_intr}}{2\pi\ ((C_{gs} + C_{gd}) + (C_{pg} + C_{pd}) \cdot (1 + g_{m_intr}\, R_S))} \tag{3.19}$$

In der Formel beschreibenC_{pg} und C_{pd} die externen Anschlusskapazitäten von Gate und Drain. Dabei ist aber zu beachten, dass die in den vorangegangenen Gleichungen verwendeten Näherungen teilweise auf dem für den Detektor-Fall relevanten Fall mit einer Drain-Spannung von Null basieren, in dem der Transistor rein passiv arbeitet. Bei der Ermittlung der Grenzfrequenzen ist demgegenüber ein Arbeitspunkt mit aktivem Transistorbetrieb vorausgesetzt $U_{DS} > 0$. Bei Auswertung der Gleichungen 3.18 3.19 müssen deshalb adäquate Werte für die Elemente verwendet werden.
Aus der Transitfrequenz ergibt sich die maximale Oszillationsfrequenz f_{max}. Diese ist die Frequenz, bei der der Transistor bei idealer ein- und ausgangsseitiger Leistungsanpassung eine Verstärkung von Eins hat. Diese Frequenz wird maßgeblich durch die resistiven parasitären

Elemente bestimmt.

$$f_{max} = \frac{f_T}{\sqrt{g_{m_intr}\ (R_{CH} + R_S + R_D) + \frac{1}{2}\left(\left(\frac{C_{gd}}{C_{gs}}\right)^2 + \pi\, c_{gd}\, f_T\ (R_{CH} + R_S + R_D)\right)}} \tag{3.20}$$

Aus den Gleichungen erster Näherung und den Gleichungen für f_t und f_{max} können grundsätzliche Zusammenhänge für das Design von GaN-HEMTs als Verstärkungselement abgeleitet werden. Die nicht aktiv gesteuerten resistiven Anteile im Strompfad verhalten sich umgekehrt proportional zur Gate-Weite W_G

$$\begin{aligned} R_S, R_D &\sim \frac{1}{W_G} \\ C_{gd}, Cgs, C_{ds} &\sim W_G \end{aligned} \tag{3.21}$$

Ein Transistor für hohe Frequenzen benötigt eine Kombination aus kurzer Gate-Länge, geringer Gate-Weite und niedrigen parasitären Widerständen. Die kurze Gate-Länge sorgt für eine geringe Gate-Kapazität C_{gs} und niedrige Transitzeiten der Ladungsträger. Eine geringe Gate-Weite bewirkt eine Reduktion der parasitären Kapazitäten, allerdings auch eine entsprechende Erhöhung der Widerstände und Erniedrigung der Steilheit. Hierbei geht es immer um einen Kompromiss zwischen der Reduktion der Kapazitäten und der Stromtragfähigkeit bzw. der Steilheit des HEMTs. Dabei erfordert die geringe Gate-Weite sehr gute ohmsche Kontakte, da bei kleinen Gate-Weiten das eine der Hauptquellen von parasitären Widerständen ist, die im Extremfall die Verbesserungen einer kurzen Kanallänge negieren können.

3.3 Modelle

Im Folgenden werden die beiden Modelle vorgestellt, die in dieser Arbeit verwendet werden. Beide Modelle berücksichtigen ausschließlich den intrinsischen HEMT. Die externen metallischen Anschlussstrukturen werden durch eine 3D-elektromagnetische Feldsimulation erfasst, welche den gesamten Aufbau des MMIC Prozesses umfasst. Dabei wird der HEMT mit allen metallischen Anschlussstrukturen entsprechend der Referenzebenen bis zum 2DEG modelliert.
Beide Modelle wurden mittels symbolic-define devices (SDD) realisiert und innerhalb der kommerziellen Hochfrequenzdesignsoftware (Advance Design System [42]) implementiert.
Das kompakte Modell wurde im Rahmen dieser Arbeit realisiert und basiert auf den im vorigen Abschnitt vorgestellten Näherungen, um den Fall des resistiven Mischens zu beschreiben. Es umfasst die grundlegenden Funktionen des GaN HEMTs für den Kleinsignalbetrieb.
Das plasmonische Modell wurde im Rahmen einer Dissertation [34], auf der Grundlage des Ansatzes der verteilten Elemente entwickelt und realisiert. Dieses Modell stand zur Verfügung und wurde im Rahmen dieser Arbeit genutzt.

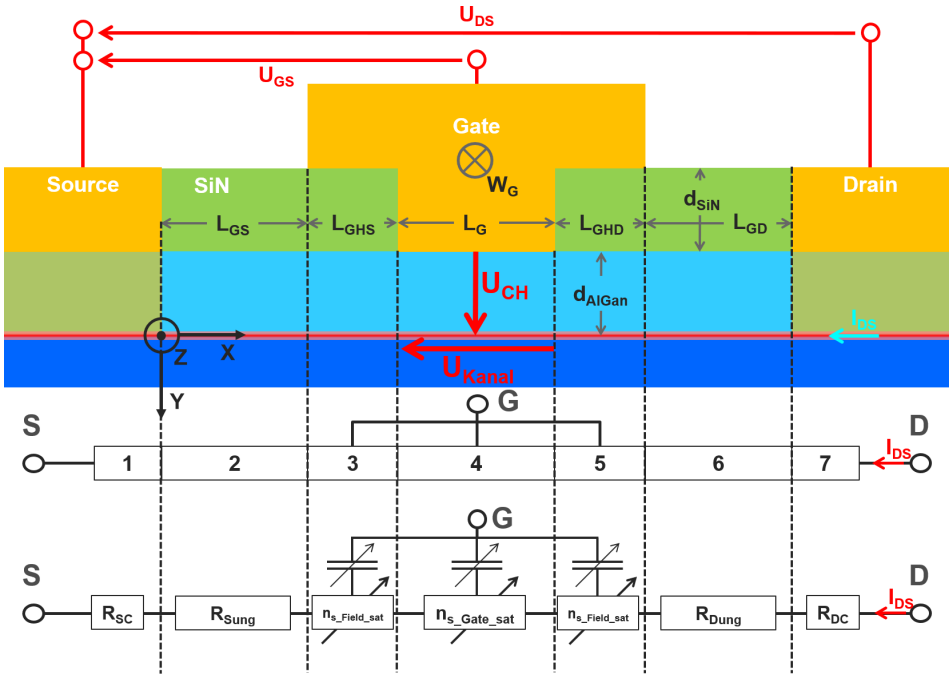


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des GaN-HEMT mit zugeordneten Zonen und detaillierten Ersatzschaltbildelementen

3.3.1 Kompaktes Modell

Das allgemeine Kleinsignalmodell und das plasmonische Modell bieten nicht direkt die Möglichkeit, unterschiedliche HEMT-Designparameter und deren Einfluss auf die Detektionseigenschaften bei THz-Frequenzen zu untersuchen. Um den Einfluss der einzelnen Parameter zu verifizieren, wurde ein eigenes Modell entworfen. Dieses Modell stellt eine Mischung aus Ersatzschaltbildelementen und physikalischem Modell dar. Damit ist es möglich, sowohl prozessbezogene Parameter wie Kontaktwiderstand und Schichtladungsträgerkonzentration als auch HEMT-Designparameter wie Gate-Weite, Gate-Head-Überhang, Gate-Source- und Gate-Drain-Abstand hinsichtlich ihrer Einflüsse auf die Detektionseigenschaften zu untersuchen.
Aus den Betrachtungen aus Kapitel 2 ergibt sich die Betriebsart des HEMTs im ohmschen Bereich. Das Model wurde für den Kleinsignalbetrieb in diesem Bereich entworfen. Des Weiteren werden folgende Annahmen getroffen:

- Es gibt eine klar definierte Grenze für den Übergang zwischen 2DEG und ohmschen Kontakten.
- Das 2DEG und das Gate sind ideal voneinander isoliert getrennt.
- Das laterale E-Feld (Drain-Source) ist homogen im 2DEG verteilt
- Eine kapazitive Kopplung zwischen den ungated Bereichen und dem Gate wird vernachlässigt.
- Das Verhalten des HEMTs ist nur von den aktuell an den Anschlüssen anliegenden Potenzialen abhängig und nicht von vergangenen Zuständen, ist also gedächtnisfrei [43].

Zur Modellierung werden spezifische Werte als feste Parameter übergeben:

- Kontaktwiderstand pro Längeneinheit $R_C\,[\frac{\Omega}{mm}]$
- Schichtwiderstand des 2DEGs $R_{2DEG}\,[\frac{\Omega}{sqr}]$
- Schwellspannung $U_{TH}\,[V]$

Diese drei Werte sind von dem Design und der Qualität der Epitaxie sowie möglichen Veränderungen der Oberflächenzustände während des Prozesses abhängig. Das Design der Epitaxie ist kein Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Deswegen wird auf eine Herleitung und tiefergehende Beschreibung dieser Parameter verzichtet.
Wie in Abbildung 3.4 dargestellt, wird der HEMT in 7 Zonen eingeteilt und entsprechend des in der jeweiligen Zone vorherrschenden physikalischen Verhaltens beschrieben [43, 44].
In jeder der Zonen sind die physikalischen Randbedingungen unterschiedlich. Entsprechend den in der Zone vorherrschenden physikalischen Gegebenheiten werden diese beschrieben. Dazu gibt es in jeder Zone Initialisierungsparameter wie Ausdehnung, maximale Ladungsträgerkonzentration und anliegendes E-Feld. Daraus lassen sich Gleichungen für den Strom und die Spannung an jeder Zonengrenze definieren. An den Zonengrenzen müssen Spannung und Strom stetig sein. Dadurch können in einem iterativen Prozess die Gleichungen für Strom und Spannung an jede Zonengrenze gelöst werden.
Das Modell ist hinsichtlich des physikalischen Verhaltens in den einzelnen Zonen zum Kanal symmetrisch bezüglich Source und Drain. Die einzelnen Zonen können sich allerdings in ihren Abmessungen unterscheiden.
In GaN-Halbleiterbauelementen zeigt die vom lateralen E-Feld abhängige Driftgeschwindigkeit ein Maximum bei einer Feldstärke von ca. $140\frac{kV}{cm}$. Danach fällt die Driftgeschwindigkeit auf die Sättigungsdriftgeschwindigkeit ab. Um dieses Überschwingen der Driftgeschwindigkeit nachzubilden, wird die Näherungsformel nach [45] verwendet und angepasst. Die E-Feld abhängige Driftgeschwindigkeit ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned} \nu(E) &= \frac{\mu_o E + \nu_d(\frac{E}{E_1})^5}{1+(\frac{E}{E_0})^5} \\ \mu_o &= 260\,\frac{cm^2}{Vs},\ \ \nu_d = 2.1\cdot 10^7\,\frac{cm}{s} \\ E_0 &= 15.9\cdot 10^4\,\frac{V}{cm},\ \ E_1 = 17,2\cdot 10^4\,\frac{V}{cm} \\ E &= -E(x) = \frac{\partial V}{\partial x} \end{aligned} \tag{3.22}$$

Die Formel beschreibt das laterale elektrische Feld als Funktion von x, beginnend am ohmschen Source-Kontakt. Die Formel wurde entsprechend der Annahmen angepasst, dass wir eine lineare Beweglichkeit für kleinere E-Feldstärken von $\mu_o = 260\,\frac{cm^2}{Vs}$ und eine Sättigungs-Driftgeschwindigkeit von $\nu_d = 1.2\cdot 10^7\,\frac{cm}{s}$ in dem verwendeten Materialsystem haben. In der Abbildung 3.5 ist die in dieser Arbeit verwendete Funktion für die Driftgeschwindigkeit dargestellt.
Der Drain-Source-Strom fließt durch alle Zonen des Models und ist an jeder Stelle x definiert durch die lokale Schichtladungsträgerkonzentration und die lokale Driftgeschwindigkeit.

$$I_{DS} = W_G\,q\,n_s(x)\,\nu(E(x)) \tag{3.23}$$

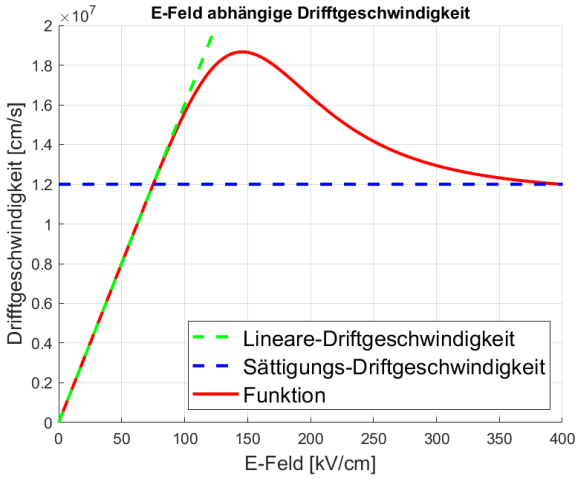


Abbildung 3.5: E-Feld abhängige Driftgeschwindigkeit mit der Näherungsfunktion

Bezugnehmend auf Abbildung 3.4 wird das Verhalten in den einzelnen Zonen beschrieben, dazu wird jedem Verhalten entsprechend ein Ersatzschaltbild zugeordnet. Zone 1 und 7 repräsentieren den ohmschen Kontakt zwischen dem 2DEG und den metallischen Kontaktstellen Source und Drain. Sie besitzen keine räumliche Ausdehnung und sind in ihrer Stromtragfähigkeit nicht eingeschränkt. Somit stellen sie konzentrierte, parasitäre Widerstände an der virtuellen Grenze zwischen dem 2DEG und der Projektion des ohmschen Widerstands in die Ebene des 2DEGs dar. Der Widerstandswert berechnet sich aus dem Kontaktwiderstand R_C und der Gate-Weite W_G zu.

$$R_{SC} = R_{DC} = \frac{R_C}{W_G} \tag{3.24}$$

Zone 2 und 6 stellen die ungated Bereiche des HEMTs dar. Durch die statischen Oberflächenzustände der $AlGaN$ Barriere ist das Energieniveau in diesem Bereich statisch, wodurch auch die Schichtladungsträgerkonzentration in diesem Bereich konstant ist [46]. Die sich einstellende Schichtladungsträgerkonzentration liegt über der Schichtladungsträgerkonzentration des Kanals bei $U_{CH} = 0\,V$. Das bedeutet, dass die ungated Bereiche nicht strombegrenzend für den HEMT sind. Im ohmschen Arbeitsbereich fällt die meiste Spannung über den Kanal ab, weswegen die kritische E-Feldstärke nicht erreicht wird. Daraus ergibt sich aus der Gleichung 3.23 ein linearer, also ohmscher Zusammenhang zwischen dem Strom IDS und dem E-Feld.

$$n_s(x) = n_{ss} \Rightarrow E(x) = \frac{I_{DS}}{W_G\, q\, n_{ss}\, \mu_o} \tag{3.25}$$

Dadurch lässt sich der Widerstand des 2DEGs in den ungated Bereichen als ohmscher Widerstand darstellen. Aus dem Schichtwiderstand des 2DEGs (R_{2DEG}) mit den zugehörigen geometrischen Dimensionen kann der Widerstandswert bestimmt werden. Für die ungated Bereiche zwischen Gate und Source R_{S_UNG} und Gate und Drain R_{D_UNG} wird damit der Widerstand nach den obigen Gleichungen 3.11 berechnet.
Zone 3 bis 5 stellen die Bereiche des 2DEGs dar, welche sich unterhalb der Gate-Struktur befinden.
In diesen Zonen hat die Gate-Kanal Spannung eine Steuerwirkung auf die Schichtladungsträ-

gerkonzentration im 2DEG. Da die Zonen 1,2,6,7 hinsichtlich des Stromes nicht limitierend sind, wird der Drain-Source Strom 3.23 des HEMTs durch die Zone 4 bestimmt. Die Zonen 3 und 5 befinden sich unterhalb des Gate-Kopfes, haben aber keinen direkten Kontakt zum Halbleiter, wodurch sie nur eine sehr schwache Steuerwirkung besitzen. Im Weiteren wird erst die Zone 4 betrachtet und dann auf die Zonen 3 und 5 eingegangen, da diese nach demselben Schema modelliert werden.
Zone 4 beschreibt den Bereich des 2DEGs, welche sich unterhalb des Schottky-Kontaktes des Gates befindet. In diesem Bereich kann die Ladungsträgerkonzentration im 2DEG gesteuert werden.
Für diesen Bereich kann die Kapazität pro Fläche wie folgt genähert werden.

$$C_{Gate} = \frac{\epsilon_0 \, \epsilon_{AlGaN}}{d_{AlGaN}} \left[\frac{As}{Vm^2}\right] \tag{3.26}$$

Dabei stellt ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, ϵ_{AlGaN} die Permitivität des Aluminiumgalliumnitrid und d_{ALGaN} die Dicke des Aluminiumgalliumnitrides dar. Aus der Kapazität pro Fläche 3.26 ergibt sich die von der absoluten Temperatur abhängige Schichtladungsträgerkonzentration im 2DEG, welche durch die Gate-Source-Spannung gesteuert werden kann. Diese Schichladungsträgerkonzentration stellt die lineare Steigung der gesamten Schichtladungsträgerkonzentration in Abhängigkeit von der Kanalspannung dar.

$$n_{s0_Gate} = \frac{C_{Gate}}{q} \, U_{th} \left[\frac{1}{m^2}\right] \tag{3.27}$$

Der Parameter q ist die Elementarladung und der Parameter U_{th} beschreibt die thermische Spannung. Die Detektoren in dieser Arbeit sind für den Einsatz bei Raumtemperatur gedacht, weswegen die feste Temperaturspannung von U_{th} $25\,mV$ verwendet wird.
Mit diesem Grundwert lässt sich eine von der Gate-Spannung abhängige Gleichung für die Schichtladungsträgerkonzentration im Kanal angeben [47].

$$n_{s_Gate}(U_{CH}) = n_{s0_Gate} \, \log\left(1 + T \, \exp\frac{U_{CH} - U_T}{\alpha \, U_{th}}\right) \tag{3.28}$$

Die Faktoren T und α dienen zum Anpassen der Steigung und des Übergangsbereiches der Schichtladungsträgerkonzentration an reale Messungen der Technologie. Diese Gleichung modelliert die Ladungsträgerkonzentration um die Schwellspannung richtig, allerdings wächst die Schichtladungsträgerkonzentration mit steigender Gate-Kanalspannung linear immer weiter an. In realen Bauteilen ist die Schichtladungsträgerkonzentration ab einem gewissen Spannungswert gesättigt, da sich alle zur Verfügung stehenden Ladungsträger im Potenzialtopf gesammelt haben. Um dieses Verhalten zu modellieren, wird eine Sättigungskurve nach [45] für die Schichtladungsträgerkonzentration verwendet.

$$n_{s_Gate_sat}(U_{CH}) = \frac{n_{s_Gate}(U_{CH})}{\left(1 + \left(\frac{n_{s_Gate}(U_{CH})}{n_{s_max}}\right)^{\gamma}\right)^{\frac{1}{\gamma}}} \tag{3.29}$$

Wobei n_{s_max} die maximale Schichtladungsträgerkonzentration beschreibt. Diese ist bei der Heterostruktur aus Aluminiumgalliumnitrid und Galiumnitrid vor allem von dem Aluminium-

gehalt abhängig. Je größer der Aluminiumgehalt ist, desto mehr freie Ladungsträger stehen zur Verfügung. Allerdings kann die Aluminiumkonzentration aufgrund von Materialverspannungen nicht beliebig vergrößert werden. Aktuelle kommerzielle Epitaxien haben Aluminiumgehalte von $\leq 30\,\%$ [48].
Die Spannung die, über den Kanal anliegt, ergibt sich aus.

$$-\int_{L_{GS}+L_{GHS}}^{L_{GS}+L_{GHS}+L_G} \vec{E}\; dx = U_{Kanal} \tag{3.30}$$

Man kann U_{Kanal} als die Spannungsdifferenz der Spannungen, die an den Kanten des Kanals auftreten, darstellen. Wobei U_{Gate_Drain} die Spannung an der zum Drain gerichteten Kante und U_{Gate_Source} die Spannung an der zur Source gerichteten Kante beschreibt.

$$U_{Kanal} = U_{Gate_Drain} - U_{Gate_Drain} \tag{3.31}$$

Mit diesen beiden Gleichungen 3.30 und 3.31 kann das E-Feld im Kanal näherungsweise bestimmt werden.

$$E_{Kanal} = \frac{U_{Kanal}}{L_G} \tag{3.32}$$

Aus den Gleichungen 3.23 , 3.29 , 3.32 und 3.22 ergibt sich der Strom am Ende des Kanals zu

$$I_{Kanal} = W_G\, q\, n_{s_Gate_sat}(U_{CH})\, \nu(E_{Kanal}) \tag{3.33}$$

Die variable Anzahl der Ladungsträger unterhalb der Gate-Struktur führt zu einer spannungsabhängigen Gate-Kanal Kapazität. Im SDD wird diese Kapazität durch einen Leitungsstrom erfasst, der aus dem zeitlichen Differenzial der Ladungsträger berechnet wird. Mit der hergeleiteten Kanal-Spannungsabhängigen Schichtladungsträgerkonzentration berechnet sich dieser Leitungsstrom zu.

$$i_{Gate} = \frac{\partial}{\partial t} Q(U_{CH}) = L_G\, W_G\, q\, \frac{\partial}{\partial t}\left(n_{s_Gate_sat}(U_{CH})\right) \tag{3.34}$$

Die Lösung der Gleichung führt ADS intern im Frequenzbereich aus und transformiert das Ergebnis wieder in den Zeitbereich.
Gegenüber der gewohnteren Berechnung der Kapazität aus Gesamtladung und Spannung 3.35 hat dies den Vorteil, dass keine Diskontinuität um die Schwellspannung herum entsteht.

$$C_{Kanal} = \frac{W_G\, L_G\, q\, n_{s_Gate_sat}(U_{CH})}{U_{CH} - U_T} \tag{3.35}$$

Zone 3 und 5 sind die Bereiche unterhalb der field plates. Da es hier keine Grenzfläche zwischen dem Metall der Gate-Struktur und dem Halbleiter gibt, bildet sich kein Schottky-Kontakt aus. Die Steuerwirkung entsteht in diesen Bereichen durch die Nähe der metallischen Struktur zu den Oberflächenladungen des Halbleiters, was eine geringe spannungsabhängige Verschiebung des Oberflächenpotenzials verursacht. Diese Steuerwirkung ist nicht sehr stark ausgeprägt.

Auch bei hohen Steuerspannungen ist es nicht möglich, den dreieckigen Potentialtopf über die Fermi-Energie zu heben. Somit befinden sich immer Ladungsträger im 2DEG.
Um dieses Verhalten zu modellieren, wird die Kapazität pro Fläche zwischen den field plates und dem 2DEG als Serienschaltung von zwei Kapazitäten aufgefasst. Die erste Kapazität bildet sich zwischen dem 2DEG und der Halbleiteroberfläche mit $AlGaN$als Substrat, welches die gleiche Kapazität darstellt wie sie beim Kanal angesetzt wurde 3.26. Die zweite bildet sich zwischen der Halbleiteroberfläche und der Oberfläche der ersten Passivierung, auf der die Gate-Struktur aufliegt. Bei dieser Kapazität ist das Dielektrikum Siliziumnitrid SiN.

$$C_{SiN} = \frac{\epsilon_0 \, \epsilon_{SiN}}{d_{SiN}} \left[\frac{As}{Vm^2}\right] \tag{3.36}$$

Wobei ϵ_{SiN} die Permitivität von Siliziumnitrid und d_{SiN} die Dicke vom Siliziumnitrid beschreibt. Aus diesen beiden Flächenkapazitäten ergibt sich die gesamte Flächenkapazität zu:

$$C_{Field} = \frac{C_{Gate} \, C_{SiN}}{C_{Gate} + C_{SiN}} \tag{3.37}$$

Daraus ergibt sich die absolute temperaturabhängige Schichtladungsträgerkonzentration n_{s0_Field} unterhalb der field plates zu

$$n_{s0_Field} = \frac{C_{Field}}{q} \, U_{th} \left[\frac{1}{m^2}\right] \tag{3.38}$$

Mit dieser Flächenkapazität kann die Schichtladungsträgerkonzentration nach dem Schema wie für den Kanal berechnet werden. Da die Steuerwirkung gering ist und sich immer Ladungsträger im 2DEG befinden, wird hier die Flächenladungsträgerkonzentration des ungated Bereichs benutzt, um dieses Verhalten zu beschreiben.

$$n_{s0_Field}(U_{CH}) = n_{ss} + n_{s0_Field} \log\left(1 + 0.5 \, \exp \frac{U_{CH} - U_T}{\aleph \, U_{th}}\right) \tag{3.39}$$

Durch die Verwendung der Flächenladungsträgerkonzentration besteht ein Bezug zur messtechnisch bestimmten Flächenladungsträgerkonzentration des 2DEGs der verwendeten Epitaxie. Zur Modellierung der Sättigung der Schichtladungsträgerkonzentration wird die gleiche Sättigungskurve 3.29 wie im Kanal verwendet.

$$n_{s_Field_sat}(U_{CH}) = \frac{n_{s_Field}(U_{CH})}{\left(1 + \left(\frac{n_{s_Field}(U_{CH})}{n_{s_max}}\right)^{\gamma}\right)^{\frac{1}{\gamma}}} \tag{3.40}$$

Abbildung 3.6 zeigt den Gate-Source-Spannungsabhängigen Verlauf der Schichtladungsträgerkonzentration im Kanal unterhalb der field plates und in dem ungated Bereich.
Zur Modulation der Kapazität zwischen den field plates und dem 2DEG wird wie oben beschrieben die Berechnung über den Konvektionsstrom verwendet, jeweils für beide field plates separat, damit beide field plates unabhängig voneinander verändert werden können. Durch die geringe Steuerwirkung der filed plates auf die Schichtladungsträgerkonzentration

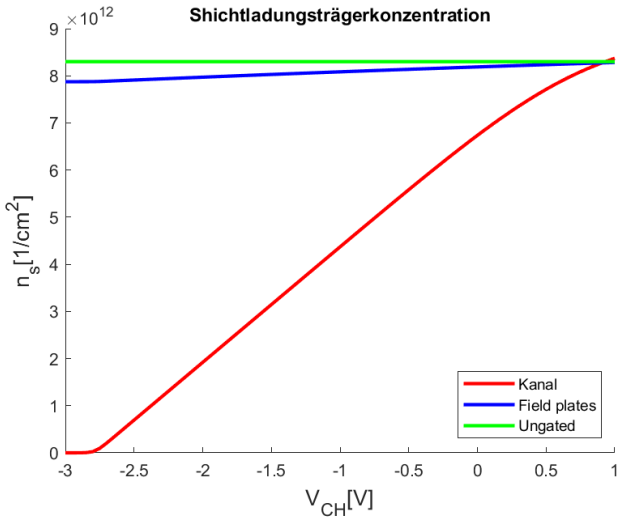


Abbildung 3.6: Schichtladungsträgerkonzentration für die drei Bereiche im Kanal unter den field plates und die ungated Bereiche in Abhängigkeit der Gate-Kanalspannung

wird hier die Kapazität nur geringfügig durch die Kanalspannung geändert.

$$\begin{aligned} i_{field_Drain} &= \frac{\partial}{\partial t} Q_{field_Drain}(U_{CH}) \\ &= L_{GHS}\, W_G\, q \frac{\partial}{\partial t}\left(n_{s_field_sat}\right) \\ i_{field_Source} &= \frac{\partial}{\partial t} Q_{field_Source}(U_{CH}) \\ &= L_{GHS}\, W_G\, q \frac{\partial}{\partial t}\left(n_{s_field_sat}\right) \end{aligned} \tag{3.41}$$

Zur Übersicht wird in Abbildung 3.4 entsprechend der Funktionsweise den einzelnen Zonen ein Ersatzschaltelement zugeordnet, welches das Verhalten widerspiegelt. Das entstandene Modell ist dem Kleinsignalmodell 3.3 sehr ähnlich, bietet demgegenüber aber die Möglichkeit, sowohl Design-Variationen als auch auf Epitaxie und Prozess bezogene Parameter-Veränderungen zu untersuchen. Insgesamt kann der Einfluss von 17 Parametern bestimmt werden. Die Tabelle gibt die Parameter an und deren Einfluss auf die Eigenschaften des HEMTs, wenn die Parameter vergrößert werden. Diese Angaben beziehen sich auf den intrinsischen HEMT und das Kleinsignalverhalten.

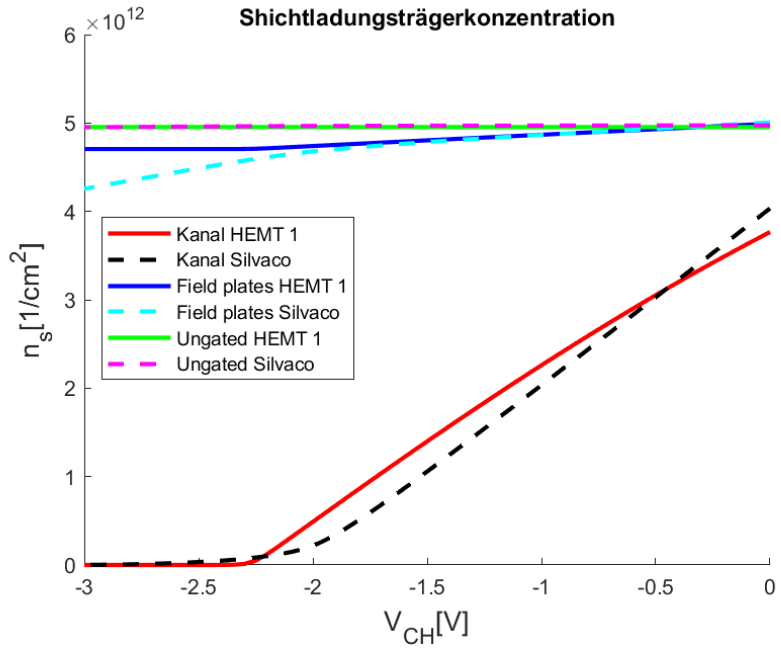
Die Tabelle 3.1 verdeutlicht sehr eindeutig, dass für hohe Transit- und Oszillationsfrequenzen alle geometrische Dimension des HEMTs reduziert werden sollten. Das geht aber nur im Einklang mit einer Reduzierung der Kontaktwiderstände und einer Anpassung der Epitaxie an ein kürzeres Gate, insbesondere die Verringerung des Abstandes zwischen dem Gate und Kanal. Das Verhältnis zwischen Gate-Kanal-Abstand und Kanallänge sollte immer mindestens $\frac{L_G}{d_{AlGab}} = 10$ betragen [46]. Das Anpassen des HEMTs an eine höhere Frequenz bedeutet also ein Wechselspiel zwischen Epitaxiedesign und Optimieren der Prozessschritte für den Schottky- und der ohmschen Kontakte auf die jeweilige Epitaxie.

Parameter	Einfluss
Gate-Weite $\Downarrow W_G$	$\Downarrow$ alle Kapazitäten $\Downarrow$ Drain-Source-Strom I_{DS} $\Uparrow$ alle Widerstände $\Longrightarrow$ Erhöhung f_t und f_{max}
Gate-Länge $\Downarrow L_G$	$\Uparrow$ Steilheit g_m $\Longrightarrow$ Erhöhung f_t und f_{max}
Gate-Drain-Abstand $\Downarrow L_{GD}$ Gate-Source-Abstand $\Downarrow L_{GS}$	$\Downarrow$ Widerstand des ungated Bereichs $\Uparrow$ extrinsische Kapazität C_{DG} ; C_{SG} $\Downarrow$ Widerstand des ungated Bereichs $\Longrightarrow$ Erhöhung von f_t und f_{max}
Field plates Source $\Downarrow L_{GHS}$ Drain $\Downarrow L_{GHD}$	$\Downarrow$ Gate zu 2DEG Kapazität $\Downarrow$ Widerstand $\Longrightarrow$ Erhöhung von f_t und f_{max}
Epitaxie und Prozess	
Schichtwiderstand des 2DEGs $\Downarrow R2DEG$	$\Uparrow$ Ladungsträger $\Downarrow$ Widerstand des 2DEGS $\Longrightarrow$ Erhöhung von f_t und f_{max}
Kontaktwiderstand $\Downarrow R_C$	$\Downarrow$ ohmscher Serienwiderstand $\Longrightarrow$ Erhöhung von f_t und f_{max}
Abstand 2DEG Halbleiteroberfläche $\Downarrow dAlGaN$	$\Uparrow$ Steilheit $\Uparrow$ Gate-2DEG Kapazität $\Longrightarrow$ Erhöhung von f_t und f_{max}
Dicke der ersten Passivierung $\Downarrow d_{SiN}$	$\Uparrow$ (gering) Gate-2DEG Kapazität $\Longrightarrow$ geringe Reduzierung von f_t und f_{max}
Beweglichkeit μ_o	$\Uparrow$ Steilheit g_m $\Longrightarrow$ Erhöhung von f_t und f_{max}

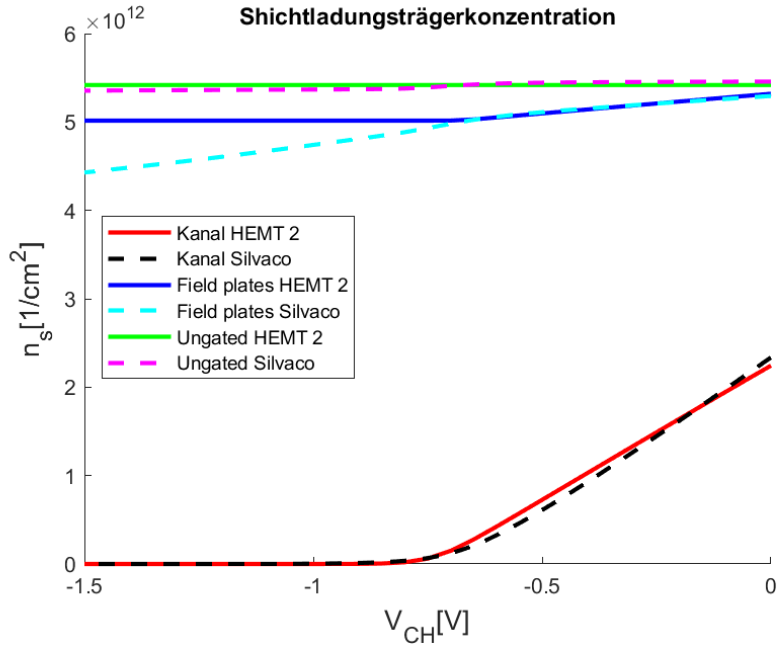
Tabelle 3.1: Einfluss von einzelnen HEMT Parametern

3.3.2 Verifikation des Kompakten Modells

Das Modell wird anhand von gemessenem Gleichstromverhalten und einer kommerziellen Software (Silvaco [49]) zur physikalischen Simulation von Halbleiterbauelementen verifiziert. Dazu werden zwei Prozessdurchläufe mit unterschiedlichen Dimensionen und Epitaxien verwendet. Die Tabelle 3.2 gibt die Modellparametersätze an, die sich nach der Prozessierung und der Anpassung an vermessenen Transistoren ergeben haben. Die Kontrolle der Schichtladungsträgerkonzentration des 2DEGs ist die fundamentale Funktionsweise eines HEMTs. Um diese Grundfunktion zu verifizieren, werden die Schichtladungsträgerkonzentrationen innerhalb des Kanals, unterhalb der field plates und in den ungated Bereichen in Abhängigkeit zur Gate-Spannung simuliert.In der Abbildung 3.6 ist der Vergleich zwischen dem Modell und der Silvaco-Simulation dargestellt. Die Simulationen zeigen eine hohe Übereinstimmung. Die Steuerwirkung der Schichtladungsträgerkonzentration unterhalb der field plates wird vom Modell unterhalb der Schwellspannung geringer angenommen als von der Silvaco-Simulation errechnet. In diesem Gate-Spannungsbereich haben wir einen geringfügig größeren Serienwiderstand als das Modell. Da die field plates einen maximalen Überhang von $100\,nm$ haben und die Abweichung der Schichtladungsträgerkonzentration klein ist, fällt die Abweichung in erster Näherung aber nicht ins Gewicht. Abbildung 3.8 präsentiert das gemessene und simulierte Gleichstromverhalten. Das kompakte Modell und die Silvaco Simulationen zeigen um die Schwellspannung eine



(a)



(b)

Abbildung 3.7: Simulierte Schichtladungsträgerkonzentration in den verschiedenen Modellbereichen für (a) HEMT1 und (b) HEMT2

Parameter	GaN-HEMT1	GaN-HEMT2
W_G $[\mu m]$	3	3
L_G $[\mu m]$	0.25	0.15
L_{GD} / L_{GS} $[\mu m]$	0.25 / 0.25	0.25 /0.25
L_{GHS} / L_{GHD} $[\mu m]$	0.05 / 0.05	0.1 / 0.1
Epitaxie Prozess		
R_{2DEG} $\left[\frac{\Omega}{\square}\right]$	370	675
R_C $\frac{\Omega}{mm}$	0.3	1
V_T $[V]$	-2.65	-0.75
d_{AlGaN} $[\mu m]$	0.027	0.012
ν_{sat} $\left[\frac{m}{s}\right]$	$1.2 \cdot 10^5$	$1.2 \cdot 10^5$
μ_o $\left[\frac{cm^2}{Vs}\right]$	1600	1600
n_{s_max} $\left[\frac{1}{m^2}\right]$	$0.9 \cdot 10^17$	$0.9 \cdot 10^17$
Fitparameter		
β	2	2
α	1.1	1.1
γ	1.3	0.5
T	5	1

Tabelle 3.2: Verwendete Modellparameter

hohe Übereinstimmung, während die gemessenen Daten für den HEMT 1 unterhalb der Schwellspannung deutlich abweichen. Das gemessene Verhalten lässt erkennen, dass der HEMT 1 eine sehr geringe Kontrolle des Kanals besitzt $\left(S_{ub}S_{lop} \approx 500\frac{mV}{decade}\right)$. Dieses Verhalten wird weder von dem Modell noch von der Silvaco Simulation widergespiegelt. Das Messergebnis deutet darauf hin, dass der Abstand zwischen dem Gate und dem 2DEG mit $d_{AlGaN} = 27nm$ zu groß für die Kanallänge von $L_G = 250nm$ ist, Verhältnis $\frac{G}{d_{AlGan}} \approx 9.26$, weswegen eine deutlich höhere Spannung benötigt wird, um den Kanal komplett abzuschnüren (Kurzkanaleffekt [50]). Demgegenüber hat der HEMT 2 eine deutlich bessere Kanalkontrolle $\left(S_{ub}S_{lup} \approx 140\frac{mV}{decade}\right)$. Hier ist das Verhältnis von Kanallänge zum Gate-Kanalabstand mit $\frac{L_G}{d_{AlGaN}} = 12.5$ deutlich günstiger. Das resultiert aus einem besseren Abschnürverhalten des HEMTs, welches näher an dem theoretischen Verhalten liegt. Dieses spiegelt sich in einer hohen Übereinstimmung zwischen den gemessenen Daten und der Silvaco- und Modellsimulationen wieder.

In der Abbildung 3.9 sind die simulierten S-Parameter und die Gate-Source-Kapazität gegenübergestellt. Die S-Parameter wurden in einer Source-Schaltung simuliert, wobei Gate-Source als Port 1 und Drain-Source als Port 2 fungieren. Sowohl der Eingangs- als auch der Ausgangsreflexionsfaktor der Silvaco Simulation zeigen eine höhere Kapazität als das Modell 3.9. Beides entsteht durch die Streukapazitäten der ungated Bereiche, welches das Modell nicht erfasst. Das spiegelt sich auch in der Gate-Source-Kapazität wieder. Während das Modell mit steigender Schichtladungsträgerkonzentration einen steilen Anstieg der Kapazität aufweist, kommt die Silvaco-Simulation von einem Plateau und zeigt hinter der Schwellspannung auch nicht die Abnahmen der Kapazität wie das Modell. Beim Modell entsteht das Verhalten durch die Ladungsträgersättigung. Bei steigender Spannung fällt die Kapazität dadurch ab.

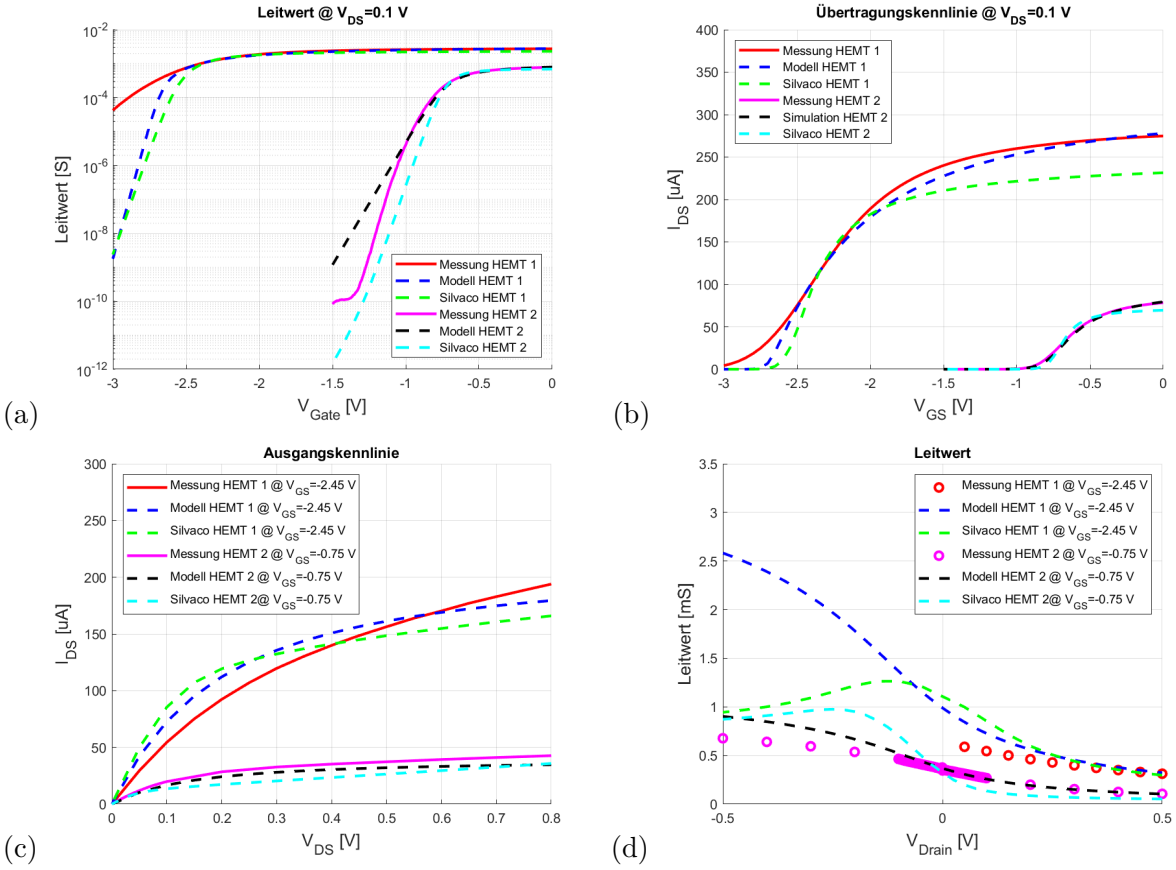
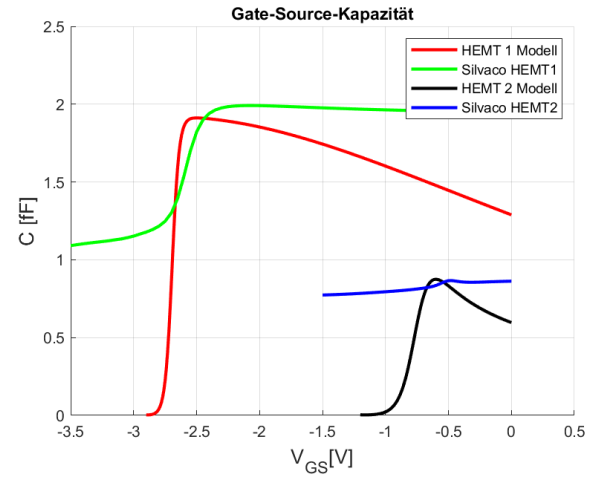
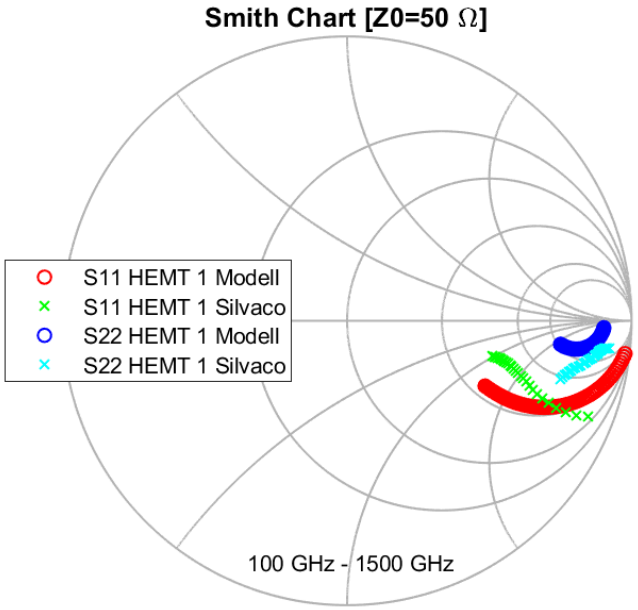


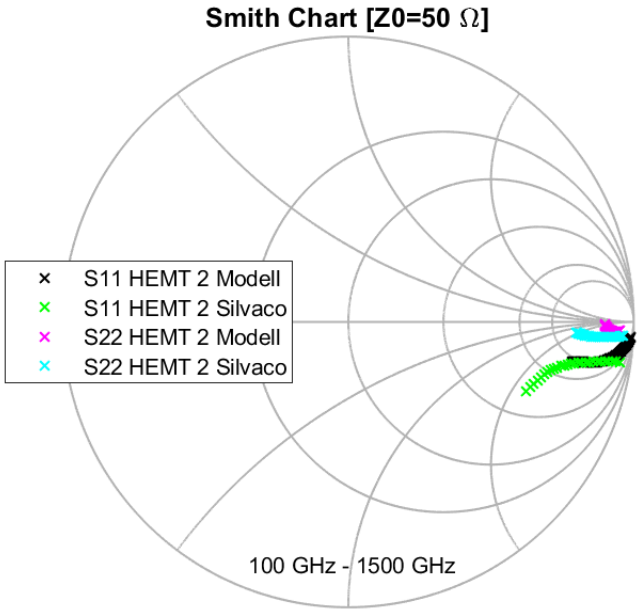
Abbildung 3.8: Vergleich des Gleichstromverhaltens zwischen Messung und Modellierung. (a) Drain-Source-Leitwert, (b) Übertragungskennlinie,(c) Ausgangskennlinie und (d) Leitwertverhalten beim Übergang vom ersten in den dritten Quadranten



(a)



(b)



(c)

Abbildung 3.9: (a)Gate-Kanalkapazität und S-Parameter für 0.1THz - 1.5THz @ VDS=0,1 V HEMT 1 (b) VGS=-2.5 V, HEMT 2 VGS=-0.6 V (c)

3.3.3 Vergleich der Taylorreihen Terme von Modell und Messung

Anhand einer Taylorreihen Entwicklung des Drain-Source-Stromes, wurde im zweiten Kapitel hergeleitet, wie bei der resistiven SelbstmischunâĹ§g der Gleichstromanteil im Drain-Source-Strom entsteht, woraus sich zwei Terme ergaben, die für den entstehenden Gleichstromanteil verantwortlich sind. Der dominante Term ist der differenzielle Ausgangsleitwert, der nach der Gate-Spannung differenziert wird. Bezugnehmend auf die Nomenklatur im zweiten Kapitel wird dieser im weiteren als zweiter Term bezeichnet.

$$-\frac{\partial}{\partial u_{gs}} g_{ds}\left(-U_{GS}, 0\right) \tag{3.42}$$

Wobei g_{ds} den differenziellen Ausgangsleitwert bei einer beliebigen Gate-Source-Vorspannung und ohne Drain-Source-Vorspannung darstellt. Der erste Term der Taylorreihe ist der differenzielle Ausgangsleitwert der nach der Drain-Source-Spannung differenziert wird.

$$\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial u_{ds}} g_{ds}\left(-U_{GS}, 0\right) \tag{3.43}$$

Dieser Term stellt die Linearität des differenziellen Ausgangsleitwertes des HEMTS dar. Da der Strom eine annähernd lineare Funktion um den Nullpunkt ist, spielt der Term eine untergeordnete Rolle und kann im Allgemeinen vernachlässigt werden.
Die Abbildungen 3.10 und 3.11 präsentieren die sich aus den verifizierten Modellen ergebenden Terme der Taylorreihen und stellen sie denen sich aus der Drain-Source-Strom Messungen ergebenden gegenüber. Jeweils als topographische Darstellung in Abhängigkeit von der Gate-Source- und Drain-Source-Spannung
Beide Modelle modellieren den Drain-Source-Strom im betrachteten Spannungsbereich gut. Für eine Drain-Source-Spannung von Null sind beide Modelle in der Lage, den zweiten Term der Taylorreihe nachzubilden.
Für den ersten Term der Taylorreihe gibt es zwischen der Messung und den Modellen Abweichungen. Während die Messungen zwei Extrema in der Linearität des differenziellen Leitwertes anzeigen, ist die Steigung ansonsten Null. Die beiden Modelle Zeigen eine minimale negative Steigung des differenziellen Leitwertes. Da der erste Term vier Größenordnungen unterhalb des zweiten Terms liegt und zusätzlich noch halbiert wird, kann der Einfluss vernachlässigt werden.
Das kompakte Modell des intrinsischen HEMTs spiegelt das Verhalten der Gleichstrommessungen und der Silvaco-Simulationen für sehr unterschiedliche Parametersätze hinreichend genug wieder.

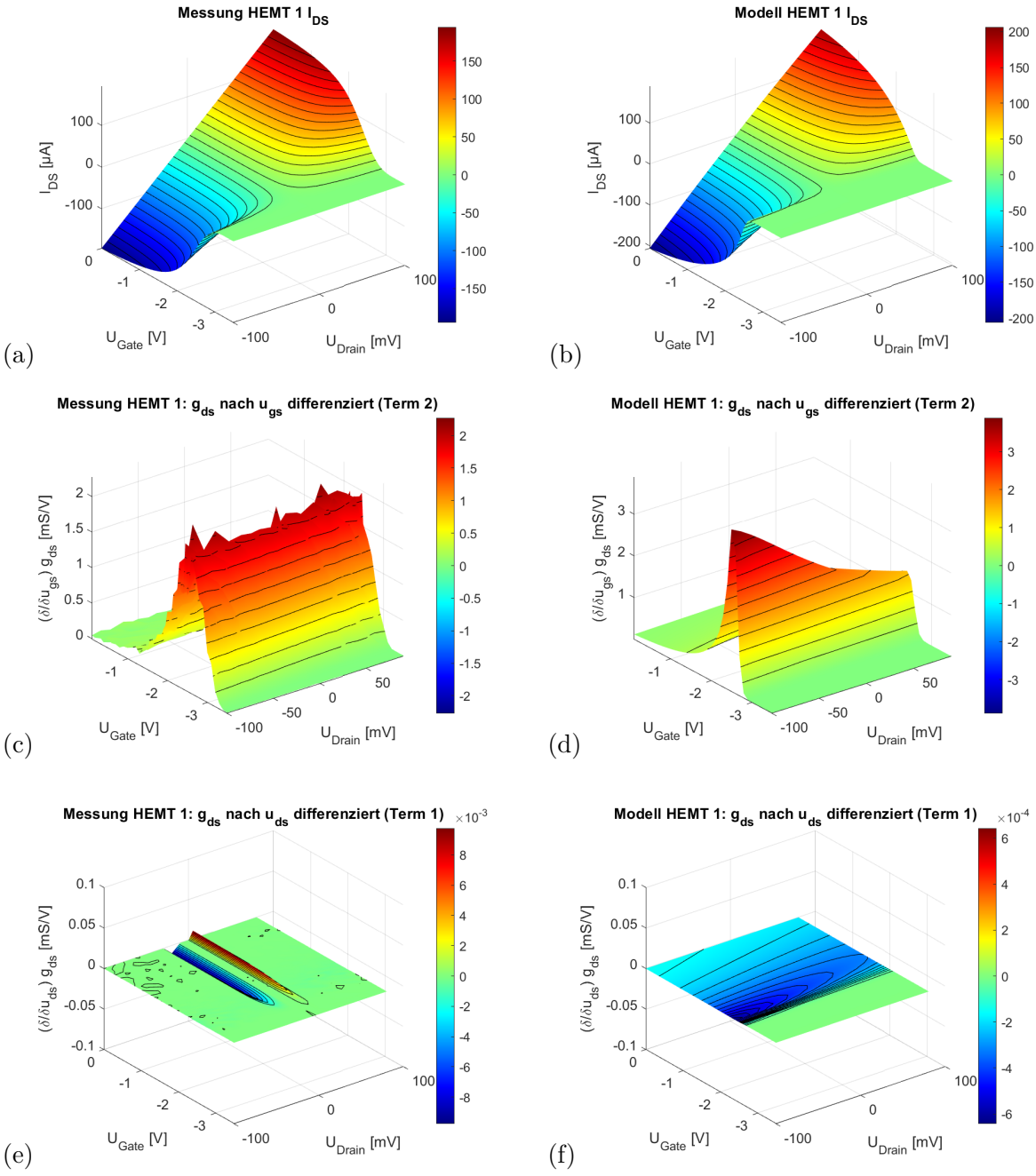


Abbildung 3.10: Vergleich von Taylorreihentermen zwischen Messung und Modell1

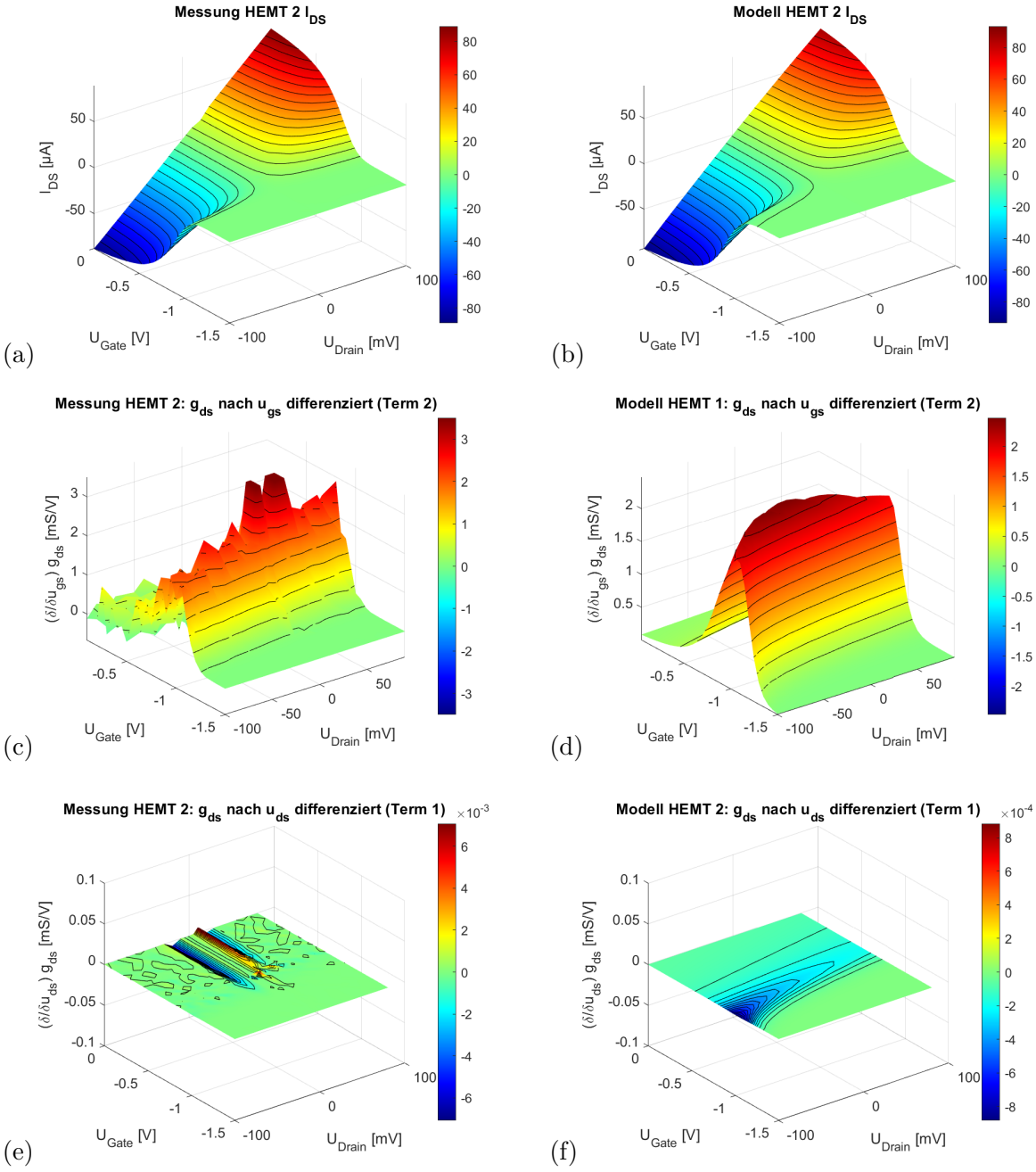
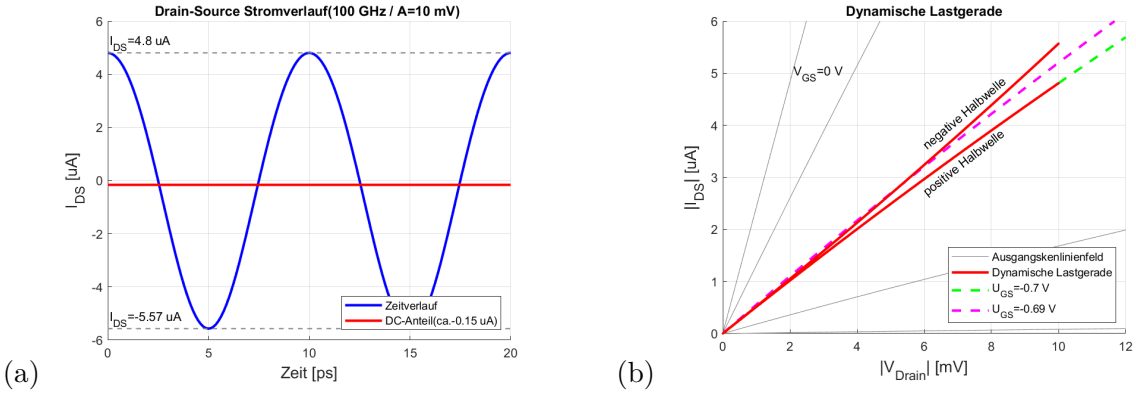


Abbildung 3.11: Vergleich von Taylorreihentermen zwischen Messung und Modell2

3.3.4 Simulation zur Überprüfung des resistiven Mischens

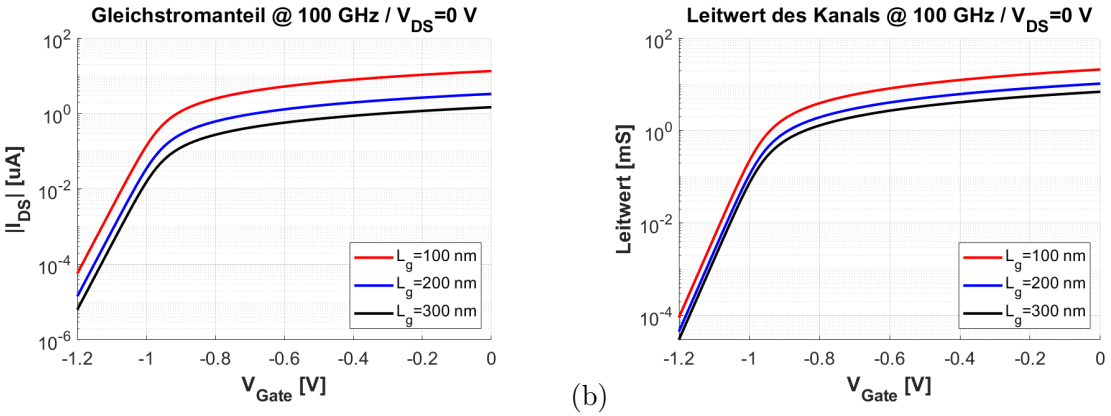


(a) (b)

Abbildung 3.12: Simulation mit einem idealen Kanal: (a) Zeitliche Darstellung des Stromsignals und (b) des Absolutbetrages der dynamischen Lastgeraden

Anhand von Simulationen soll das resistive Mischen an dem entwickelten Modell nachvollzogen werden. Im zweiten Kapitel wurde gezeigt, dass bei der resistiven Selbstmischung das Eingangssignal gleichzeitig eine Drift- und Leitwertmodulation im Kanal des HEMTs verursacht, was einen Gleichstromanteil im entstehenden Drain-Source-Strom erzeugt.
Dieser Gleichstromanteil kann als Detektionsstrom gemessen werden. Zur Veranschaulichung dieser Funktionsweise ist in der Abbildung 3.12 die Simulation des Modells von HEMT 2 aus dem vorigen Kapitel dargestellt. Die Gate-Source-Vorspannung beträgt $V_{GS} = -0.7\,V$ und die Drain-Source-Vorspannung $V_{DS} = 0\,V$. Das Modulationssignal wird zwischen dem Drain- und Gate-Anschluss eingespeist, während zwischen dem Gate- und Source-Anschluss ein hochfrequenter Kurzschluss realisiert wird. Die Einspeisung zwischen dem Drain- und Gate-Kontakt bei ideal kurzgeschlossenem Gate-Source-Kontakt ist gleich einer Drain-Source Einspeisung (s. Kapitel 2). Diese ideale Bedingung ist nur theoretisch zu erzielen, da ein realer Kondensator eine räumliche Ausdehnung bzw. Bauform hat. Diese führt zu einem frequenzabhängigen Verhalten. Deswegen wird im Folgenden mit einem HF-mäßig ideal kurzgeschlossenen Gate-Source Kontakt simuliert und später dessen Einfluss untersucht.
Als Modulationssignal wurde ein harmonisches Signal mit einer Frequenz von $f = 100\,GHz$ und einer Amplitude $A_0 = 10\,mV$ verwendet. Der linke Graph der Abbildung 3.12 stellt die Simulation des entstehenden Drain-Source-Stromes I_{DS} über der Zeit dar. In dem Graphen sind die unterschiedlichen Amplitudenwerte eingezeichnet und der hieraus entstehende Gleichstromanteil. Wie die Taylorreihenentwicklung im Kapitel 2 vorhergesagt hat, entsteht ein negativer Gleichstromanteil.
In der Darstellung des Drain-Source-Stromes über die Zeit ist zu sehen, dass die beiden Halbwellen eine unterschiedliche Verzerrung der Amplitude aufweisen, was zu einem negativen Gleichstromanteil führt. Nach den im Kapitel 2 hergeleiteten Zusammenhängen der Spannungen, ergab sich für die differenzielle Gate-Source-Spannung die folgende Abhängigkeit zur differenziellen Drain-Gate-Spannung.

$$\Delta u_{gs} = -\Delta u_{dg} \tag{3.44}$$



(a) (b)

Abbildung 3.13: Simulation des Betrages des Gleichstromanteils (a) und des Leitwertes des idealen Halbleiterkanals (b) in Abhängigkeit von der Gate-Source-Spannung V_{Gate} bei Variation der Kanallänge L_g

Zusammen mit der Gate-Vorspannung, welche bei einem GaN-HEMT negativ ist,

$$u_{gs} = -U_{GS} + u_{gs} \tag{3.45}$$

ergibt sich, dass die negative Halbwelle des harmonischen Modulationssignals die Gate-Source-Spannung vergrößert und die positive verringert. Damit weist der Halbleiterkanal für die negative Halbwelle eine höhere Leitfähigkeit auf als für die positive. Die so entstehende Asymmetrie in dem Drain-Source-Strom erzeugt einen negativen Gleichstromanteil.
Im rechten Bild ist der Betrag der zugehörigen dynamischen Lastgeraden in das Ausgangskennlinienfeld eingezeichnet. Hierzu wurden die Beträge der zeitlichen Verläufe des Drain-Source-Stromes zu der Drain-Source-Spannung aufgetragen. Die Darstellung der dynamischen Lastgeraden im Ausgangskennlinienfeld hat den Nachteil, dass die Information über die Polarität des Signals verloren geht. Allerdings gibt die Öffnung der beiden Graphen einen qualitativen Eindruck zum entstehenden Gleichstromanteil.
Vor der Betrachtung des Einflusses der einzelnen Designparameter des vollständigen HEMTs auf die Detektionseigenschaften wird das resistive Mischen nur anhand des idealen Halbleiterkanals untersucht.
Dazu wird der erzeugte Gleichstromanteil eines Modulationssignals bei $f = 100\,GHz$ mit einer Amplitude von $A_0 = 10\,mV$ unter dem Einfluss der Gate-Source-Spannung V_{Gate} untersucht. Diese Untersuchung wird für die Gate-Längen L_g von $100\,nm$, $200\,nm$ und $300\,nm$ durchgeführt.
Die linke Seite (a) der Abbildung 3.13 zeigt den Betrag des simulierten Gleichstromanteils. Die rechte Seite der Abbildung 3.13 stellt den Leitwert des Kanals in Abhängigkeit der Gate-Source-Spannung dar. Mit abnehmender Gate-Source-Spannung wird der Kanalleitwert größer, was zu einem steigenden Gleichstromanteil führt. Hier ergibt sich die erwartete Abhängigkeit zwischen der Abnahme der Kanallänge und der Zunahme der Leitwertmodulation und dem damit gesteigerten Gleichstromanteil.
Die erzielten Ergebnisse bezüglich des Detektionsstromes in Abhängigkeit zur Gate-Source-Spannung überraschen auf den ersten Blick, da die maximale Konversion für eine Gate-Vorspannung von 0 Volt erzielt wird. Was daran liegt, dass in diesem Arbeitspunkt der

ideale Halbleiterkanal die maximale Leitfähigkeit hat, wodurch relativ zum Eingangssignal gesehen die größte unsymmetrische Amplitude des Stromsignals erzeugt wird. Im folgendem Unterkapitel, in dem der vollständige HEMT untersucht wird, zeigt sich ein anderes Verhalten, bei dem ein ausgeprägtes Maximum auftritt. Die Ausprägung des Maximums wird durch die parasitären Kontaktwiderstände und der Widerstände der ungated Bereiche, welche in Serie zu dem Halbleiterkanal liegen, verursacht. Was darin begründet liegt, dass an den in Serie liegenden parasitären Widerständen ein immer größer werdender Teil der Driftspannung abfällt. Diese Spannungsabfälle werden gegenüber der differenziellen Leitwertänderung des Halbleiterkanals mit sinkender Gate-Source-Spannung immer dominanter.
Diese Einflüsse werden im folgenden Kapitel genauer betrachtet.

3.3.5 Betrachtung und Diskussion der einzelnen HEMT Designparameter

Die Tabelle 3.3 visualisiert die Modellparameter, die untersucht werden, jeweils mit ihren Variationen und den Standardwerten für die Untersuchungen der jeweils anderen Parameter.

Parameter	**Standard**	**Variation**
Gate-Weite W_G $[\mu m]$	3	$1-3-5-7$
Gate-Länge L_G $[\mu m]$	0.25	$0.1-0.15-0.2-0.25$
Epitaxie / Prozess		
Kontaktwiderstand R_C $\left[\frac{\Omega}{mm}\right]$	0.5	$0.1-0.25-0.5-0.75-1$

Tabelle 3.3: Standard HEMT Parameter und ihre Variationen zur Simulation des resistiven Mischens

Die Abbildung 3.14 präsentieren die Simulationsergebnisse der Parameterstudien. In der ersten Spalte ist für alle Parameter der erzeugte DC-Strom im Bezug zur Gate-Source-Spannung dargestellt. In der zweiten Spalte ist der erzeugte DC-Strom über der Frequenz bei der optimalen Gate-Source-Spannung dargestellt.
Die oberste Bildreihe zeigt die Ergebnisse mit den Standardwerten aus der Tabelle 3.3. Gegenüber den Untersuchungen am idealen Kanal besitzt die Konversion ein ausgeprägtes Maximum. Dieses Verhalten wird durch die parasitären resistiven Anteile der ungated-Bereiche und vor allem der Kontaktwiderstände verursacht. Da diese Widerstände in Serie zum Kanal liegen, fällt an ihnen ein Teil der vom Eingangssignal verursachten Drain-Source-Spannung ab. Je weiter der Leitwert des Kanals im Vergleich zu diesen parasitären Leitwerten steigt, desto weniger Spannung fällt über dem Kanal ab. Damit sinkt das E-Feld zur Modulation der Driftgeschwindigkeit über dem Kanal. Der entstehende Drain-Source-Strom wird dabei zunehmend von den linearen Widerständen des ungated Bereiches und den Kontaktwiderständen bestimmt.
Die resistive HF-DC-Konversion ist eine Spannungs-Strom-Konversion bzw. eine spannungsgesteuerte Stromquelle. Ein Teil der Steuerspannung fällt über den parasitären Widerständen der Drain-Source-Strecke ab, dementsprechend sensitiv reagiert die äquivalente gesteuerte Stromquelle auf die parasitären Widerstände. Sehr deutlich zeigt sich das bei der Variation der Kontaktwiderstände. Zwischen dem Maximum von $1\frac{\Omega}{mm}$ und dem Minimum von $0.1\,\frac{\Omega}{mm}$ liegt ein Faktor von 6 bei dem erzeugtem Gleichstromanteil, wie in der Abbildung 3.14

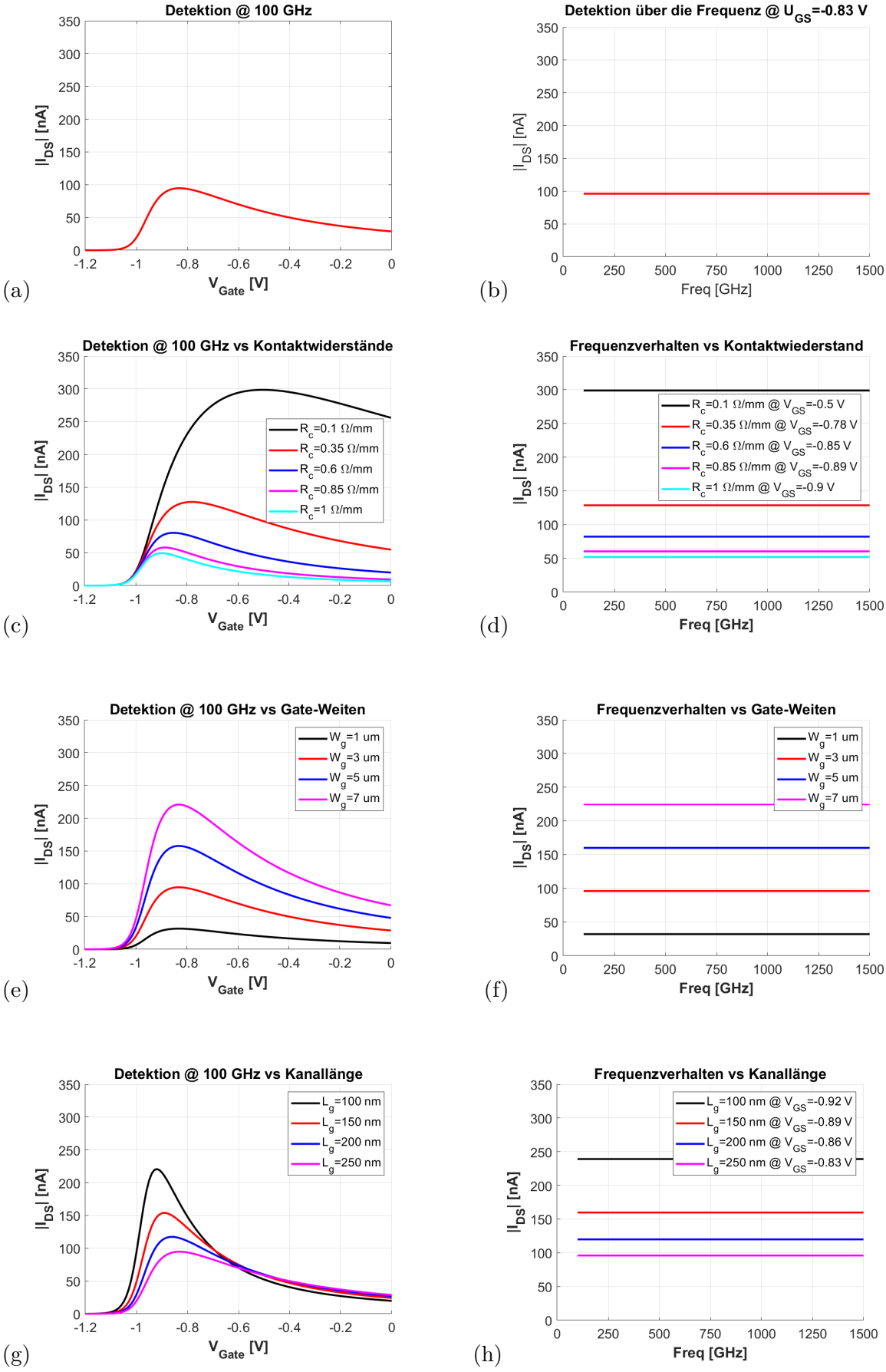


Abbildung 3.14: Einfluss von ausgewählten HEMT-Parametern auf die HF-DC-Konversion.

(c) dargestellt ist. Mit sinkendem Kontaktwiderstand wird die Leitwertänderung des Kanals, als dominierender Faktor zur Formung des Stromsignals, auch für kleinere Gate-Source-Spannungen erreicht. Daraus ergibt sich eine geringere Gate-Source-Vorspannung für maximale Konversion, da bei dieser niedrigeren Spannung immer noch die Leitwertänderung des Kanals dominant gegenüber der parasitären resistiven Anteilen des HEMTs ist. Dieses Verhalten zeigt eine nichtlineare Abhängigkeit. Die äquidistante Erhöhung der Kontaktwiderstände, spiegelt sich nicht in einer entsprechenden Erhöhung im Gleichstromanteil wieder.
Die Vergrößerung der Gate-Weite 3.14 (f) führt in zweifacher Hinsicht zu einer verbesserten Konversion. Auf der einen Seite sinken der Kontaktwiderstand und die Widerstände der ungated-Bereiche, auf der anderen Seite steigt der Leitwert.
Die Reduzierung der Kanallänge führt zu einer Steigerung der Konversion. Der differenzielle Ausgangsleitwert hat eine höhere Steigung, da die Driftgeschwindigkeit, bei gleicher Spannung, über einen größeren Bereich moduliert wird, da die E-Feldstärke im Kanal einen größeren Bereich überstreicht
Für alle getesteten Parameter zeigt sich keine Frequenzabhängigkeit. Hier sei darauf hingewiesen, dass es sich hier nur um den intrinsischen Transistor handelt, bei dem die extrinsischen Kapazitäten nicht enthalten sind. Durch den idealen Kurzschluss zwischen dem Gate- und Source-Anschluss hat die Gate-Kanalkapazität keinen Einfluss.
Das Modell erfasst das resistive Mischen sehr gut und zeigt, dass es sich dabei um eine spannungsgesteuerte Stromquelle handelt. Zur Verbesserung der Konversion muss das HEMT Design, wie bei der klassischen Optimierung zu höheren Frequenzen, verbessert werden bzw. ein Kompromiss zwischen Steigerung des Leitwertes und Vergrößerung der parasitären Kapazitäten gefunden werden. Das bedeutet Reduzierung der Kanallänge, aller parasitären resistiven Elemente, die Kontaktwiderstände und Schichtwiderstande des 2DEGs und somit ein Kompromiss zwischen der Gate-Weite und den parasitären Kapazitäten. Zusätzlich sollte der Kanal-Gate-Abstand (d_{AlGaN}) so gering wie möglich sein, um eine hohe Steuerwirkung des Kanals (subthreshold slope) zu erzielen, damit die geringe Amplitude des Eingangssignals zu einer größtmöglichen Leitwertveränderung des Kanals führt.

3.3.6 Gate-Source-Kurzschluss

Um den Einfluss des Gate-Source-Kurzschlusses zu verifizieren, wurde der HEMT aus dem vorhergegangenen Unterkapitel mit den Standardwerten verwendet. Zu dem Kurzschluss wurden in Serie der resistive und induktive Anteil untersucht. Abbildung 3.15 illustriert die Simulationsergebnisse. Eine Erhöhung des resistiven Anteils im Kurzschluss führt zu einer Reduzierung der Konversion, da die hochfrequente Potenzialgleichheit zwischen Source und Gate nicht mehr gegeben ist. Ein induktiver Anteil kann zu einer Erhöhung der Konversion eingesetzt werden, da dies zu einer Drain-Source-Spannungserhöhung führt, was eine Erhöhung der Driftmodulation verursacht. Das rechte Bild der Abbildung 3.15 zeigt die mögliche Erhöhung der Konversion durch einen induktiven Anteil. Eine planare Realisierung eines hohen induktiven Anteils, die mit in der Antennenstruktur integriert ist, würde nur schmalbandig durch eine kurzgeschlossene Leitungsstruktur zu realisieren sein. Da dieser Ansatz nur schmalbandig realisierbar ist, wird dieser Ansatz nicht weiterverfolgt. Ein breitbandiger

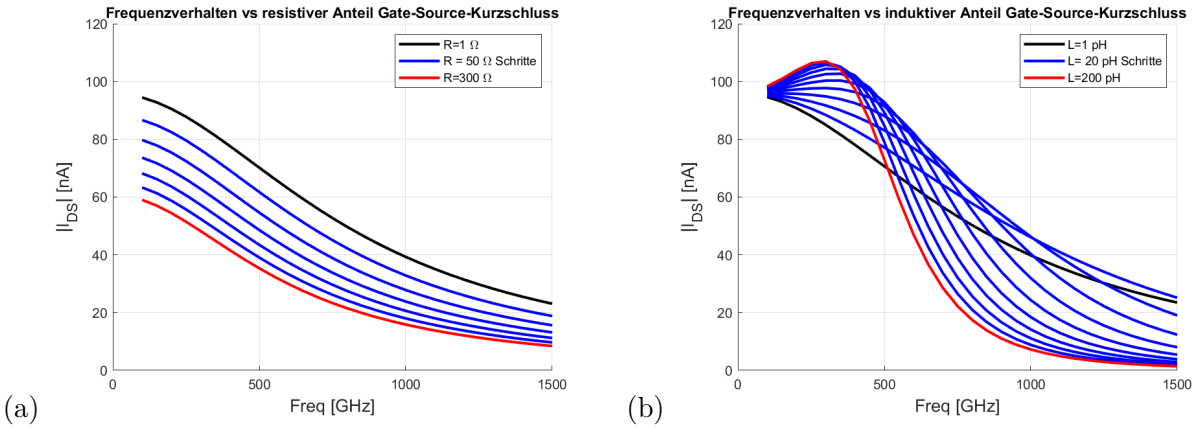


Abbildung 3.15: Einfluss der resistiven und induktiven Anteile des Gate-Source Kurzschlusses auf die DC-HF-Konversion

Kurzschluss kann demgegenüber in dem MMIC-Prozess leicht als MIM-Kondensator realisiert werden.

3.3.7 Plasmonisches Modell

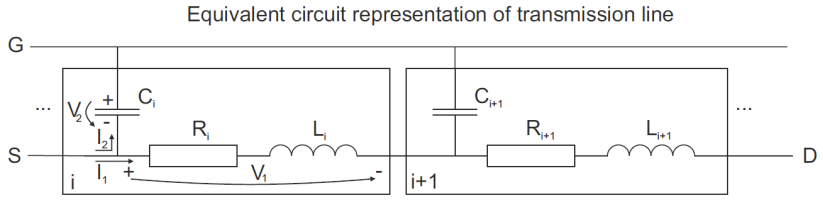


Abbildung 3.16: Schematische Darstellung von zwei Zellen des Kanals vom plasmonischen Modell [34]

Das Plasmonische Modell wurde mittels des Leitungsgleichungsansatzes implementiert [34]. Dabei werden zwei Bereiche unterschieden: Einerseits der Kanal und andererseits die ungated-Bereiche. Die Bereiche werden jeweils in gleich große Zellen unterteilt. Abbildung 3.16 zeigt zwei Zellen des Kanals mit ihren Ersatzschaltelementen. Die Zellen der ungated-Bereiche unterscheiden sich gegenüber dem Kanal darin, dass es keine Kapazitäten gibt. Die Spannung ist an den Zellengrenzen stetig. Für jede einzelne Zelle wird der Gesamtstrom I_1 berechnet. Der Strom setzt sich aus drei Anteilen zusammen, welche durch unterschiedliche Transportmechanismen gekennzeichnet sind: Driftstrom (engl. Drift Current I_{drift}), welcher durch das E-Feld entlang einer Zelle verursacht wird, Diffusionsstrom (engl. Diffusion current I_{diff}), der durch lokale Unterschiede in der Ladungsträgerkonzentration und Temperatur verursacht wird und ein Konvektionsstromanteil zur Beschreibung der kinetischen Induktivität I_{conv}, welche essentiell für die plasmonische Beschreibung des Ladungsträgerverhaltens ist. Der Gesamtstrom durch eine Zelle ist damit.

$$I_1 = I_{drift} + I_{diff} + I_{conv} \tag{3.46}$$

Im Folgenden werden die einzelnen Ersatzschaltelemente und die zu ihnen gehörenden Stromanteile beschrieben.
Die Kapazität der einzelnen Zellen berechnet sich aus den lokalen Ladungsträgern.

$$Q = q\,n\,W_g\,\Delta x \tag{3.47}$$

Wobei das Δx die Länge einer einzelnen Zelle repräsentiert, die sich aus der Gesamtanzahl der Zellen N und der Länge des Kanals L_G zu $\Delta x = \frac{L_G}{N}$ ergibt. Die Ladungsträgerkonzentration n beschreibt die Ladungsträger einer Zelle und ergibt sich aus der lokalen Kanal- zu Gate-Spannungsdifferenz, in der Abbildung 3.16 als V_2 bezeichnet.

$$n = N\left(V_2(t)\right) \tag{3.48}$$

Die lokale Spannung und damit die Ladungsträgerkonzentration werden durch das eingeprägte HF-Signal moduliert. Die Kapazität jeder Zelle wird durch einen zeitabhängigen Ladungsträgerstrom zwischen Gate-und Kanal beschrieben (I_2 in Abbildung 3.16).

$$I_2 = \frac{\partial Q}{\partial t} = q\,W_G\,\Delta x\,\frac{\partial n}{\partial V_2}\,\frac{\partial V_2}{\partial t} \tag{3.49}$$

Der Ladungsträgerstrom entlang des Kanals wird durch den Serienwiderstand repräsentiert und errechnet sich aus der lokalen Ladungsträgerkonzentration und dem lateralen E-Feld zu:

$$I_{drift} = q\,n\left(V_2\right)\,\mu\,W_G\,E_x \tag{3.50}$$

Das negative laterale E-Feld entlang des Kanals ist eine Funktion von x und ergibt sich aus dem negativen räumlichen Gradienten des lokalen Gate- zu Kanalpotenzials ϕ,

$$E_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \approx -\frac{\Delta V_2}{\Delta x} = \frac{\Delta V_1}{\Delta x} \tag{3.51}$$

mit der Bezeichnung aus der Abbildung 3.16.
Der Diffusionsstrom setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Einem, der durch unterschiedliche Ladungsträgerkonzentration verursacht wird, und einem, der durch die unterschiedliche räumliche Temperatur der Ladungsträgerkonzentrationen entsteht.

$$I_{diff} = j_{diff}\,W_g = \left(n\left(V_2\right)\frac{\partial T_c}{\partial x} + T_c\frac{\partial n\left(V_2\right)}{\partial x}\,E_x\right)\,\mu\,k_B\,W_G \tag{3.52}$$

Dabei stellt k_B die Bolzmannkonstante und T_C die Temperatur der Ladungsträgerkonzentrationen dar. Der Gradient der Temperatur der Ladungsträgerkonzentrationen wird rekursiv gelöst.
Die Induktivität in Serie repräsentiert die kinetische Energie der sich ballistisch bewegenden Elektronen, wodurch ein zusätzlicher Anteil im Konvektionsstrom entsteht.

$$I_{conv} = j_{conv}\,W_G = \left[\frac{\tau_p}{q}\,\frac{\partial}{\partial x}\frac{j^2}{n\left(V_2\right)} - \tau_p\frac{\partial j}{\partial t}\right]\,W_G \tag{3.53}$$

Dieser Anteil beschreibt eine zentrale Eigenschaft des plasmonischen Verhaltens des 2DEGs. Zur Beschreibung der Schichtladungsträgerkonzentration in Abhängigkeit des Gate-Source-Spannung wurde folgender Zusammenhang benutzt.

$$n\left(V_{Gate}\right) = 1 + \ln\left(1 + e^{n_1(V_G - V_{th} + n_2)}\right) \tag{3.54}$$

Wobei n_1 und n_2 Konstanten sind, die sich aus empirischen Untersuchungen von verschiedenen Materialien ergeben haben, um das gemessene Verhalten von Transistoren besser nachbilden zu können.
Für eine tiefere und ausführliche Beschreibung des plasmonischen Modells soll noch einmal auf die Dissertation verwiesen werden, in deren Rahmen das hier verwendete Modell entwickelt wurde [34].

4

Antennen

4.1 Einleitung

Zur Einkopplung der THz-Strahlung in die Halbleiterstruktur wird eine Antennenstruktur benötigt. Diese soll ihren Fußpunkt zwischen den beiden metallischen Strukturen des Drain- und Gate-Anschlusses haben und in dieser Drain-Gate-Referenzebene eine möglichst hohe Impedanz realisieren. Dabei liegt die Metallisierung der Antennenstruktur auf einem Substrat auf, das das Verhalten der Antenne hinsichtlich Abstrahlcharakteristik und Fußpunktimpedanz beeinflusst. In den Unterkapiteln 4.2 - 4.4 werden die Grundlagen zur Antennentechnik, die Besonderheit von on-Chip-Antennen und die Konzepte von breitbandigen Antennen vorgestellt. In den Unterkapiteln von 4.4 werden die in dieser Arbeit entwickelten breitbandigen Antennendesigns, die Bow-Tie-Antenne und die logarithmische Spiralantenne präsentiert sowie der Einfluss der einzelnen Designparameter gezeigt. Der Einfluss von zusätzlichen metallischen Bereichen im Antennenfußpunkt wird im Unterkapitel 4.5 diskutiert. Für die entworfenen breitbandigen Antennen wird im Kapitel 4.6 ihr jeweiliges Selbstkomplementär vorgestellt. Abschließend wird auf die Verwendung einer Silizium-Linse zum Einkoppeln von THz-Strahlung ins Substrat eingegangen. Aus den in diesem Kapitel gewonnenen Erkenntnissen leiten sich die Antennenstrukturen der im Kapitel 5 realisierten THz-Umgebungen ab.

4.2 Grundlagen Antennentechnik

Die Antennentechnik und Antennentheorie ist untrennbar mit der Entdeckung und technischen Nutzung von elektromagnetischen Wellen unterhalb des infraroten Spektralbereichs verbunden und geht bis ins 19 Jahrhundert zurück. Allgemein ist eine Antenne ein Gebilde, welches in der Lage ist, leitungsgebundene elektromagnetische Wellen in elektromagnetische Freiraumwellen zu transformieren oder vice versa. Bei einer Sendeantenne können sich leitungsgebundene elektromagnetische Wellen von der Antenne lösen und sich im umgebenden Medium ausbreiten. Bei der Empfangsantenne wird Energie aus einer einfallenden elektromagnetischen Freiraumwelle entzogen und diese in eine leitungsgebundene elektromagnetische Welle überführt.

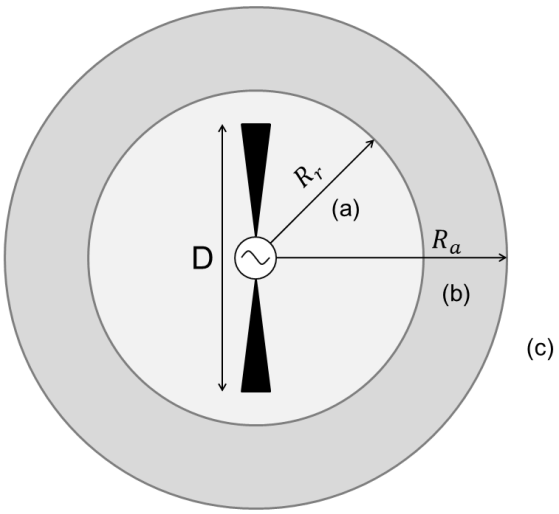


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Feldbereiche in der Umgebung einer Antenne (a) reaktives Nahfeld (b) abstrahlendes Nahfeld (c) Fernfeld [51]

Für eine effiziente Transformation muss die Antenne wellenwiderstandsmäßig angepasst sein und eine Baugröße aufweisen, die das Lösen der elektromagnetischen Welle von der Leitung bzw. die Einkopplung in die Leitung ermöglicht. Diese liegt in der Größenordnung der Wellenlänge der elektromagnetischen Welle im Medium. Für eine effiziente Transformation sollte die Antenne mindestens die Größe von einer halben Wellenlänge haben. Es besteht kein grundsätzlicher Unterschied zwischen einer Sende- und einer Empfangsantenne (Reziprozitätsprinzip), so lange keine zusätzlichen aktiven oder nicht-reziproken Komponenten in die Antenne eingebracht werden. Durch das sehr große Einsatzgebiet von Antennen sind die praktischen Ausführungen sehr vielfältig. Im Folgenden wird auf die fundamentalen Kenngrößen von Antennen eingegangen, die unabhängig von der Form der Realisierung gültig sind [51].
Der Raum um eine Antenne kann in unterschiedliche Bereiche eingeteilt werden, deren Einteilung von der maximalen charakteristischen Abmessung der Antenne D und der Wellenlänge λ abhängt. Die Abbildung 4.1 stellt diese Bereiche schematisch dar. Direkt um die Antenne im Abstand von $R_r < 0.62 \cdot \sqrt{\frac{D^3}{\lambda}}$ schließt sich das reaktive Nahfeld an. Objekte, die in diesen Bereich um die Antenne eingebracht werden, beeinflussen die Antenne direkt und können induktiv bzw. kapazitiv angekoppelt werden. Diese Ankopplung führt zu einer Verschiebung der Eingangsimpedanz und kann bei Objekten, die groß sind im Verhältnis zur Antenne, dazu führen, dass das elektromagnetische Feld sich nicht mehr von der Antenne lösen kann. Zwischen dem reaktiven Nahfeld und dem Fernfeld befindet sich das abstrahlende Nahfeld für $R_a < c \cdot \frac{D^2}{\lambda}$. In diesem Bereich hat sich die elektromagnetische Welle bereits gelöst und beginnt sich im Raum auszubreiten. Allerdings können Objekte noch angekoppelt werden und mit der Antenne interagieren, was sich in einer Änderung der Eingangsimpedanz widerspiegelt. Im Fernfeld hat sich eine in Ausbreitungsrichtung konstante Winkelabhängigkeit der Feldverteilung eingestellt und die longitudinalen Feldanteile sind verschwunden.
Die folgenden Kenngrößen der Antenne werden nur im Fernfeld betrachtet, da dies den für den normalen Betrieb einer Antenne relevanten Bereich darstellt. Der Literatur folgend werden die elektrischen und magnetischen Feldkomponenten in Kugelkoordinaten beschrieben.
Die Kenngrößen einer Antenne sind Richtdiagramm, Gewinn, Wirkfläche und Polarisation.

Zur Beschreibung dieser Kenngrößen werden die zwei einfachsten Grundformen einer Antenne eingeführt, der Isotropstrahler (Kugelstrahler) und der elektrische Elementarstrahler. Der Kugelstrahler stellt eine Antenne dar, die verlustlos und gleichmäßig in alle Raumrichtungen abstrahlt bzw. empfängt. Dieser strahlt Kugelwellen mit einer sphärischen Phasenfront ab. Damit ergibt sich im Abstand r eine winkelunabhängige ($\frac{\partial}{\partial\vartheta} = \frac{\partial}{\partial\varphi} = 0$) Leistungsdichte der Strahlung:

$$S = \frac{P_S}{4\,\pi\,r^2} \tag{4.1}$$

wobei P_S die gesamte abgestrahlte Wirkleistung beschreibt. Der Kugelstrahler ist eine theoretische Konstruktion, da jede kugelsymmetrische Ladungs- oder Stromverteilung statisch ist und daher nicht strahlt. Aus diesem Grund gibt es keinen elektromagnetischen Monopolstrahler, wie er benötigt würde, um einen Kugelstrahler zu realisieren. Der Kugelstrahler ist aber als Normierung ideal, da er die grundsätzlich vorhandene r-Abhängigkeit beschreibt. Der elektrische Elementarstrahler andererseits kann durch einen elektrisch kurzen Linearstrahler mit der Länge $l \ll \frac{\lambda_0}{4}$ als konzentriertes Bauteil beschrieben werden. Solch ein infinitesimaler Linearstrahler wird auch Hertzscher Dipol genannt. Bei Anregung mit einem zeitlich sinusförmigen Strom mit der Stromamplitude von I wird eine konstante Stromverteilung entlang des Leiters angenommen. Die transversalen Feldkomponenten des Fernfeldes $r \geq 2\lambda_0$ ergeben sich zu.

$$\begin{aligned} \underline{H}_\varphi &= \underline{H}_0\,\sin\vartheta\,\frac{e^{-j\omega r}}{k_0\,r} \\ \underline{E}_\vartheta &= \underline{Z}_F\,\underline{H}_\varphi = \underline{Z}_F\,\underline{H}_0\,\sin\vartheta\,\frac{e^{-j\omega r}}{k_0\,r} \end{aligned} \tag{4.2}$$

Das elektrische und magnetische Feld sind allgemein durch die Feldwellenimpedanz

$$\underline{Z}_W = \sqrt{\frac{j\,\omega\,\mu}{\kappa + j\,\omega\,\varepsilon}} = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}}{\sqrt{1 - j\,\frac{\kappa}{\omega\,\varepsilon}}} = \sqrt{\frac{\mu}{\underline{\varepsilon}}} \tag{4.3}$$

miteinander verknüpft [52]. Für nichtleitende Medien entfällt der Term mit der Leitfähigkeit wegen $\kappa = 0$ und die komplexwertige Feldwellenimpedanz geht in den reellen Feldwellenwiderstand über.

$$Z_F = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_0\,\mu_r}{\varepsilon_0\,\varepsilon_r}} \tag{4.4}$$

Daraus ergibt sich der Feldwellenwiderstand des Vakuums Z_0, mit $\mu_r = \varepsilon_r = 1$.

$$\frac{\underline{E}_\vartheta}{\underline{H}_\varphi} = Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 367,73\,\Omega \approx 120\,\pi\,\Omega \tag{4.5}$$

Dieser Zusammenhang gilt für die Fernfeldbedingung und ist abstands- und winkel- unabhängig. Damit ergibt sich eine winkelabhängige Feldverteilung im Raum, die von dem Strombelag der Antenne und damit von der mechanischen Ausgestaltung der Antenne abhängt. Die winkelabhängige Verteilung des elektrischen Fernfeldes wird Richtcharakteristik genannt. Diese beschreibt die Winkelverteilung des Betrages des elektrischen Fernfeldes , bezogen auf den

Maximalwert des Betrages des elektrischen Fernfeldes.

$$C(\vartheta,\varphi) \;=\; \frac{|\underline{E}(\vartheta,\varphi)|}{|\underline{E}(\vartheta,\varphi)|_{max}} \qquad 0 \;\leq\; C(\vartheta,\varphi) \;\leq 1 \tag{4.6}$$

Der Energietransport in radialer Richtung wird durch den Poyntingschen Strahlungsvektor beschrieben.

$$\underline{\mathbf{S}} \;=\; S_r\,\underline{\mathbf{e}}_r \;=\; \frac{1}{2}\,\underline{\mathbf{E}}_\vartheta \;\times\; \underline{\mathbf{H}}^*_\varphi \tag{4.7}$$

Damit kann die Winkelverteilung der Strahlungsdichte im Fernfeld bezogen auf den Maximalwert in Hauptstrahlungsrichtung angegeben werden.

$$\frac{S_r(\vartheta,\varphi)}{S_r(\vartheta,\varphi)_{max}} \;=\; C^2(\vartheta,\varphi) \tag{4.8}$$

Aus der winkelabhängigen Strahlungsverteilung kann die Richtwirkung einer Antenne beschrieben werden. Dabei gibt der Richtfaktor D (Direktivität) bzw. Richtschärfe das Verhältnis der maximalen Strahlungsdichte der Antenne zu der Strahlungsdichte eines Kugelstrahlers mit der gleichen abgestrahlten Leistung an.

$$D \;=\; \frac{maximale\,Strahlungsdichte\,der\,Antenne}{Strahlungsdichte\,des\,\ddot{a}quivalenten\,Kugelstrahlers} \;=\; 4\,\pi\,r^2\,\frac{S_r(\vartheta,\varphi)_{max}}{P_{rad}} \tag{4.9}$$

Der Richtfaktor beschreibt die Bündelung der abgestrahlten Leistung in eine Raumrichtung im Verhältnis zu einer ideal kugelförmigen Abstrahlung in alle Raumrichtungen der gleichen Strahlungsleistung. Hier sei noch einmal auf die Reziprozität von Antennen hingewiesen. Diese besagt, dass die Sendecharakteristik einer Antenne gleich ihrer Empfangscharakteristik ist, falls keine richtungsabhängigen Bauelemente eingebaut sind und das Übertragungsmedium isotrop ist. Im Empfangsfall beschreibt die Richtschärfe einer Antenne sozusagen ihre Eigenschaft als räumlicher Filter. Durch die konstruktive Ausführung der Antenne wird diese räumliche Selektivität für die jeweilige Anwendung angepasst.

Wie oben erläutert stellt eine Antenne einen Transformator dar, der eine elektromagnetische

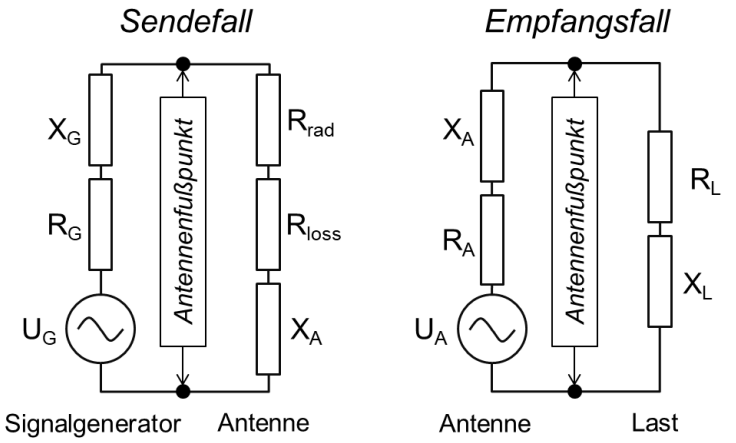


Abbildung 4.2: Ersatzschaltbild einer Antenne im Sende- und Empfangsfall [52]

Freiraumwelle in eine leitungsgebundene elektromagnetische Welle überführt. In der Netzwerkbeschreibung, die den leitungsgebundenen Teil der Antenne umfasst, ist die Antenne ein 1-Tor. Abbildung 4.2 zeigt die Ersatzschaltbilder für eine Antenne im Sende- und Empfangsfall. Der Antennenfußpunkt bzw. Antennenspeisepunkt ist die Referenzebene, in der das o.g. 1-Tor definiert ist. An diesem Punkt müssen die Impedanzen der Antennen und des verbundenen Netzwerkes zueinander angepasst werden. Die Impedanz einer Antenne kann durch drei Ersatzschaltelemente beschrieben werden.

$$Z_A = (R_{rad} + R_{loss}) + jX_A \tag{4.10}$$

Der Realteil setzt sich aus dem Strahlungswiderstand R_{rad} und dem Verlustwiderstand R_{loss} zusammen. Der Strahlungswiderstand ist der Wirkwiderstand, der in der leitungsgebundenen Beschreibung durch die elektromagnetische Abstrahlung der Antenne verursacht wird. Im Verlustwiderstand R_{loss} werden alle Verluste zusammengefasst, die z.B. durch die endliche Leitfähigkeit der Metalle und den dielektrischen Verlustwinkel in Dielektrika verursacht werden. Im Sendefall wird an den Antennenfußpunkt ein Signalgenerator mit der Quellenimpedanz von

$$Z_G = R_G + jX_G \tag{4.11}$$

und einer Leerlaufspannung von U_G angelegt. Damit lässt sich die in den Freiraum abgestrahlte Leistung berechnen.

$$P_{rad} = \frac{|U_G|^2}{2} \left[\frac{R_{rad}}{(R_{rad} + R_{loss} + R_G)^2 + (X_A + X_G)^2} \right] \tag{4.12}$$

Die Sendeleistung ist maximal bei einer konjugiert komplexen Anpassung zwischen Generator und Antenne.

$$\begin{aligned} R_G &= R_{rad} + R_{loss} \\ X_G &= -X_A \end{aligned} \tag{4.13}$$

Bei dieser klassischen Leistungsanpassung wird die Hälfte der Gesamtleistung in die Antenne eingespeist, die andere Hälfte wird in der Quellenimpedanz verbraucht. Für den Sendefall ergibt sich damit eine maximale Strahlungsleistung von:

$$P_{rad_max} = \frac{|U_g|^2}{8} \left[\frac{R_{rad}}{(R_{rad} + R_{loss})^2} \right] \tag{4.14}$$

Im Empfangsfall wird die Antenne zum Generator. Wie in der Abbildung 4.2 dargestellt, induziert eine elektromagnetische Freiraumwelle eine Spannung U_A am Antennenfußpunkt. Äquivalent zum Sendefall lässt sich die Anpassung berechnen, die dafür sorgt, dass die maximale Leistung der Last zugeführt wird. Der Strahlungs- (R_{rad}) und Verlustwiderstand (R_{loss}) wurden hier zu einem reellen Antennenwiderstand zusammengefasst.

$$P_{L_max} = \frac{1}{2} \frac{|U_A|^2}{(R_L + R_A)^2} R_L = \frac{|U_A|^2}{8R_A} \tag{4.15}$$

Die Lastimpedanz kann ein Netzwerk oder wie in dieser Arbeit ein Detektorelement sein.
Die Effizienz einer Antenne ist durch das Verhältnis des Strahlungswiderstandes zum Gesamtwiderstand definiert.

$$\eta_{loss} = \frac{R_{rad}}{R_{rad} + R_{loss}} \tag{4.16}$$

Damit erfasst die Effizienz η die materialbedingten Verluste einer Antenne. Ist die Antenne nicht ideal an die Lastimpedanz angepasst, treten am Antennenfußpunkt zusätzlich Reflexionsverluste auf. Diese lassen sich durch Streuparameter (i. Folg. S-Parameter) beschreiben. Der Reflexionsfaktor S_{11} bzw. Γ im Antennenfußpunkt einer Antenne, die mit einer Lastimpedanz Z_L abgeschlossen ist, berechnet sich zu:

$$\underline{S}_{11} = \Gamma = \frac{\underline{Z}_A - \underline{Z}_L}{\underline{Z}_A + \underline{Z}_L} \tag{4.17}$$

Dieser Reflexionsfaktor im Antennenfußpunkt kann durch eine 3D-EM-Simulation bestimmt werden. Objekte, die im reaktiven und abstrahlenden Nahfeld einen Einfluss auf die Antenne haben, spiegeln sich in einer Verschiebung des Reflexionsfaktors bzw. der Fußpunktimpedanz wider.
Mit dem Reflexionsfaktor kann die Anpassungseffizienz der Antenne angegeben werden.

$$\eta_{match} = 1 - |\underline{S}_{11}|^2 \tag{4.18}$$

Der Gewinn einer Antenne berechnet sich aus der Effizienz, der Anpassungseffizienz und dem Richtfaktor

$$G = \eta_{loss}\,\eta_{match}\,D = \eta\,D \tag{4.19}$$

Für verlustfreie Antennen ($\eta = 1$) stimmen Gewinn und Richtfaktor überein, sonst gilt $G < D$.
Der Antennengewinn wird meist im logarithmischen Maßstab angegeben. Durch den Bezug auf den isotropen Strahler ist die Einheit dBi.

$$g = 10 \log G \; [dBi] \tag{4.20}$$

Der Antenne kann im Empfangsfall eine effektive Antennenwirkfläche A_w zugeordnet werden. Die Antennenwirkfläche verknüpft die Strahlungsdichte S der einfallenden Welle mit der an einen nachgeschalteten angepassten Empfänger abgegebenen Leistung P_E

$$A_W = \frac{P_E}{S} \tag{4.21}$$

Dabei ist die Antennenwirkfläche nicht die geometrische Fläche der Antenne, sondern eine Fläche, die senkrecht zum einfallenden Poynting-Vektor steht, in dem die elektromagnetischen Feldlinien in die Antenne einkoppeln. Nur bei Aperturantennen sind beide Flächen direkt verknüpft. Die Wirkfläche und der Gewinn einer Antenne stehen in einem festen Verhältnis

zueinander.

$$A_W = \frac{\lambda^2 G}{4\pi} \tag{4.22}$$

Antennen sind i.a. empfindlich gegenüber der Richtung, in welcher die Vektoren der elektrischen und magnetischen Felder der einfallenden Strahlung orientiert sind bzw. emittieren auch Strahlung einer bestimmten Orientierung. Diese Orientierung wird als Polarisation bezeichnet. Betrachtet man die elektrischen Feldkomponenten einer Welle, die sich entlang der Z-Achse ausbreitet, erhält man:

$$\vec{E}(z,t) = E_x(z,t)\vec{e}_x + E_y(z,t)\vec{e}_y \tag{4.23}$$

Für harmonische Wellen ergibt sich für die einzelnen Feldkomponenten:

$$\begin{aligned} E_x(z,t) &= E_{x0}\cos(\omega t + kz + \phi_x) \\ E_y(z,t) &= E_{y0}\cos(\omega t + kz + \phi_y) \end{aligned} \tag{4.24}$$

Die Phasendifferenz $\delta\phi = \phi_y - \phi_x$ zwischen den Feldkomponenten beschreibt die Art der Polarisation. Man unterscheidet lineare, zirkulare oder elliptische Polarisation. Bei

$$\delta\phi = n\pi\,;\, n = 0,1,2,... \tag{4.25}$$

handelt es sich um eine lineare Polarisation. Bei einem Phasenversatz von

$$\delta\phi = \pm\left(\frac{1}{2} + n\right)\pi\, n = 0,1,2,... \tag{4.26}$$

liegt eine elliptische Polarisation vor. Wenn in diesem Fall die beiden Amplituden der Feldkomponenten $E_{x0} = E_{y0}$ gleich sind, ist es eine zirkulare Polarisation.
Soll eine Empfangsantenne aus dem sie umgebenden Strahlungsfeld möglichst viel Energie aufnehmen, muss die Polarisation der Antenne mit der des Feldes übereinstimmen. Ansonsten entstehen Kopplungsverluste. Technisch werden hauptsächlich zirkular und linear polarisierte Strahlung verwendet. Im Folgenden werden die Kopplungsverluste für diese Fälle beschrieben.

- Bei gleicher Polarisation von Antenne und Feld entstehen keine Verluste (0 dB)
- Bei linearer Polarisation, die orthogonal aufeinander stehen, oder bei entgegengesetzter zirkularer Polarisation wird theoretisch keine Energie von der Empfangsantenne aufgenommen. Die Dämpfung wäre dann unendlich.
- Bei zirkularer Feldpolarisation und linearer Antennenpolarisation oder umgekehrt wird nur die Hälfte der Leistung in der Antenne aufgenommen. Der Leistungsverlust beträgt somit 3 dB.

4.3 Chip Antenne

Die THz-Detektoren werden mittels des FBH-eigenen GaN-HEMT-MMIC-Prozesses realisiert. Dabei sollen Antennen und der HEMT zusammen auf einem Chip prozessiert werden. Der

Lagenaufbau des Prozesses (siehe Kap. 5) erschwert die Realisierung einer planaren Antenne, die eine gute Abstrahlung in Luft ermöglicht.
Deswegen werden die Antennen direkt als koplanare Struktur auf dem Substrat gefertigt. In dem Prozess kommt als Substrat Siliziumcarbit (SiC) mit einer relativen Permittivität von ungefähr $\varepsilon_r = 10$ zum Einsatz. Das bedeutet: Die planare Antenne liegt auf einem relativ dicken dielektrischen Substrat, das folgende Konsequenzen mitbringt [53]:

- Die Antenne koppelt in Substratmoden bzw. Wellen im Substrat, was die Abstrahlung in den Freiraum reduziert.
- Die Wellenlänge im Substrat wird gestaucht.
- Es kommt zu einer stärkeren kapazitiven Kopplung mit benachbarten Metallflächen, die auf dem Substrat aufliegen.

Nach dem Reziprozitätsprinzip können wir die Antenne als Sendeantenne betrachten und dann die Ergebnisse auf den Empfangsfall übertragen.
Die effektive Permittivität der Wellen auf einer koplanaren Antenne auf dickem Substrat lässt sich aus der von koplanaren Wellenleitern bekannten Formel berechnen,

$$\varepsilon_{r_eff} = \frac{1 + \varepsilon_r}{2} \tag{4.27}$$

wobei sich das elektrische Feld zur Hälfte in Luft und im Substrat aufteilt. Dadurch wird die Wellenlänge auf den metallischen Strukturen gestaucht.

$$\lambda_{eff} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_{r_eff}}} \tag{4.28}$$

Die Bezeichnung λ_0 entspricht der Wellenlänge in Luft. Diese Stauchung hat den Vorteil, dass die geometrische Antennengröße kleiner wird als in Luft.
Zusätzlich wird durch die Felder im Substrat die kapazitive Kopplung von Metallflächen, die auf dem Substrat aufliegen, gesteigert. Das führt bei planaren Antennen zu einer eher niedrigen Impedanz und zu einem kapazitiven Verhalten der Antennenfußpunktimpedanz.
Für die folgenden Betrachtungen und Simulationen wird angenommen, dass sich die Antennen auf einem dielektrischen Halbraum mit der Permittivität von Siliziumcarbit befinden. Die THz-Strahlung wird in das Substrat eingekoppelt, dazu wird eine hochresistive Siliziumlinse verwendet. Auf Berechnung und Form dieser Linse wird am Ende des Kapitels eingegangen.

4.4 Breitbandige Antennen

Breitbandige Antennen zeigen konstante elektrische Eigenschaften über einen großen Frequenzbereich. Allgemein spricht man von einer breitbandigen Antenne, wenn $B = \frac{f_o}{f_u} \geq 2$ gilt, wobei f_o die obere Frequenzgrenze und f_u die untere Frequenzgrenze der Antenne darstellt. Um sowohl Richtcharakteristik, Gewinn und die Eingangsimpedanz am Antennenfußpunkt konstant zu halten, gibt es zwei Möglichkeiten [52]:

- Die Ausdehnung der strahlenden Zone muss sich proportional zur Wellenlänge ändern.

- Die Winkelbeziehung, welche die Antennenform bestimmt, muss erhalten bleiben.

Bezogen auf die Wellenlänge müssen also die wirksamen Abmessungen der Antenne über der Frequenz konstant bleiben. Jede reale Antenne besitzt eine Maximalabmessung D, die die untere Frequenzgrenze f_u festlegt, wenn D in der Größenordnung einer halben Wellenlänge liegt.

$$f_u \gtrapprox \frac{c_0}{2\,D} \tag{4.29}$$

Die obere Frequenzgrenze f_o wird durch die kleinste Antennenabmessung festgelegt. Dieser Bereich befindet sich um den Antennenfußpunkt.
Die relative Bandbreite einer Antenne ergibt sich zu [52]:

$$\begin{aligned} B_r &= \frac{f_o - f_u}{f_m} \\ f_m &= \frac{fo + f_u}{2} \end{aligned} \tag{4.30}$$

Im folgenden Abschnitt werden die breitbandigen Antennen betrachtet, die im Rahmen dieser Arbeit realisiert werden.

4.4.1 Bow-Tie-Antenne

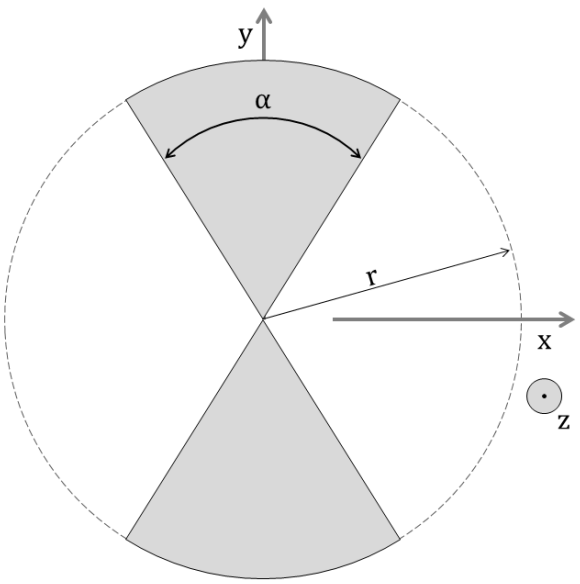


Abbildung 4.3: Geometrische Darstellung Bow-Tie Antenne

Die Bow-Tie Antenne stellte die planare Version einer Doppelkonusantenne dar.
Bei dieser Antenne verändert sich die strahlende Zone proportional zur Wellenlänge. In der Abbildung 4.3 ist eine Bow-Tie Antenne dargestellt, die über ihren Öffnungswinkel und die Länge der Antennenflügel definiert wird. Geometrisch wird die Bow-Tie Antenne durch zwei Kreissegmente mit dem Öffnungswinkel α und dem Radius r gebildet. Die Kreissegmente stehen diametral zueinander, der Antennenfußpunkt befindet sich im Kreisursprung, der im idealen Fall infinitesimal klein ist. In diesem Punkt kreuzen sich die Antennenflügel-Tangenten.

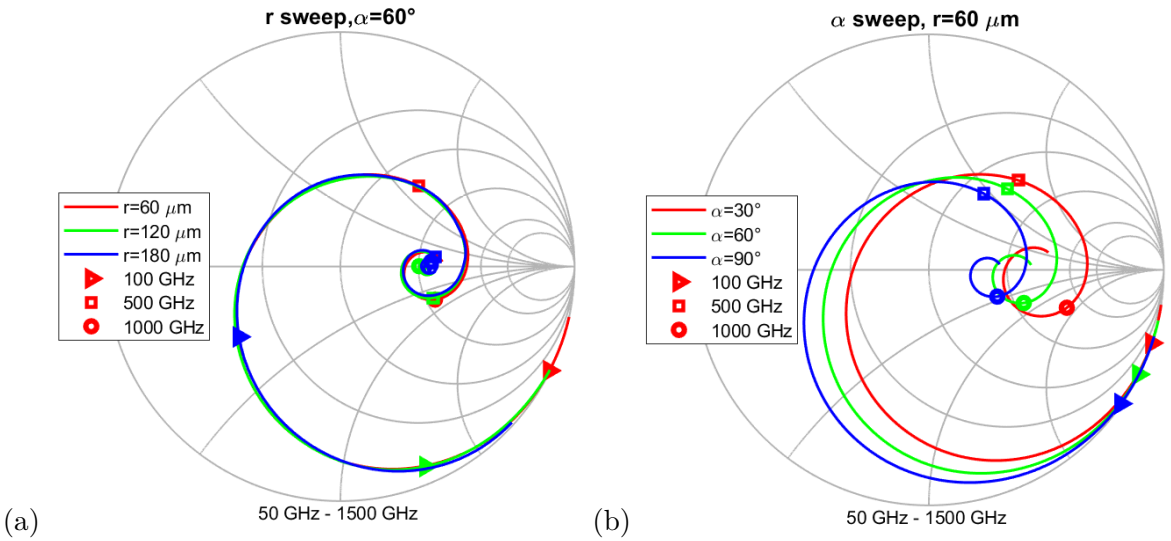


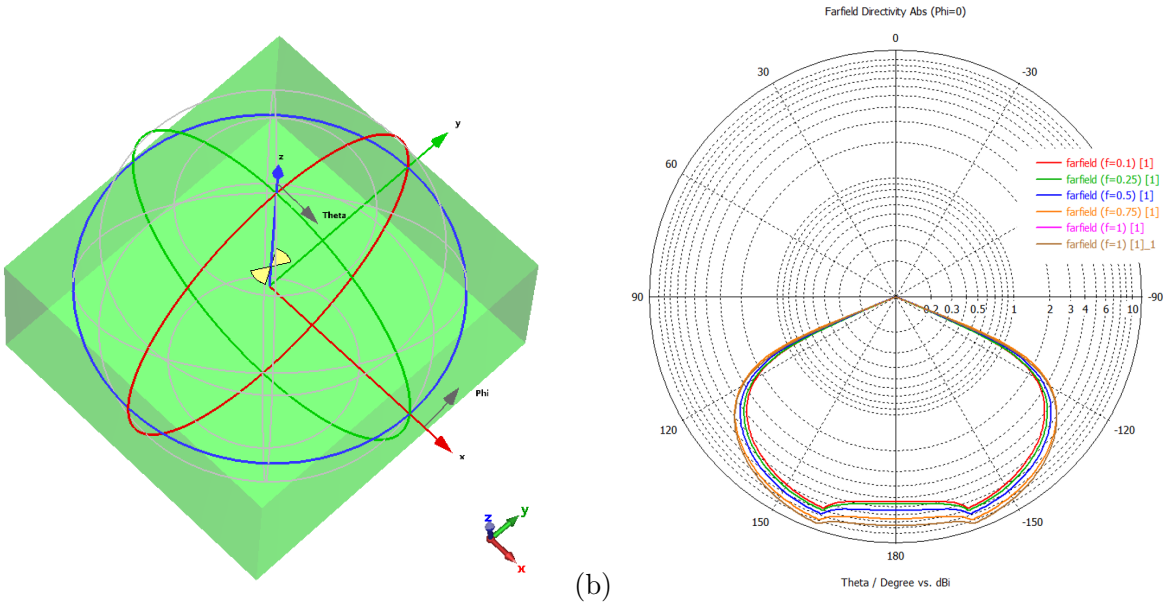
Abbildung 4.4: Bow-Tie Antenne: Parameterstudien zur Fußpunktimpedanz;(a) Variation der Länge r; (b) Variation des Winkels α

Liegt die Bow-Tie Antenne im Ursprung des kartesischen Koordinatensystems, ergibt sich die Parameterdarstellung zu:

$$\begin{aligned} x &= r\cos(\beta) \\ y &= r\sin(\beta) \\ \beta &= \begin{cases} (90 - \frac{\alpha}{2}) \leq (90 + \frac{\alpha}{2}) \\ (270 - \frac{\alpha}{2}) \leq (270 + \frac{\alpha}{2}) \end{cases} \\ r &> 0 \end{aligned} \tag{4.31}$$

Der Strom bewegt sich entlang der Antennenflügel-Tangenten mit dem entsprechenden entgegengesetzten Strom auf dem gegenüberliegenden Antennenflügel. Dadurch ergeben sich Symmetrieebenen für das E-Feld entlang der X-Achse und für das H-Feld entlang der Y-Achse. Neben der Möglichkeit, das bei EM-Simulation zu nutzen, um nicht die gesamte Struktur zu simulieren, kann man daran ablesen, wo es möglich ist, Zuleitungen an die Strukturen zuzuführen. Eine metallische Zuführung wäre auf beiden Achsen möglich, allerdings befindet sich die X-Achse in der abstrahlenden Zone und müsste im Antennenfußpunkt angeschlossen werden, weswegen ein Anschluss am Ende der Antennenflügel priorisiert wird.
Die Symmetrieebenen zeigen, dass die Antenne linear polarisiert ist.
Zur Untersuchung des Impedanz- und Fernfeldverhaltens wurden mittels einer 3D-EM-Simulation Parameterstudien durchgeführt. Dabei wurde der Öffnungswinkel α zwischen 30° und 90° in 30° Schritten und die Länge r der Antennenflügel zwischen $60\mu m$ und $180\mu m$ in $60\mu m$ Schritten durchgeführt.
Abbildung 4.4 zeigt die Antennenfußpunktimpedanzen für die beiden Parameterstudien. Je größer der Öffnungswinkel ist, desto geringer wird der durchschnittliche Realteil der Impedanz, allerdings zeigt der Imaginärteil eine stärkere Frequenzabhängigkeit. Das kann durch die beiden Extremwerte des Öffnungswinkels beschrieben werden. Für einen idealen Öffnungswinkel $\alpha = 0$ stellt die Antenne einen dünnen Dipol dar. Dieser zeigt kein Breitbandverhalten, sondern das

Impedanzverhalten einer offenen Leitung. Für $\alpha = 180°$ würden die Antennenflügel aneinander stoßen und die Antenne kurzschließen.
Die Verlängerung der Antennenflügel führt zu einem immer stärkeren Breitbandverhalten der Fußpunktimpedanz, qas sich durch das immer stärkere Eindrehen der Impedanz um die reale Fußpunktimpedanz von $200\,\Omega$ widerspiegelt.
Beide Ergebnisse verdeutlichen damit das theoretisch zu erwartende Verhalten.
Abbildung 4.5 zeigt die Simulation des Richtfaktors einer Bow-Tie Antenne zwischen 0.1 und 1 THz, mit einer Antennenflügellänge von $r = 60\,\mu m$ und einem Öffnungswinkel von $\alpha = 60°$. Links ist die Lage der Antenne im Koordinatensystem dargestellt. Die Richtfaktoren sind logarithmisch in Polarkoordinaten dargestellt. Die Schnittfläche ist entlang der X-Achse bzw. $\phi = 0$. Entsprechend dem zu erwartenden Richtdiagramm [54] hat die Antenne ihre Maxima nicht entlang der Z-Achse, sondern zwei Maxima, die ca. $+-20°$ davon verschoben sind. Zwischen den Maxima und der Z-Achse liegen im Mittel ca. 2 dBi. Durch das Substrat mit hoher Permittivität sind keine nennenswerten Feldanteile in Luft vorhanden.



(a) (b)

Abbildung 4.5: Richtfaktor einer Bow-Tie Antenne ($r = 60um, \alpha = 60°$) als Funktion der Frequenz

4.4.2 Logarithmische Spiralantenne

Die Antennenform der Log-Spiralantenne wird durch feste Winkelbeziehungen bestimmt. Die Fußpunktimpedanz von selbstkomplementären Strukturen ist nach [52] gleich $\frac{Z_0}{2}$ und unabhängig von der Frequenz. Aus zwei um 180° versetzten Armen kann eine extrem breitbandige Antenne aufgebaut werden. Dabei können die Arme als Leiter oder als Schlitze ausgeführt werden. Die Abbildung 4.6 zeigt eine logarithmische Spiralantenne, bei der die Konturen der Antenne dargestellt sind, wobei die Kontur sich aus vier logarithmischen Spiralen aufbaut. In einem kartesischen Koordinatensystem ergibt sich die Parameterdarstellung der

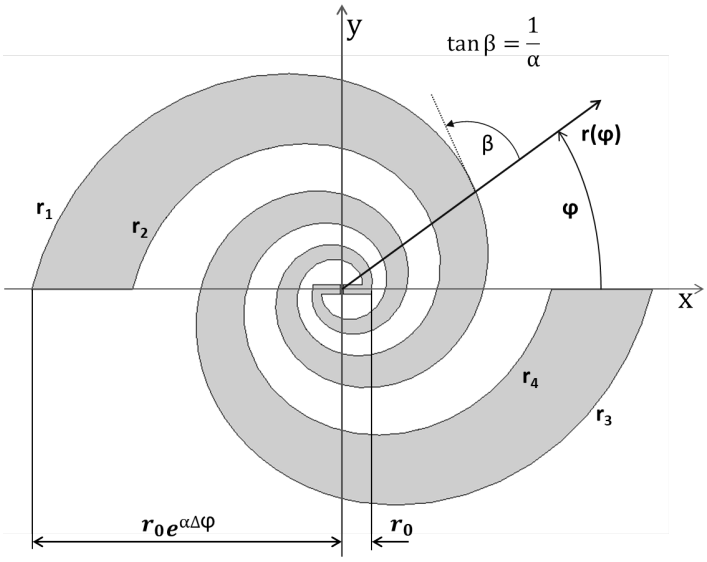
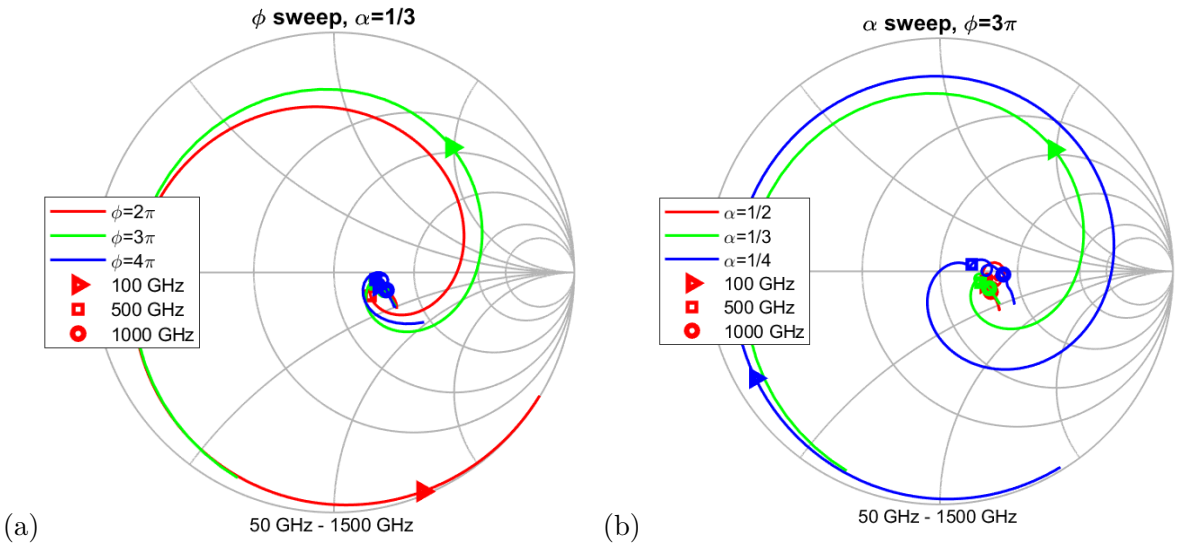


Abbildung 4.6: Logarithmische Spiralantenne für $\alpha = \frac{1}{4}$, $\Delta\varphi = 3\pi$

vier Begrenzungen der zwei Arme zu:

$$\begin{aligned} r_1(\varphi) &= r_0\, e^{\alpha\,\varphi} \\ r_2(\varphi) &= r_0\, e^{\alpha(\varphi\,-\delta)} \\ r_3(\varphi) &= r_0\, e^{\alpha\,(\varphi\,-\pi)} \\ r_4(\varphi) &= r_0\, e^{\alpha\,(\varphi\,-\delta\,-\pi)} \;=\; K r_3(\varphi) \end{aligned} \tag{4.32}$$

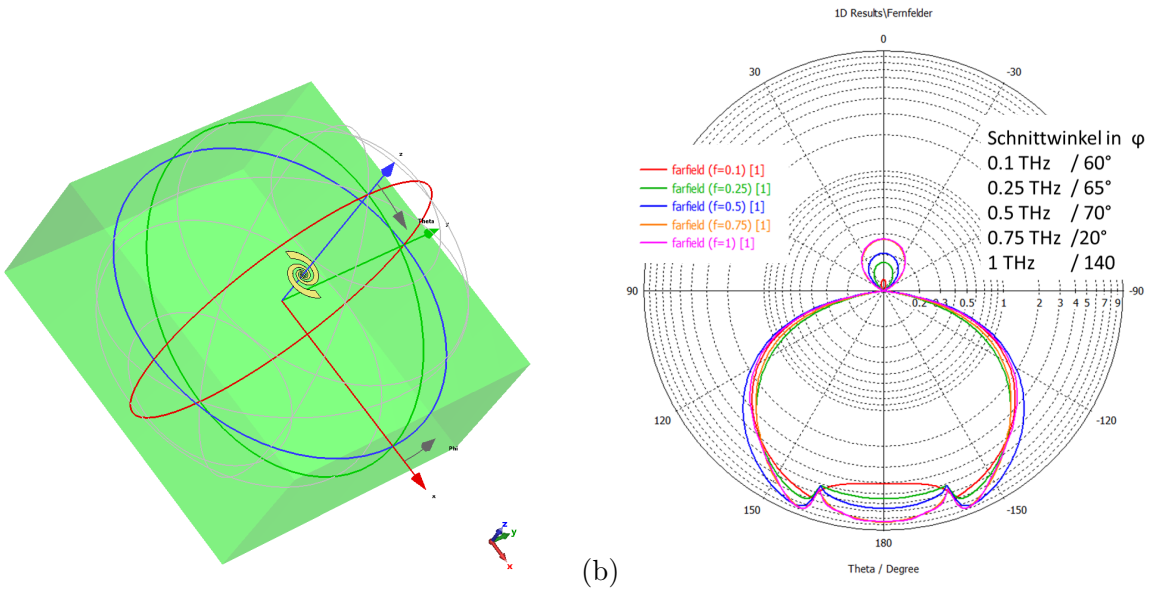
Damit sich die Arme nicht kreuzen, muss die Bedingung $e^{(-\alpha\,\pi)} < K < 1$ erfüllt sein. Eine selbstkomplementäre Struktur erhält man, wenn $\delta = \frac{\pi}{2}$ ist. Die in der Abbildung 4.6 dargestellte Zusammenführung der Spiralarme der Länge r_o im Fußpunkt ist nicht Teil der Parametrisierung.
Die höchste Betriebsfrequenz f_o ergibt sich aus der minimalen nutzbaren Ausdehnung der Antennen zu $\frac{\lambda_0}{4} \approx r_0$, während die niedrigste Betriebsfrequenz f_u aus $\frac{\lambda_u}{4} \approx r_0\, e^{\alpha\,\Delta\,\varphi}$ folgt. Damit ergibt sich eine nutzbare Bandbreite $B = \frac{f_o}{f_u} \approx e^{\alpha\,\Delta\,\varphi}$. Die Strahlungszone wandert mit der Wellenlänge entlang der Spiralarme. Die Abbildung 4.6 zeigt eine selbstkomplementäre Spiralantenne mit $\alpha = \frac{1}{4}$ und einem Winkelbereich von $\Delta\,\varphi = 3\,\pi$. Entsprechend der Windungsrichtung erzeugt bzw. empfängt eine Spiralantenne zirkularpolarisierte Strahlung und ist entsprechend weniger empfindlich für linear polarisierte Strahlung.
Die Graphen in Abbildung 4.7 zeigen den Einfluss des Winkelbereiches $\Delta\,\varphi$ und des Winkels α. Beide zeigen die zu erwartenden Ergebnisse, je größer die Struktur ist, desto breitbandiger arbeitet sie. Im Gegensatz zu der Bow-Tie Antenne, bei der die Bildungsvorschrift direkt die Größe widerspiegelt, ist das bei der Spiralantenne nicht gegeben. Bei einer Gleichwinkelantenne, zu der die logarithmische Spiralantenne zählt, ist der Winkel $\beta = \arctan\frac{1}{\alpha}$, den die Tangente mit dem Radialstrahler einschließt, an jedem Punkt des Randes gleich groß. Dadurch verändert sich die Größe der Antennenstruktur mit beiden Parametern sehr stark. Während die Struktur für $\alpha = \frac{1}{4}$ nur einen Durchmesser von $190\mu m$ aufweist, ist die Struktur mit $\alpha = \frac{1}{2}$ größer als $2mm$, für den Winkelbereich von$\varphi = 2\pi$ nur $150\mu m$ und für $\varphi = 4\pi$ wieder $1,2mm$.
Abbildung 4.8 stellt die Simulation des Richtfaktors einer logarithmischen Spiralantenne mit



(a) (b)

Abbildung 4.7: Logarithmische Spiralantenne: Parameterstudien zur Fußpunktimpedanz; (a) Variation des Winkelbereiches $\Delta\varphi$; (b) des Winkels α.

einem Winkelbereich von $\varphi = 3\,\pi$ und einem Winkel von $\alpha = \frac{1}{3}$ zwischen 0.1 und 1 THz dar. Links ist die Lage der Antenne im Koordinatensystem dargestellt. Die Richtfaktoren sind logarithmisch in Polarkoordinaten dargestellt. Die Strahlungszone wandert entsprechend der Wellenlänge λ_{eff} entlang der Kontur. Aus dem Bereich, in dem $2\,\pi\,r \approx \lambda_{eff}$ gilt, kommt die Hauptstrahlung. Für die Darstellung des Fernfeldes muss deswegen die Schnittebene entlang des Winkels φ nachgeführt werden. Sie sind für die einzelnen Frequenzen im rechten Bild aufgeführt. Der Richtfaktor zeigt zwei Hauptkeulen, die sich um die Z-Achse drehen, mit einem geringen zur Luft hin orientierten Nebenkeule. Gegenüber den Hauptkeulen ist der Richtfaktor der Abstrahlung entlang der Z-Achse im Durchschnitt um 2dB geringer.



(a) (b)

Abbildung 4.8: Lage der logarithmischen Spiralantenne im Koordinatensystem und der Richtfaktor über der Frequenz für $\alpha = \frac{1}{4}$, $\Delta\varphi = 3\,\pi$

4.5 Einfluss von zusätzlichem Metall im Antennenfußpunkt

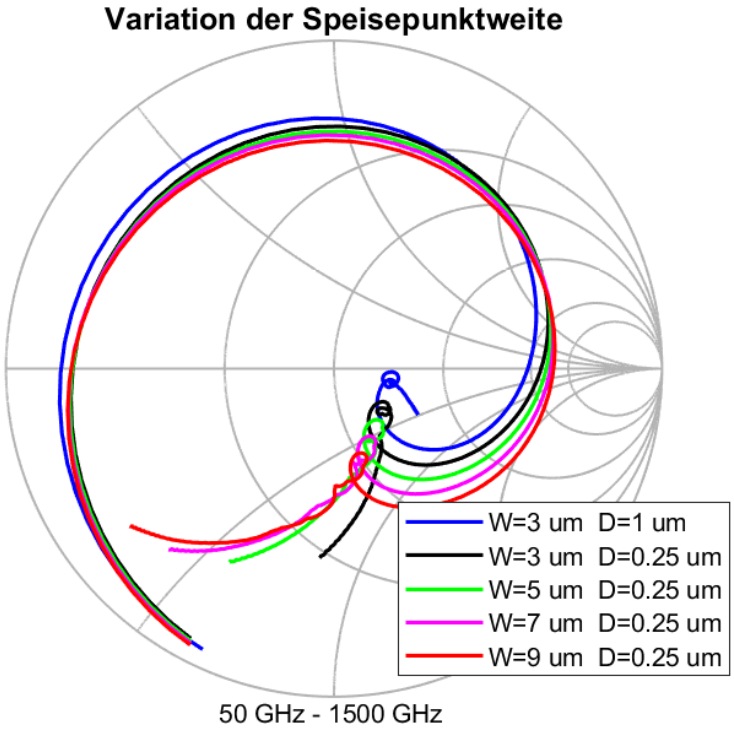


Abbildung 4.9: Variation der Speisepunktweite

Die Antenne soll auf dem Chip zusammen mit dem GaN-HEMT prozessiert werden. Der MMIC Prozess ist ein planarer Prozess, bei dem der GaN-HEMT in die Antenne mit integriert werden soll, das Design wird in Kapitel 5 näher erläutert. Da die Dimensionen des HEMTs im Antennenfußpunkt nicht als infinitesimal klein angenommen werden können, hat das Einbringen von zusätzlichem Metall im Antennenfußpunkt einen kapazitiven Einfluss auf die Fußpunktimpedanz, während das Fernfeld davon nicht betroffen ist. Allerdings wird im Extremfall das HF-Signal im Antennenfußpunkt kurzgeschlossen und somit die Antenne nutzlos. Um den Einfluss zu quantifizieren, wird der Antennenfußpunkt der Log-Spiralantenne aus dem vorigen Kapitel skaliert. Der Abstand der beiden Metallflächen wird von $D = 1\mu m$ auf $D = 0.25\mu m$ reduziert und die Weite von $W = 3\,\mu m$ bis $W = 9\,\mu m$ in $2\mu m$ Schritten variiert. Diese Werte spiegeln reale Dimensionen wider. Abbildung 4.9 zeigt die Ergebnisse der Simulation der Fußpunktimpedanz. Die zusätzlichen Metallflächen im Fußpunkt vergrößern die Kapazität im Fußpunkt deutlich. Neben dem Platzbedarf gibt es deswegen eine Begrenzung für die Größe bei der Integration eines HEMTs in den Antennenfußpunkt.

4.6 Schlitzantennen

Nach dem vektoriellen Babinetschen Prinzip erzeugt die Aussparung in einer metallischen unendlich ausgedehnten Wand ein elektromagnetisches Feld, das sich dual zu dem Feld des komplementären Strahlers verhält, der durch Vertauschen von Metall und Aussparung aus der ursprünglichen Wand entsteht [51]. Stimmt eine Fläche in ihrer Form und Größe mit ihrer komplementären Fläche überein, wird sie selbstkomplementär genannt. Betrachtet man

die Fußpunktimpedanz einer mittig gespeisten Antenne Z_A und ihre selbstkomplementäre Z_S, ergibt sich der einfache Zusammenhang $Z_A = Z_S$ [52]. Dieser Zusammenhang ist von der Frequenz unabhängig. Betrachtet man die bisherigen Antennenformen, hätte die Invertierung von Luft und Metall Vorteile für die technologische Realisierung, da sie mehr Gestaltungsraum für die Umsetzung der Integration des GaN-HEMTs und der Antenne lÃďsst. Im Folgenden werden deshalb die selbstkomplementäre Realisierung der Bow-Tie Antenne bzw. der logarithmischen Spiralantenne betrachtet, die in den vorherigen Kapiteln vorgestellt worden sind.

4.6.1 Schlitz-Bow-Tie Antenne

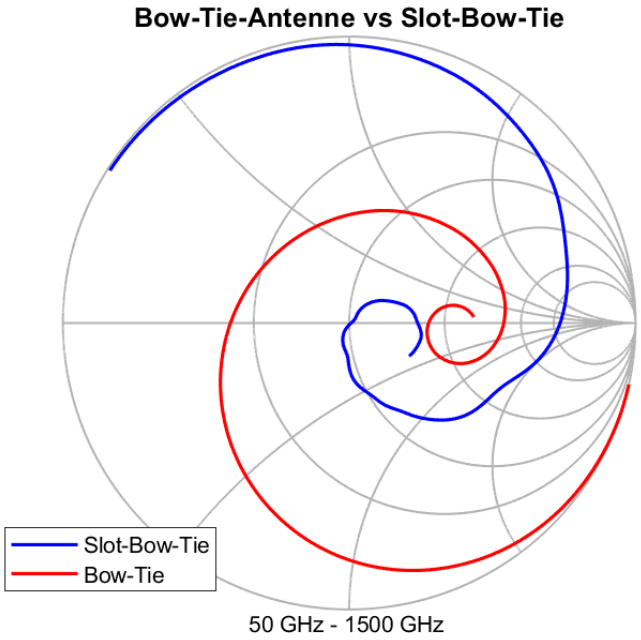
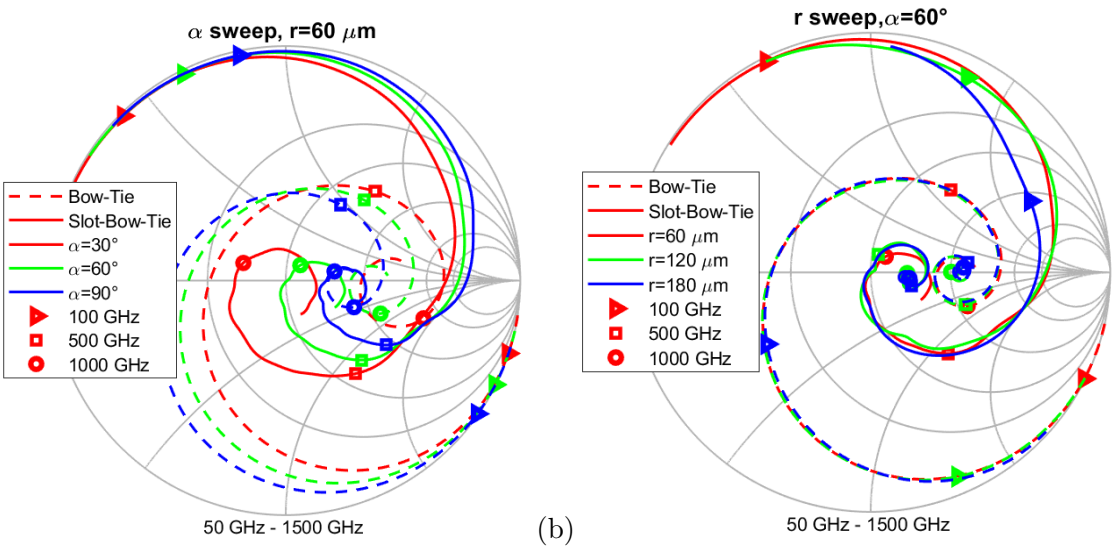


Abbildung 4.10: Vergleich der Fußpunktimpedanz der Bow-Tie Antennen und ihres Selbstkomplements (Slot-Bow-Tie Antenne)

Die Simulation der Fußpunktimpedanzen der Slot-Bow-Tie- und der Bow-Tie-Antenne in Abbildung 4.10 zeigt zwischen den beiden Verläufen der Impedanz eine 180° Phasenverschiebung im Smith Chart, da bei einer Antenne die Enden offen sind, während sie bei einer Schlitzstruktur kurzgeschlossen sind. Die Impedanz ist nur für einen kleinen Frequenzbereich annähernd gleich. Zur Untersuchung dieser Diskrepanz wird eine Parameterstudie für die Slot-Bow-Tie-Antenne durchgeführt und sie mit der Parameterstudie der Bow-Tie-Antenne verglichen.

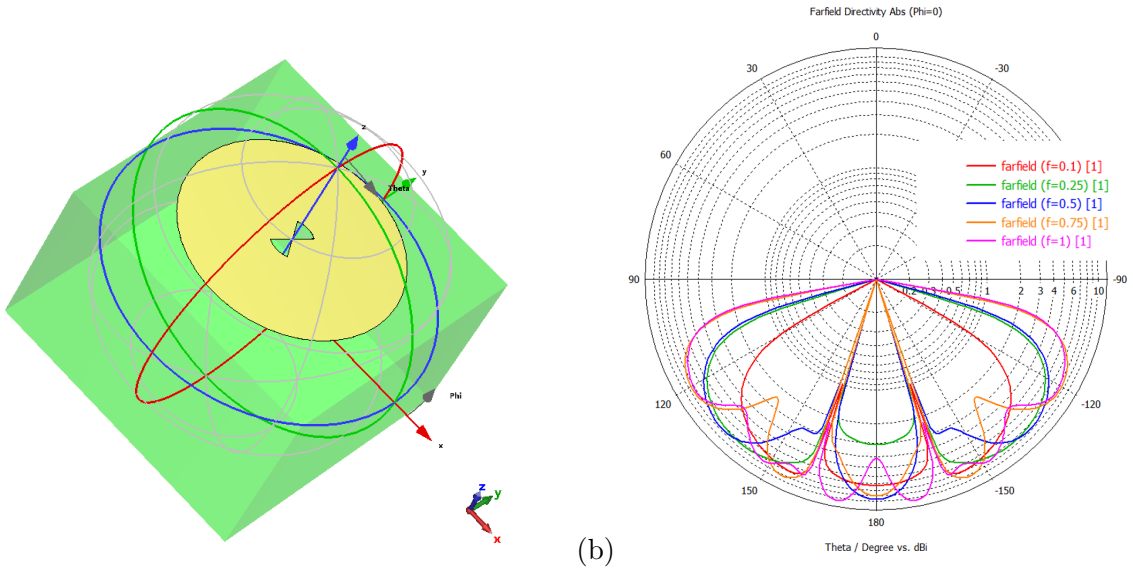
Vergleicht man die Verläufe der Impedanzen in Abbildung 4.11, zeigt sich für die Längenvariation der Schlitze der Slot-Bow-Tie-Antenne dasselbe Verhalten wie bei der Längenvariation der Bow-Tie Antenne. Eine Vergrößerung führt zu einer Erhöhung der Bandbreite. Die Variation des Öffnungswinkels führt bei der Schlitzantenne zu einem dem Selbstkomplement gegenläufigen Verhalten. Mit steigendem Öffnungswinkel wird die Schlitzantenne hochohmiger, während das Selbstkomplement niederohmiger wird. Für einen Öffnungswinkel von 90° Grad konvergieren beide Antennen gegen den gleichen Realteil der Fußpunktimpedanz. Bei diesem Winkel haben beide Antennen im aktiven Bereich dasselbe Verhältnis von Luft und Metall. Allgemein kann das Impedanzverhalten der Bow-Tie Antenne mit einer offenen aufgefächerten



(a) (b)

Abbildung 4.11: Schlitz-Bow-Tie Antenne Parameterstudie (a) Winkel α und (b) Länge r

Stichleitung und das Slot-Bow-Tie Verhalten mit einer kurzgeschlossenen Schlitzleitung verglichen werden. Abbildung 4.12 zeigt die Simulation des Richtfaktors über der Frequenz



(a) (b)

Abbildung 4.12: Richtfaktor über der Frequenz einer Slot-Bow-Tie Antenne mit $r = 60\mu m$ und $\alpha = 60°$

für eine Slot-Bow-Tie-Antenne mit einer Schlitzlänge von 60 um und einem Öffnungswinkel von 60°. Die metallische Fläche, in die die Antenne eingebracht wurde, ist rund ausgeführt, um Kantenabstrahlung zu vermeiden. Vergleicht man das Richtdiagramm der Slot-Bow-Tie Antenne mit dem Selbstkomplement der Bow-Tie Antenne 4.5, zeigt sich ein bedeutend stärker aufgefächertes und zerklüftetes Richtdiagramm. Über der Frequenz ergibt sich somit ein bedeutend inhomogeneres Richtdiagramm als bei der Bow-Tie Antenne.

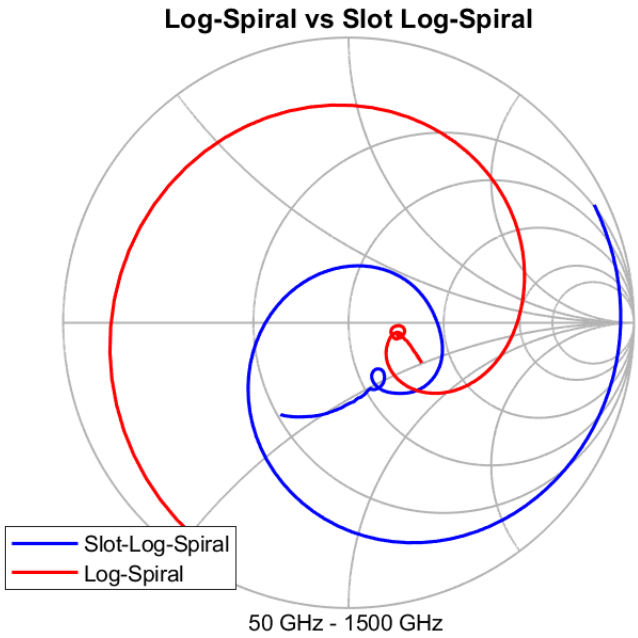
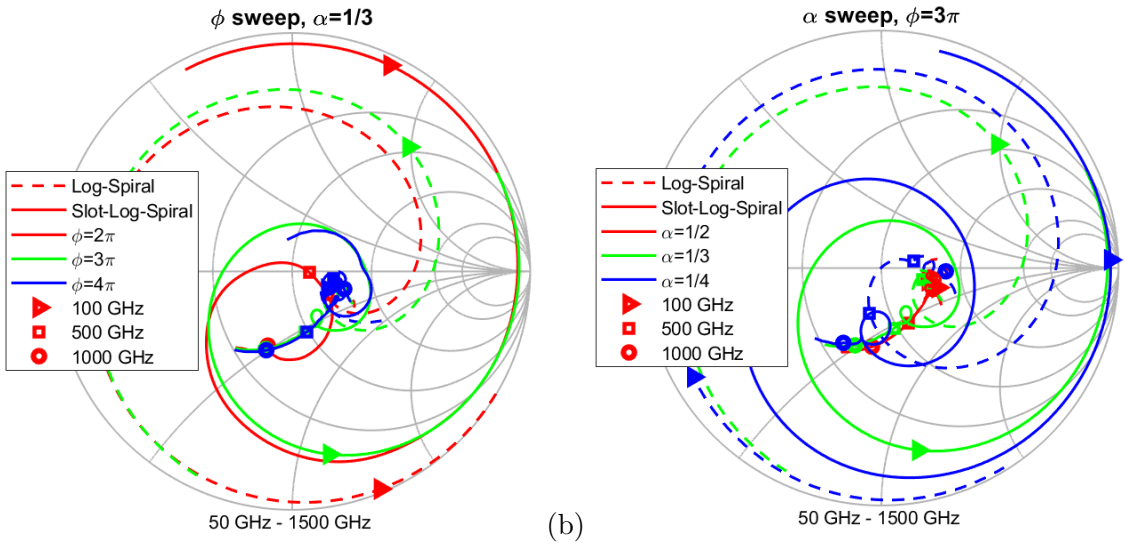


Abbildung 4.13: Vergleich der Fußpunktimpedanz der Log-Spiral Antenne und ihrem Selbstkomplement (Slot-Log-Spiral Antenne)

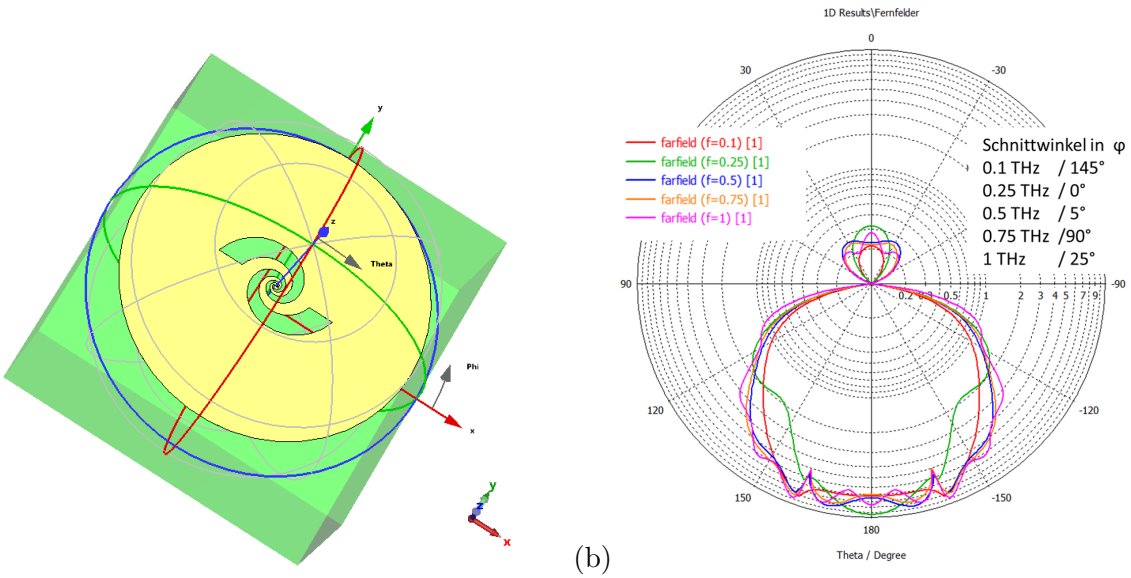
4.6.2 Schlitz Log-Spiral Antenne

Die Simulation der Fußpunktimpedanzen für die logarithmische Spiralantenne und ihrem Selbstkomplementär in Abbildung 4.13 zeigt eine zu erwartende Phasenverschiebung um 180°. Die Slot-Log-Spiral Antenne weist ein stärkeres kapazitives Verhalten gegenüber der Log-Spiral Antenne auf. Diese führt bei hohen Frequenzen zu einem deutlich niederohmigeren Impedanzverhalten.
Die Parameterstudien für den Öffnungswinkel bzw. Winkelbereich sind in Abbildung 4.14 dargestellt. Wie bei der logarithmischen Spiralantenne führen beide Parameter zu einer Größenänderung der Struktur, was für die größere Struktur zu einem breitbandigeren Impedanzverhalten führt.
Für große Strukturen konvergieren die logarithmische Spiralantenne und ihr Selbstkomplement gegen den gleichen Realteil. Ab 500 GHz verursacht die höhere Kapazität in der Schlitzstruktur eine Reduktion des Realteils. Der Richtfaktor in Abbildung 4.15 der Schlitz-Log-Spiral-Antenne besitzt eine höhere Variation über der Frequenz als der logarithmische Spiralantenne. Quantitativ stimmen die Größenordnungen der Richtfaktoren und deren Verhalten entlang der Z-Achse überein.



(a) (b)

Abbildung 4.14: Schlitz Logarithmische Spiralantenne Parameterstudien zur Fußpunktimpedanz im Vergleich zur Logarithmische Spiralantenne; (a) Variation des Winkelbereiches $\Delta\varphi$; (b) des Winkels α.



(a) (b)

Abbildung 4.15: Richtfaktor der Schlitz Logarithmische Spiralantenne mit $\varphi = 3\pi$ und $\alpha = \frac{1}{3}$

4.6.3 Betrachtung der Schlitzantennen

Die betrachteten Schlitzantennen zeigen ein stärker kapazitives Verhalten als ihr Selbstkomplement. Bei den klassischen Antennenkonzepten müssen zur Integration des HEMTs noch zusätzliche metallische Bereiche in den Antennenfußpunkt eingebracht werden. Die Untersuchung dieser zusätzlichen Anteile führten auf das gleiche kapazitive Verhalten (s. Kapitel 4.5), wie es bei der Schlitzantenne zu beobachten ist. Diese Kapazität liegt parallel zum Antennenfußpunkt, was die Impedanz in einen niederohmigen Bereich transformiert und im Extremfall sogar zum Kurzschluss führt.
Die Fernfelder der untersuchten Schlitzstrukturen zeigen eine größere Variation über der Frequenz als ihr Selbstkomplement. Trotz der runden Form der metallischen Fläche beeinflusst offenbar ihre endliche Ausdehnung das Fernfeld, was durch die Randeffekte erklärt werden kann. Je größer die Masse-Fläche, desto geringer wirken sich die Randeffekte auf das Fernfeld aus. Die hier durchgeführten Simulationen orientieren sich an Größenverhältnissen, wie sie auf einem Chip realisierbar sind, wo immer nur eine relativ begrenzte metallische Umgebung umgesetzt werden kann.

4.7 Silizium-Linse

Das Konzept, bei dem eine dielektrische Linse mit einer planaren Antenne kombiniert wird, bezeichnet man als Linsenantenne. Zum Einkoppeln der THz-Strahlung in das Substrat wird im konkreten Fall eine hochresistive Siliziumlinse verwendet. Diese weist mit $\varepsilon_r \approx 11$ fast die gleiche Permittivität bzw. den gleichen Brechungsindex wie Siliziumcarbit mit $\varepsilon_r \approx 10$ auf, wodurch kaum Feldverzerrungen oder Reflexionen an der Grenzschicht zwischen Linse und Substrat auftreten.

$$n = \sqrt{\varepsilon_r \, \mu_r} \tag{4.33}$$

Durch die Linse wird die effektive Substratdicke deutlich vergrößert, was zum einen Substratmoden unterdrückt. Wichtiger ist aber, dass die Linse die einfallende Strahlung auf die planare Antenne fokussiert. Ein solcher quasioptischer Empfänger besitzt dadurch eine deutlich vergrößerte Wirkfläche, die maßgeblich von der Wahl der Linse abhängt. Nachteilig sind die reflexionsbedingten Verluste an der Luft-Linsen Schnittfläche und die Gefahr von stehenden Wellen innerhalb des Aufbaus. Diese stehenden Wellen entstehen, wenn diese in einem so großen Winkel auf die Grenzfläche fallen, dass der kritische Winkel für eine Totalreflexion gegeben ist und die Welle wieder auf die planare Antenne rückreflektiert wird.
Die Reflexionsverluste lassen sich durch die Fresnelsche Formel abschätzen:

$$r = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \tag{4.34}$$

wobei r den Reflexionsfaktor und n_1 bzw. n_2 die Brechungsindizes der beiden Materialien kennzeichnen. Für eine hochresistive Siliziumlinse mit einem Brechungsindex von $n = 3.41$ werden $\approx 30\%$ der einfallenden Strahlung abgelenkt. Um stehende Wellen in dem Substrat-Linsen Aufbau zu vermeiden, wird eine hyperhemisphärische Linse verwendet. Dieser Linsentyp findet häufig Verwendung im THz-Bereich und basiert auf einer Sphäre, bei der eine Seite

unterhalb des Brennpunktes abgeschnitten wird. Der Abstand d zwischen dem Zenit der Linse und der planaren Antenne berechnet sich aus:

$$d = R\left(\frac{n+1}{n}\right) \tag{4.35}$$

Der Parameter d setzt sich aus der Höhe des Substrats d_{Sub} und der Linse d_{Linse} zusammen. R bezeichnet den Radius der Linse.

$$d = d_{Sub} + d_{Linse} \tag{4.36}$$

Mit einer hyperhemisphärischen Linse und dieser Berechnungsgrundlage ergibt sich ein Öffnungswinkel der Linsenantenne von 30°.

5

Realisierung der Detektorstruktur

5.1 Einleitung

Die THz-Detektorstruktur muss technologische Realisierbarkeit und die geforderten elektrischen Randbedingungen zusammenführen. Aus Kapitel 2 ergeben sich die elektrischen Randbedingungen, ein hochfrequenter Kurzschluss zwischen dem Source- und Gate-Anschluss und eine hohe Impedanz zwischen dem Drain- und Gate-Anschluss. Zusätzlich zu diesen funktionalen Anforderungen soll es möglich sein, dass die Detektorstruktur durch einfaches Vervielfachen zum Aufbau von zweidimensionalen Arrays (i.F. 2D-Arrays) verwendet werden kann.
Um eine technologische Realisierbarkeit in Kombination mit einer hohen Strukturausbeute zu erzielen, wurde das Design in mehreren Iterationen des Prozesses verifiziert und angepasst. Dadurch konnte ein möglichst großes Prozessfenster erreicht werden, welches auch die Fertigung von 2D-Arrays ermöglicht. Dabei ist der HEMT die kritischste Stelle bei der Fertigung. Der HEMT als aktives Bauteil bestimmt über die Empfindlichkeit des Detektors und stellt zugleich auch die Stelle in der Struktur dar, welche die höchste Strukturauflösung benötigt. Damit die Detektorstruktur einfach zu größeren Arrays skaliert werden kann, muss jede Struktur für sich abgeschlossen sein. Diese Forderung erzwingt für jede Detektorstruktur ein eigenes definiertes Hochfrequenz-Bezugspotenzial (HF-GND). Das bedeutet, dass ab einer festen Frequenz alle Signale auf dem Rand der Detektorstruktur kurzgeschlossen sein müssen. Diese Voraussetzung kann nur bis zu einer unteren Frequenz erfüllt werden, da die Realisierung von niederfrequenten Kurzschlüssen aus Platzgründen nicht möglich ist. Ausgehend vom zentralen HEMT erzeugt der HF-Kurzschluss auf dem Rand der Detektorstruktur ein Tiefpassverhalten. Dabei muss zwischen der Detektion einer möglichst hohen Modulationsfrequenz des einfallenden THz-Signals und der niedrigsten Frequenz, die noch detektiert werden kann, abgewogen werden, wobei diese Grenze aufgrund des Platzbedarfs, mit der ein niederfrequenter Kurzschluss einhergeht, nicht beliebig gewählt werden kann.
In diesem Kapitel wird zunÃđchst der GaN-HEMT-MMIC Prozess (s. Kapitel 5.1) vorgestellt, welcher zum Umsetzen der Detektorstruktur zur Verfügung stand. Ausgehend vom

Fertigungsprozess werden die Realisierungen des HEMTs (s. Kapitel 5.2) mit dem geforderten Gate-Source Kurzschluss und der gesamten Detektorstrukturen (s. Kapitel 5.3) präsentiert.

5.2 MMIC Prozess

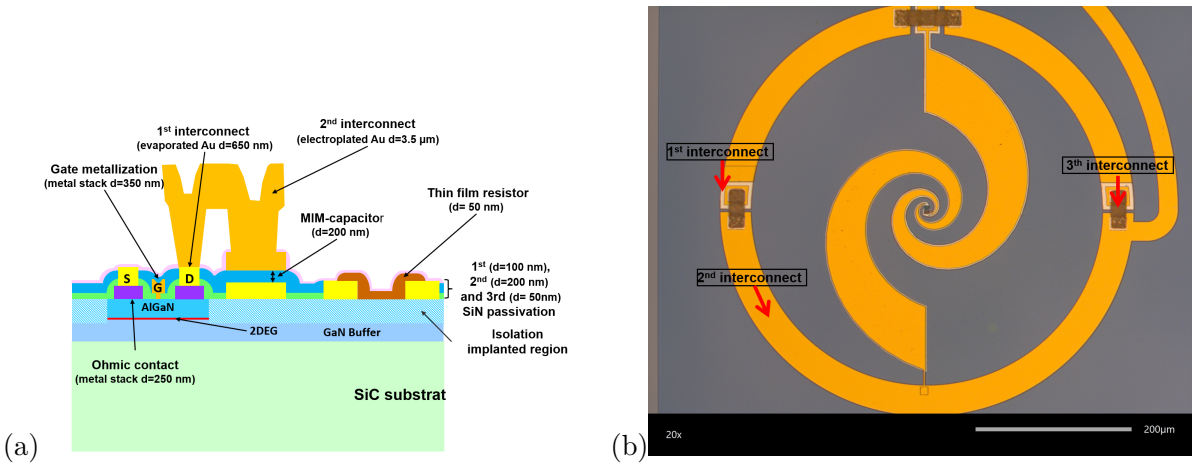


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des GaN-HEMT MMIC Prozesses und eine realisierte Detektor-Struktur

Der GaN-HEMT MMIC Prozess des FBH umfasst, neben dem eigentlichen Transistor, drei Metallisierungsebenen und einen Dünnschicht-Widerstand (vergl. Abbildung 5.1). Alle drei Metallisierungsebenen bestehen aus Gold, werden aber in unterschiedlichen Verfahren aufgebracht und strukturiert. Die ersten beiden Metallisierungsebenen werden flächig auf den Wafer gedampft und mittels eines Lift-off-Verfahrens [55] strukturiert. In Abhängigkeit von der Materialstärke können unterschiedliche Strukturgrößen realisiert werden. Die erste Metallisierungsebene hat eine Stärke von $350\,nm$, mit ihr sind Strukturauflösungen von $500\,nm$ möglich. Diese Ebene dient auch als untere Elektrode eines Metall-Isolator-Metall-Kondensators (MIM-Kondensator). Als Isolator wird eine $200\,nm$ dicke Silizium-Nitrit-Schicht (SiN) eingesetzt. Die zweite Metallisierungsschicht, die auch als obere Elektrode des MIM-Kondensators dient, wird ebenfalls aufgedampft und durch Lift-off-Verfahren prozessiert.
Die Stärke ist mit $650\,nm$ fast doppelt so stark wie die erste Metallisierungsebene. Es sind Strukturauflösungen von $1\,um$ möglich. Das Aufbringen des Goldes mittels Aufdampfens hat den Vorteil, dass sich eine sehr glatte und homogene Oberflächenstruktur ausbildet. Die letzte Metallisierungsebene wird galvanisch [55] aufgebaut. Die Dicke der Metallisierungsebene ist mit $3,5\,\mu m$ mehr als 5-mal stärker als die zweite Metallisierungsebene. Diese Ebene dient zum Verbinden und zum Verstärken der anderen Metallisierungsebenen. Der Nachteil der verwendeten Galvanotechnik ist eine bedeutend größere Oberflächenrauigkeit. Da die Skin-Eindringtiefe im THz-Spektralbereich $< 1\mu m$ beträgt, werden für die kritischen hochfrequenten Strukturen nur die ersten beiden Metallisierungsebenen eingesetzt. Das rechte Bild in Abbildung 5.1 zeigt die Photographie einer realisierten Detektorstruktur. Die unterschiedlichen Oberflächenrauigkeiten der drei Metallisierungsebenen sind deutlich durch die unterschiedlichen Goldtöne zu erkennen.

5.3 Transistor- und Kurzschluss-Design

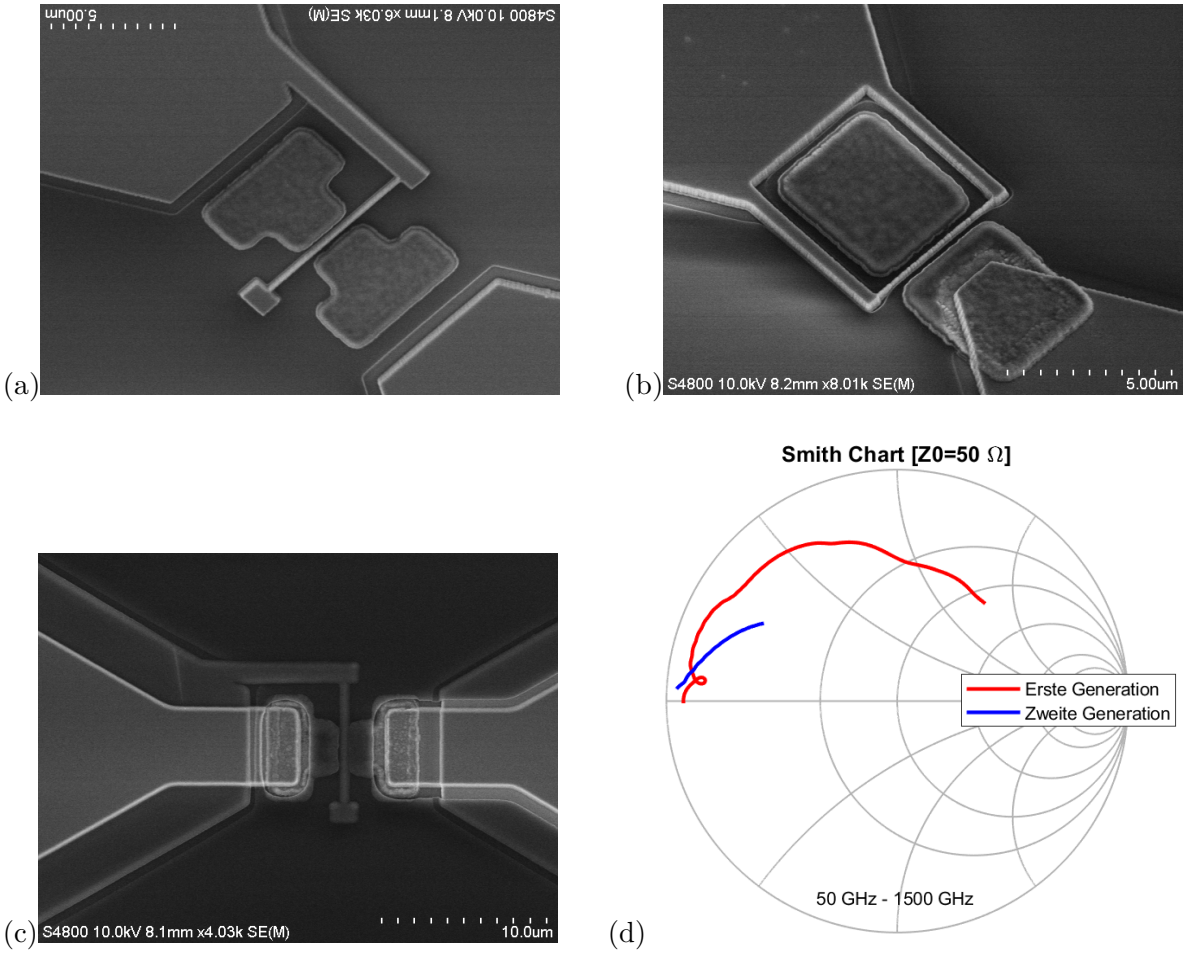


Abbildung 5.2: REM-Aufnahmen des GaN-HEMTs; (a) erste Generation (180°-gedreht, um selbe Orientierung zu erhalten), (b) zweite Generation; (c) fertig prozessierter GaN-HEMT erste Generation , (d) simuliertes Kurzschlussverhalten der beiden Generationen

Der GaN-HEMT soll in eine Umgebung eingebettet werden, die sowohl die Randbedingungen für die Detektion (s. Kapitel 2) als auch für die Skalierbarkeit zu 2D-Arrays erfüllt. Betrachtet man den HEMT erst einmal separat, müsste er idealerweise, ohne die Berücksichtigung von Verlusten, in allen Dimensionen so klein wie möglich ausgelegt werden. Eine möglichste kurze Gate-Länge mit weniger als 100 nm, keine ungated Bereiche, ohne einen Gate-Kopf-Überhang und eine Gate-Weite, die kleiner als 1 μm ist. Das würde sich idealerweise aus Kapitel 2 und 3 ergeben, um alle parasitären Kapazitäten auf ein Minimum zu reduzieren, damit sich die Detektorstruktur ab einer gewissen Frequenz nicht selber kurzschließt und die metallischen Flächen, welche in den Antennenfußpunkt eingebracht werden, so klein wie möglich sind.
Die Gate-Länge kann nur im Zusammenspiel mit der Epitaxie verringert werden, da der Abstand zwischen dem Kanal und dem steuernden Schottky Kontakt aufeinander abgestimmt werden muss, damit der Kanal weiter steuerbar bleibt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Designs auf zwei unterschiedlichen Epitaxien realisiert, die eine Gate-Länge von 250 nm

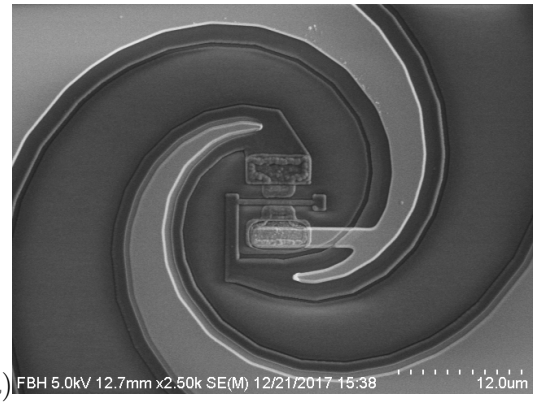
und 150 nm ermöglichen. Beide Gate-Längen sind nach der plasmonischen Theorie (vergl. Kapitel 2) zu groß, um einen resonanten Detektor zu realisieren. Eine weitere Reduktion der Gate-Länge ist in dieser Arbeit nur simulativ möglich. Der Einfluss auf die Steigerung der Detektionseigenschaften wurde im Kapitel 3 gezeigt.
Da sich das Gate und die ohmschen Kontakte in derselben Ebene befinden, ist es nicht möglich, diesen Abstand beliebig zu verringern. Durch die Kantenrauhigkeit der ohmschen Kontakte würde es zu einem Kurzschluss zwischen Gate und ohmschem Kontakt kommen. Für eine optimale Ausbeute ergab sich ein Abstand zwischen Gate-Kopf und ohmschem Kontakt von $L_{GS} = L_{GD} = 250\,nm$.
Der Gate-Kopf kann ebenfalls nicht beliebig in seiner Größe reduziert werden, da er einerseits die ohmschen Verluste im Gate reduzieren und andererseits sicher auf dem Gate-Fuß platziert werden muss. Hier liegt das sichere Minimum bei einem Überhang von $L_{GHS} = L_{GHD} = 50\,nm$.
Die Reduzierung der Gate-Weite wird durch mehrere Faktoren limitiert. Die ohmschen Kontakte müssen sicher in der Dimension herzustellen und kontaktierbar sein. Zum Anschluss des Gates müssen noch einmal $3\,\mu m$ zusätzliches Metall in der Weite eingeplant werden, die in den Antennenfußpunkt eingebracht werden müssen. Diese Dimensionen können mit der Verringerung der Gate-Weite nicht weiter reduziert werden, was dazu führt, dass die parasitären Eigenschaften der Umgebung mit abnehmender Gate-Weite zunehmend das Verhalten dominieren und damit die gewünschten Eigenschaften degradieren. Als theoretischen und praktischen Kompromiss ergab sich für die ersten Generationen eine Gate-Weite von $w_G = 3\mu m$.
Für die praktische Realisierung des HEMTs ergeben sich somit die kleinsten Dimensionen zu den in der folgenden Tabelle zusammengefassten Werten.

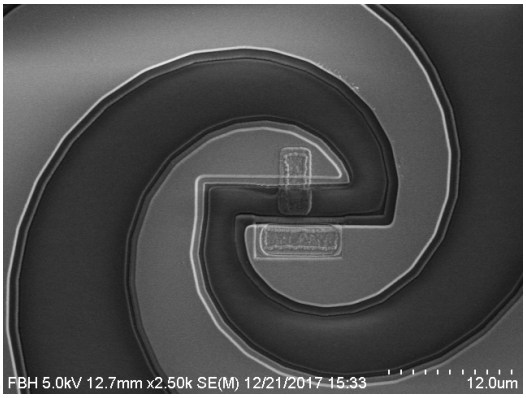
HEMT Parameter	**Minimale Dimensionen**
Gate-Weite W_G $[\mu m]$	3
Gate-Länge L_G $[\mu m]$	0.25 / 0.15
Abstand Gate-Drain /-Source L_{GD} / L_{GS} $[\mu m]$	0.25 / 0.25
Gate-Kopfüberhang L_{GHD} / L_{GHS} $[\mu m]$	0.05 / 0.05

Tabelle 5.1: Minimal mögliche HEMT-Dimensionen

In der oberen Reihe der Abbildung 5.2 sind zwei Aufnahmen eines Rasterelektronenmikroskops (REM) der ersten und zweiten Generation von HEMT Designs für eine Bow-Tie-Antenne dargestellt. Die Aufnahmen repräsentieren nicht die vollständig gefertigte Detektorstruktur, sondern den Zustand, nach dem der HEMT fertig prozessiert wurde. Man sieht die ohmschen Kontakte mit dem in der Mitte verlaufenden Gate-Anschluss. Von der ersten zur zweiten Generation haben sich die ohmschen Kontakte in ihrer Form verändert. Die Form wurde von einer T-förmigen in eine rechteckige Form überführt. Durch die Formänderung werden Kanteneffekte im aktiven Gebiet des Halbleiters vermieden.
Der Gate-Anschluss bildet für die Detektorstruktur das hochfrequente Bezugspotenzial und soll mit dem Source-Anschluss hochfrequent kurzgeschlossen werden. Dazu wird das Gate mit der unteren Elektrode eines MIM-Kondensators verbunden. Um im Antennenfußpunkt nicht weitere metallische Flächen einzubauen, muss die Realisierung so schmal wie möglich ausgeführt werden. In der Abbildung 5.2 sind zwei Generationen von HEMT Realisierungen dargestellt. In der ersten Generation wurde die untere MIM-Elektrode über eine Zuleitung realisiert, während die andere Seite des Gates leerläuft. Bei der zweiten Generation umschließt

das Gate den gesamten Source-Anschluss. Um den Source-Anschluss zu kontaktieren, wird die flächige Isolationsschicht geöffnet und mit der darüber liegenden metallischen Lage kontaktiert, wodurch ein flächiger MIM-Kondensator entsteht. In der zweiten Reihe der Abbildung 5.2 ist eine REM Aufnahme dieses Anschlusses für die erste Generation dargestellt. Der Source-Anschluss befindet sich rechts im Bild. Die Öffnung der Isolationsschicht hebt sich als helle Fläche im REM-Bild hervor. Es ist gut zu erkennen, dass nur der Source-Anschluss geöffnet wurde und die beiden metallischen Anschlussstrukturen dahinter einen MIM-Kondensator bilden.
Die Umschließung des Source-Anschlusses hat einen großen Einfluss auf den Kurzschluss zwischen Gate und Source. In der unteren Reihe der Abbildung 5.2 sind die simulierten Verläufe der Kurzschlüsse der ersten und zweiten Generation dargestellt. Als Referenzebene dient der ungated Bereich zwischen dem Gate- und dem Source-Anschluss. Wird das Gate nur einseitig angeschlossen, transformiert diese Leitung den flächigen Kurzschluss zu höheren Impedanzen, wobei sich die Transformation wie eine Leitung mit einer Impedanz von 18Ω verhält. Durch den beidseitigen Anschluss wird die Transformation deutlich reduziert, allerdings ist eine Transformation, die bei hohen Frequenzen zu einem Realteil von ca. 20Ω führt, immer noch vorhanden. Mit den oben genannten HEMT Parametern ist kein besseres Design des Kurzschlusses im Antennenfußpunkt möglich, ohne weitere metallische Flächen einzubringen. Der Fußpunkt einer Schlitzantenne eröffnet demgegenüber die Möglichkeit einer räumlich näheren Realisierung des MIM-Kondensators zwischen dem Gate- und Source-Anschluss, was zu einem breitbandigeren Kurzschluss führt. In der oberen Reihe der Abbildung 5.3 sind die REM-Aufnahmen der Fußpunkte von zwei Detektorstrukturen einmal mit einer logarithmischen Spiralantenne und einmal mit ihrem Selbstkomplementär dargestellt. Die linke Aufnahme zeigt die logarithmische Spiralantenne mit dem HEMT in ihrem Fußpunkt und die Realisierung der Anschlüsse des MIM-Kondensators. In der rechten Aufnahme ist der Fußpunkt des Selbstkomplementärs dargestellt, hier ist der HEMT schwerer in der Struktur zu identifizieren. Das Gate verläuft, wie in der linken Aufnahme, von rechts nach links und bildet die Umrandung des unteren Spiralarms. Der Source-Anschluss ist südlich des Gate-Anschlusses durch eine teilweise rauhe Topographie des oberen Metalls des MIM-Kondensators zu erkennen, welches durch den darunterliegenden rauhen ohmschen Kontakt verursacht wird. Im Vergleich der beiden Aufnahmen erkennt man, dass bei der Schlitzstruktur für die Realisierung des MIM-Kondensators keine Zuleitungsstruktur benötigt wird. Durch die fehlenden Zuleitungsstrukturen ergibt sich ein sehr breitbandiges Kurzschlussverhalten. Die Simulation ist in der zweiten Reihe der Abbildung 5.3 dargestellt. Bei der logarithmischen Spiralantenne erfolgt durch die Zuleitungsstrukturen eine deutliche Transformation des Kurzschlusses zu höheren Impedanzen. Diese Transformation verursacht bei höheren Frequenzen eine Impedanz mit einem Realteil, der in derselben Größenordnung liegt wie der Realteil des Antennenfußpunktes.

(a) 

(b) 

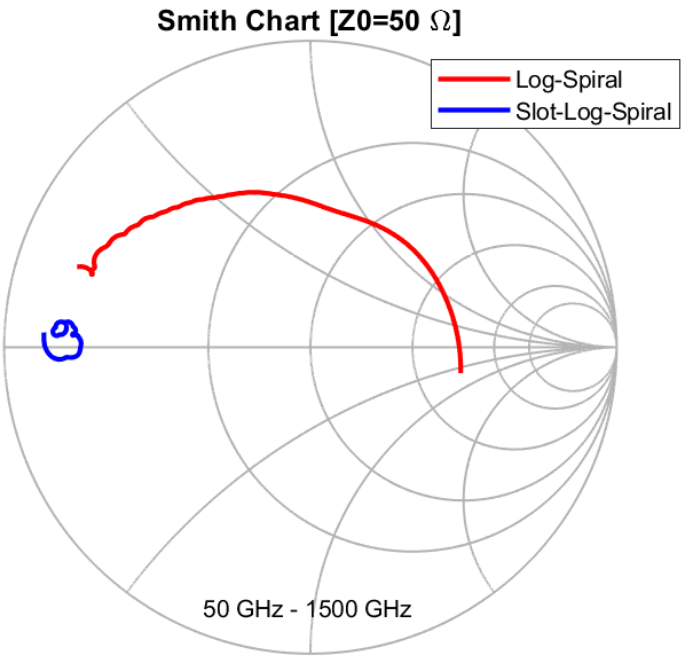
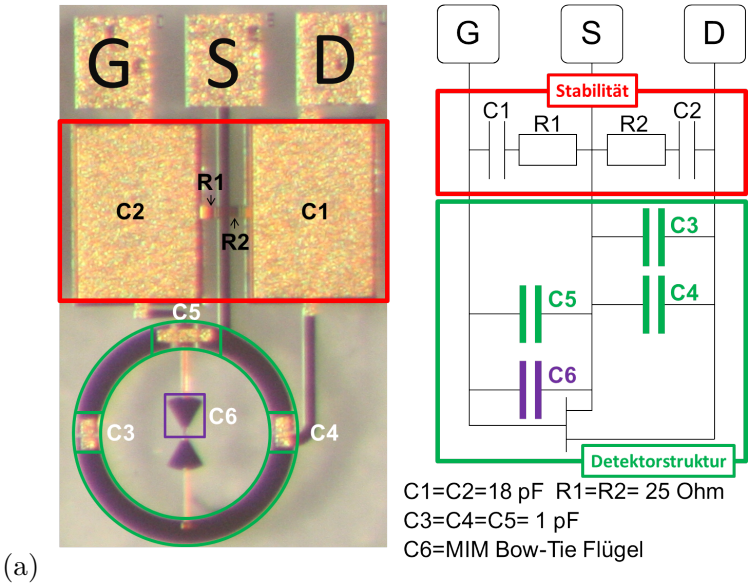
(c) 

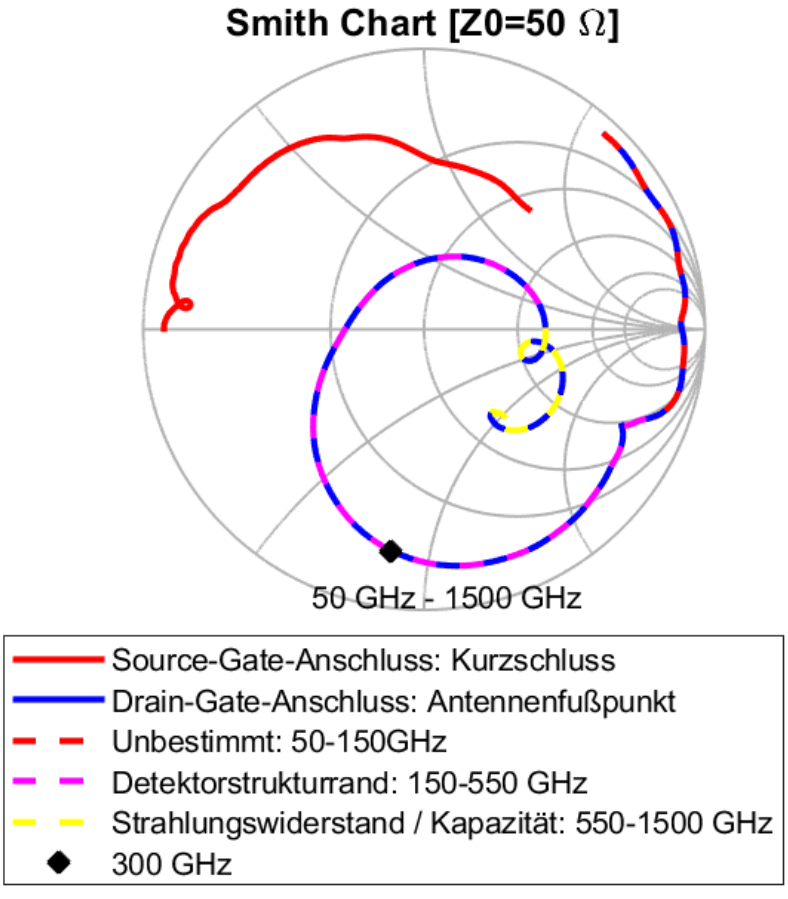
Abbildung 5.3: Realisierungen des Fußpunktes (a) einer logarithmischen Spiralantenne und (b) ihres Selbstkomplementärs und (c) der Simulation des so erzielten Kurzschlussverhaltens der Struktur.

5.4 Design der Detektorstruktur

Die nachfolgenden Betrachtungen gehen immer vom zentralen HEMT aus. Bei allen Simulationen dient der Gate-Anschluss als Bezugspotenzial. Der Port 1 befindet sich zwischen dem Gate- und dem Source-Anschluss und repräsentiert somit den realisierten Kurzschluss. Der Port 2 liegt zwischen dem Gate- und dem Drain-Anschluss und repräsentiert die Impedanz im Antennenfußpunkt. Die 3D-EM-Simulationen erfassen alle metallischen und isolierenden Lagen des im Kapitel 5.2 vorgestellten GaN-HEMT-MMIC Prozesses ohne den aktiven Teil, also den intrinsischen HEMT. Die Simulation stellt somit die Schnittstelle zwischen dem Design der passiven HF-Umgebung und dem Halbleiter der Detektorstruktur dar.
Durch die planare Realisierung der Antenne mit ihren Zuleitungen und der Umgebung entsteht eine frequenzabhängige Impedanz an den beiden Anschlüssen des HEMTs. Im vorigen Kapitel wurden die unterschiedlichen Realisierungen des Kurzschlusses und der Einfluss auf das HEMT-Design gezeigt. Durch die flächige Ausführung und die daraus resultierenden großen Kapazitäten kann das Verhalten der Impedanz am Source-Gate-Anschluss durch die Simulation bis zu der unteren Simulationsfrequenz von $50\,GHz$ sehr gut erfasst werden. Das Verhalten der Impedanz am Drain-Gate-Anschluss, dem Antennenfußpunkt, lässt sich grob in drei Frequenzbereiche einteilen:
Für niedrige Frequenzen sind die Impedanzen der Kapazitäten groß und die Struktur klein gegenüber der Wellenlänge. Der Rand der Detektorstruktur stellt keinen Kurzschluss dar und somit wird die Impedanz in diesem Frequenzbereich nicht von der Antennenstruktur, sondern von der Umgebung bestimmt. Die Impedanz hängt in diesem Frequenzbereich von den äußeren Anschlüssen der Detektorstruktur ab.
Ab der Frequenz, bei der der Rand der Struktur einen Kurzschluss darstellt, ist die Impedanz des Drain-Gate-Anschlusses durch die Antennenstruktur bestimmt, wobei sich dieser Frequenzbereich noch einmal unterteilt in einen Frequenzbereich, bei dem die Wellenlänge noch zu groß ist, um effizient als Antennenstruktur zu arbeiten und den Frequenzbereich, bei dem die Antennenstruktur in der Größenordnung von $\geq \frac{\lambda}{4}$ ist und die Impedanz durch den Strahlungswiderstand und die parallele Kapazität im Antennenfußpunkt bestimmt wird. Dieser Frequenzbereich geht fließend in eine Impedanz über, die durch die Antennenstruktur, also den Strahlungswiderstand parallel zu einer durch den HEMT verursachten Kapazität, bestimmt wird.
Durch die planare Realisierung der Antenne müssen die Zuleitungen in der Antennenebene eingebracht werden und mit einem Rahmen verbunden werden. Bei sinkender Frequenz entsteht dadurch immer eine einer Schlitzantenne ähnliche Struktur. Bei der direkten Realisierung von Schlitzantennen entstehen Randeffekte, welche durch Reflexion an der endlichen Ausdehnung der metallischen Fläche entstehen, in die der Schlitz eingebracht wird. Diese Randeffekte machen sich im Verlauf der Fußpunktimpedanz und im Fernfeld durch Abstrahlung an den Rändern bemerkbar.
In Abbildung 5.4 sind der Schaltplan und eine Photographie der ersten Generation der Detektorstruktur dargestellt. Um eine Oszillation des HEMTs zu unterbinden, wurde ein Stabilitätsnetzwerk zwischen Antennenstruktur und DC-Bond-Pads realisiert. Im Normalbetrieb der Detektorstruktur ohne Drain-Spannung kann der HEMT nicht oszillieren, das



(a)



(b)

Abbildung 5.4: (a)Erste Version der Detektorstruktur mit Schaltplan und (b) Simulation der realisierten Impedanz

Stabilitätsnetzwerk ist eine Vorsichtsmaßnahme für die DC-Messungen, bei denen eine Drain-Spannung angelegt wird. Die Detektorstruktur selbst besteht aus einer Bow-Tie-Antennenstruktur, eingebettet in einen Rahmen. Der obere Antennenflügel der Bow-Tie Antenne wird als MIM-Kondensator ausgeführt, um den Kurzschluss zwischen dem Source-Gate-Anschluss zu realisieren. Die Zuleitungen zu der Antennenstruktur wurden in die magnetische Symmetrieebene der Bow-Tie-Antenne gelegt. Die MIM-Kondensatoren auf dem Rahmen stellen für Frequenzen $\geq 150GHz$ einen Kurzschluss dar und definieren damit das HF-Bezugspotenzial. Das Smith Chart (Abbildung 5.4 (b)) zeigt die simulierten Impedanzen für den Frequenzbereich von $50\,GHz$ bis $1500\,GHz$, diese weisen eine geringe Variation auf. Der Kurzschluss zeigt das aus dem vorigen Kapitel erläuterte Verhalten, bei dem der Kurzschluss durch eine einseitige Anschlussstruktur zu hohen Impedanzen transformiert wird. Im Verlauf der Impedanz des Fußpunktes sind die Frequenzbereiche nach den geschilderten Zusammenhängen gekennzeichnet. Bei diesem Design wird der unbestimmte Bereich durch das Stabilitätsnetzwerk festgelegt, welches bis in den unteren einstelligen Gigahertz Frequenzbereich eine $50\,\Omega$ Umgebung realisiert. In dem Frequenzbereich, der durch den Detektorstrukturrand, in diesem Fall den Rahmen, bestimmt wird, entsteht um $300\,GHz$ eine ungünstige Transformation in den niederohmig kapazitiven Bereich. Diese Transformation wird durch die dünnen hochohmigen Anschlussleitungen der Bow-Tie-Antennen im Zusammenspiel mit der Rahmengröße verursacht. Ab 550 GHz wird die Fußpunktimpedanz von dem Strahlungswiderstand der Antenne und der parallelen Kapazität, welche durch den HEMT verursacht wird, bestimmt. Die unterschiedlichen Bereiche gehen stetig ineinander.

Für das Design von Schlitzantennenstrukturen muss für den avisierten Frequenzbereich eine geschlossene metallische Fläche erzeugt werden. Zur Formung dieser Flächen werden die drei Anschlüsse des HEMTs verwendet, so entsteht eine Detektorstruktur, bei der die Grenze zwischen HEMT und Umgebung aufgelöst wird. Die Abbildung 5.5 und 5.6 illustrieren, wie die drei Anschlüsse die Struktur formen und geführt werden, um eine Fläche zu bilden. In der ersten Zeile ist in der linken Spalte die Photographie der gefertigten Detektorstruktur dargestellt, neben der Visualisierung der Detektorstruktur, welche für die 3D-EM Simulation verwendet wird. In der Photographie (a) sind die drei metallischen Lagen durch die unterschiedlichen Goldtöne gut zu unterscheiden. Die MIM-Kondensatoren im Nord-Osten und Süd-Westen sind in beiden Darstellungen gut durch den charakteristischen dreieckigen Abschluss und den darunterliegenden hellen Gelbton zu identifizieren. Die nächste Zeile (c)(d) stellt das schematische Design des HEMTS im Antennenfußpunkt und die technologische Realisierung gegenüber. Durch die Topologie der ohmschen Kontakte sind der Drain-Anschluss im Norden und der Source-Anschluss im Süden auf der REM-Aufnahme gut zu identifizieren. In den folgenden Zeilen wird jeweils eine Anschlussstruktur bis zum HEMT hervorgehoben, während die anderen beiden Anschlüsse transparent dargestellt werden.

Die dritte Zeile (e)(f) stellt den Gate-Anschluss dar. Für die Detektorstruktur ist der Gate-Anschluss das hochfrequente Bezugspotenzial. Der Gate-Anschluss umschließt den Source-Anschluss vollständig und wird dann entsprechend der Bildungsvorschrift der Log-Spiralantenne nach außen geführt. Die anderen beiden Anschlüsse bilden an unterschiedlichen Stellen in der Struktur MIM-Kondensatoren mit dem Gate-Anschluss aus, um eine hochfrequente geschlossene Fläche zu bilden. In der ersten Zeile der Abbildung 5.6 (g)(h) wird der

Source-Anschluss hervorgehoben. Beginnend am ohmschen Kontakt des HEMTs, bildet er zusammen mit dem Gate-Anschluss einen MIM-Kondensator, wobei der Source-Anschluss die obere Kondensatorelektrode ausformt. Durch diese Führung entsteht ein sehr breitbandiger Kurzschluss zwischen dem Gate- und dem Source-Anschluss. Die zweite Zeile (i)(j) zeigt den Drain-Anschluss, welcher durch zwei MIM-Kondensatoren mit dem Gate-Anschluss hochfrequent kurzgeschlossen wird, um eine HF-mäßig geschlossene metallische Fläche zu erzeugen. Dabei bildet der Drain-Anschluss beim MIM-Kondensator im Nordosten die obere Elektrode, während er im Südwesten die untere Elektrode ausbildet.
Die Ausformung des Antennenarms folgt der Bildungsvorschrift für die Log-Spiralantenne. Um ein Verkippen des Fernfeldes durch unterschiedlich dicke Antennenflügel zu verhindern, ist auf diesem Antennenflügel die metallische Lage der oberen MIM-Elektrode ohne zwischenliegendes Dielektrikum mit aufgetragen. Dadurch ergibt sich zwischen den beiden Antennenflügeln eine Abweichung in der Stärke von 200 nm.
Die Detektorstruktur besitzt das gleiche Stabilitätsnetzwerk wie die Detektorstruktur aus Abbildung 5.4. Die S-Parametersimulation des Source-Gate- und Drain-Gate-Anschlusses zeigt einen sehr breitbandigen Kurzschluss für den Source-Gate-Anschluss und den aus Kapitel 4 bekannten Verlauf für die Fußpunktimpedanz der logarithmischen Schlitzspiralantenne.
Beide vorgestellten Detektorstrukturen besitzen die jeweils zu der Antennenform im Kapitel 4 präsentierten Fernfelder.

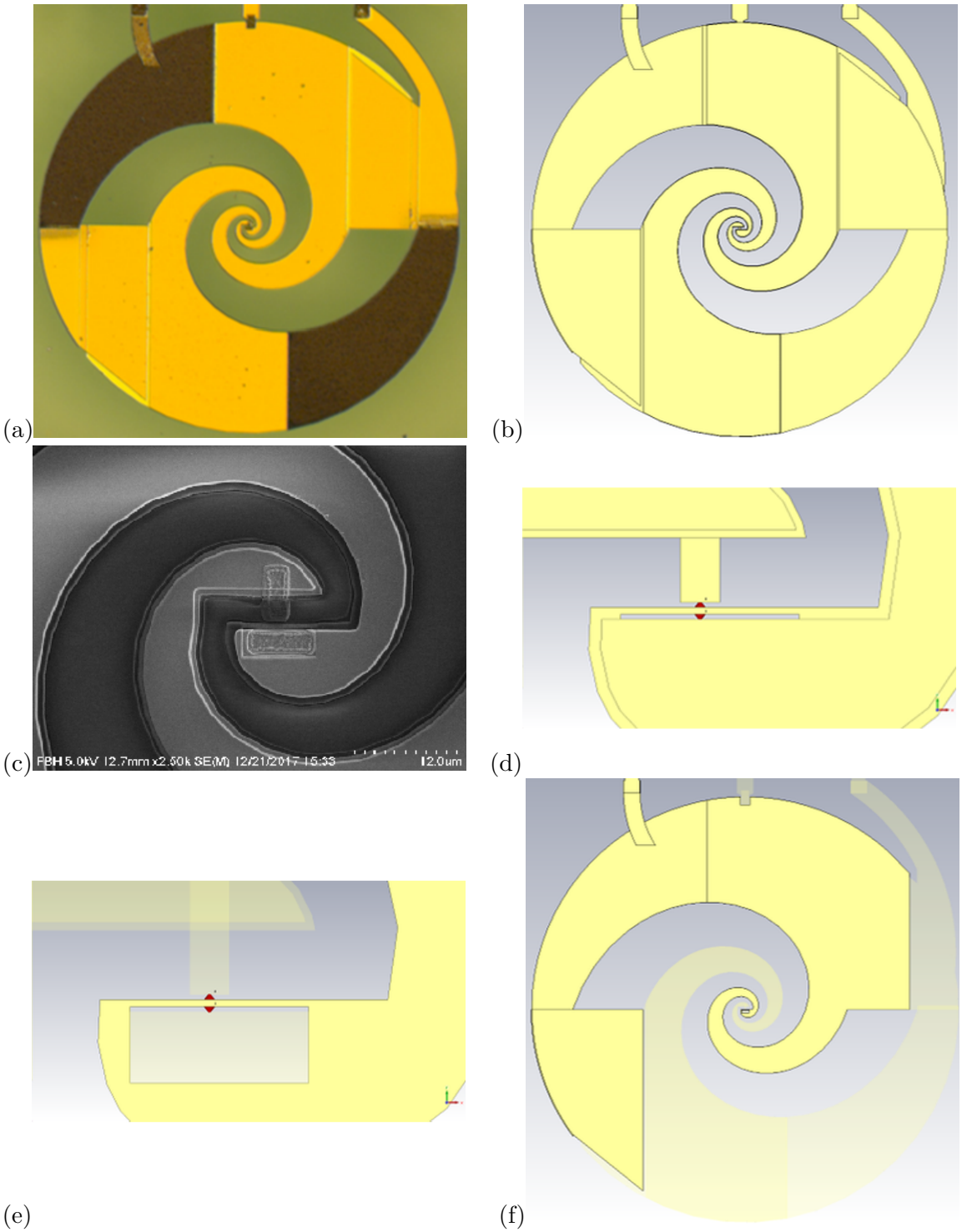
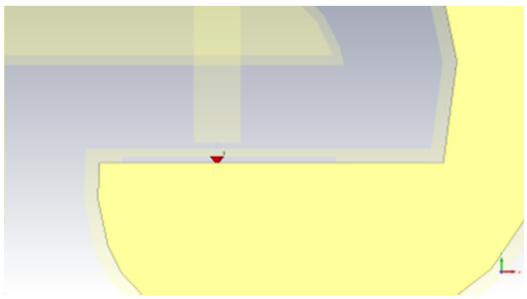
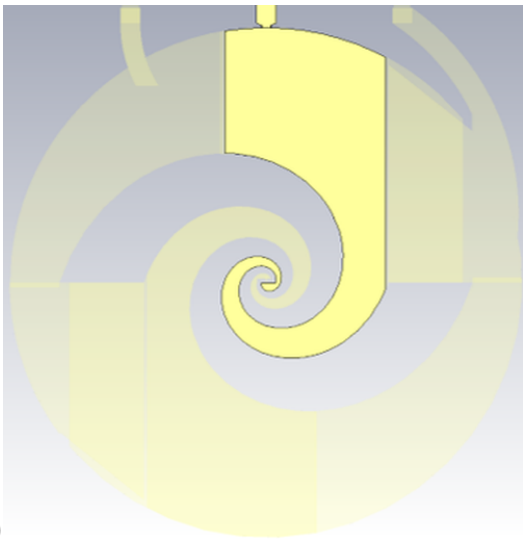


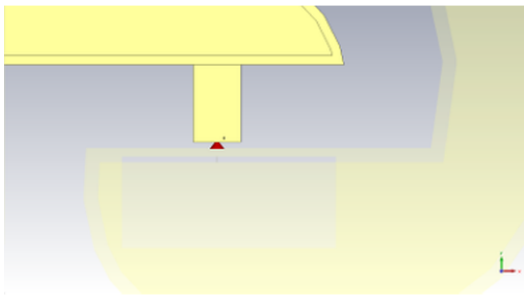
Abbildung 5.5: Realisierung einer logarithmischen Schlitzspiralantennenstruktur und die Simulation der damit erzielten Abschlüsse für den HEMT (1).



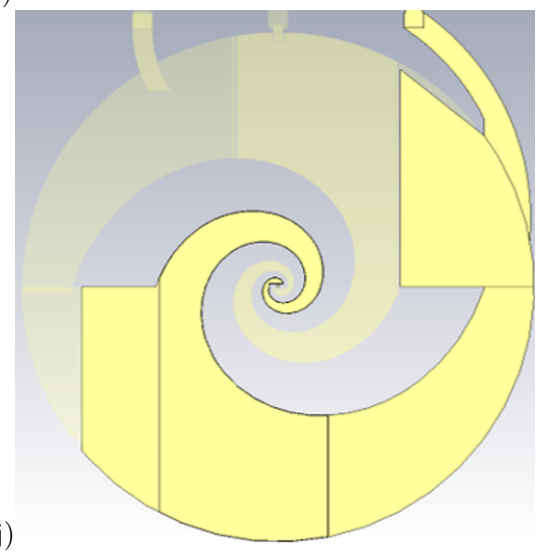
(g)



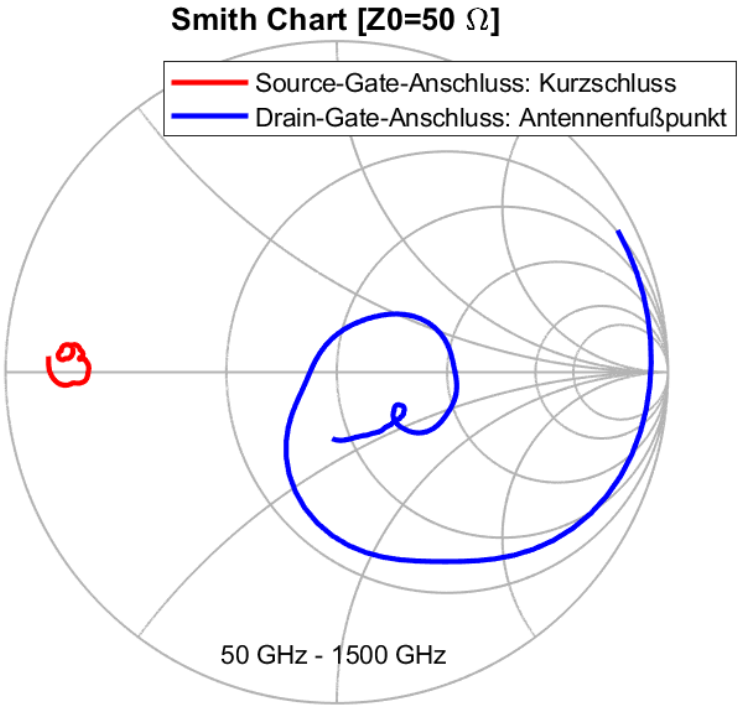
(h)



(i)



(j)



(k)

Abbildung 5.6: Realisierung einer logarithmischen Schlitzspiralantennenstruktur und die Simulation der damit erzielten Abschlüsse für den HEMT (2).

6

Simulation und Messung der Detektorstruktur

6.1 Einleitung

In diesem Kapitel wird das bisher getrennt betrachtete Modell des internen HEMTs aus Kapitel 3 mit den entworfenen Detektorstrukturen aus Kapitel 5 zusammengeführt und anhand von Messungen an realisierten Strukturen verifiziert. Dazu werden anhand von 3D-EM Simulationen der Detektorstrukturen die am internen HEMT auftretenden Spannungsamplituden berechnet, was es ermöglicht, zusammen mit dem Modell die auftretenden Detektionsströme zu simulieren und mit Messungen zu vergleichen.
Für diese Evaluierung des Modells und zur Verifikation des dominierenden Detektionsmechanismus werden die Messungen von acht Detektorstrukturen mit der jeweils zugehörigen Simulation verglichen. Dabei repräsentieren sechs Detektorstrukturen sowohl die evolutionäre Entwicklung von der ersten zur zweiten Generation des Transistorlayouts, wie sie im Kapitel 5 vorgestellt wurden, als auch die jeweiligen Antennenkonzepte Bow-Tie und Logarithmische Spirale mit ihrem jeweiligen Selbstkomplement aus dem Kapitel 4. Die beiden weiteren Strukturen zeigen den Einfluss einer reduzierten Gate-Länge und eine Variation der Epitaxie, bei der die Beweglichkeit der Ladungsträger im 2DEG erhöht wurde.
Zunächst wird in Kapitel 6.2 das zur Vermessung der Detektorstruktur verwendete Messsystem und der Messaufbau vorgestellt. Im Abschnitt 6.3 werden die acht Detektorstrukturen, ihre Simulationen an den Referenzebenen zum internen HEMT und ihrem DC- Verhalten und dem jeweils angepassten Modell präsentiert. Die individuelle Anpassung der Modelle an die einzelnen Detektorstrukturen ist auch bei nominell gleichen Dimensionen des HEMTs notwendig. Da der Prozess für deutlich größere HEMT-Dimensionen ausgelegt ist, führen örtlich begrenzte Prozess- und Epitaxie-Ungenauigkeiten zu einer Variation im elektrischen Verhalten.
Für eine realitätsnahe Simulation des erzeugten Detektionsstromes wurden die in der Detektorstruktur auftretenden Spannungsamplituden über den gesamten betrachteten Frequenzbereich von 100 GHz bis 1200 GHz an 35 Frequenzstützstellen simuliert. Die Simulationsports an den

eingeführten Referenzebenen Source-Gate und Drain-Gate sind je nach Layoutgeneration und im höheren Frequenzbereich nicht vollständig voneinander entkoppelt, deswegen müssen beide Referenzebenen mit in die Simulation der Detektionsströme einbezogen werden. Der Aufbau der 3D-EM-Simulation und die Umrechnung der Ergebnisse für die realen Leistungen werden im Abschnitt 6.5 eingeführt. Im Abschnitt 6.6 werden die HF-Messungen der Detektorstrukturen präsentiert und die Ergebnisse der simulierten Spannungsamplituden der Detektorstrukturen mit dem jeweiligen Modell zusammengeführt und die so simulierten Detektionsströme mit den gemessenen Detektionsströmen verglichen. Die Ergebnisse werden im Abschnitt 6.7 verglichen. Anschließend wird im Abschnitt 6.8 eine theoretische Betrachtung der Ergebnisse vorgenommen und eine statische Lösung für den entstehenden Detektionsstrom präsentiert.

6.2 Detektoraufbau und Messsystem

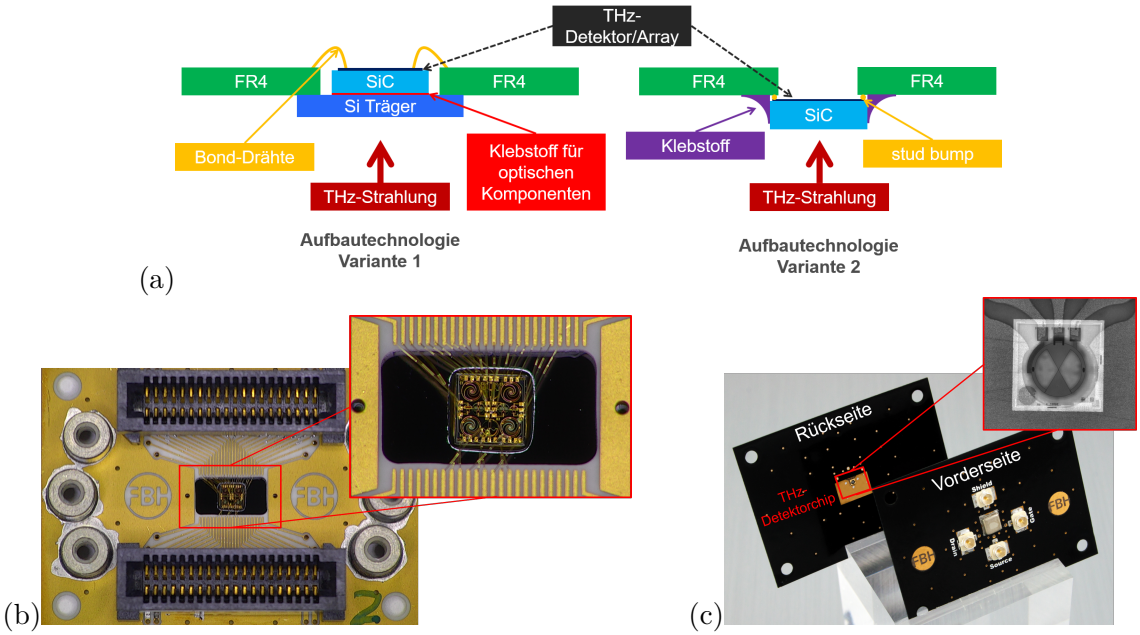
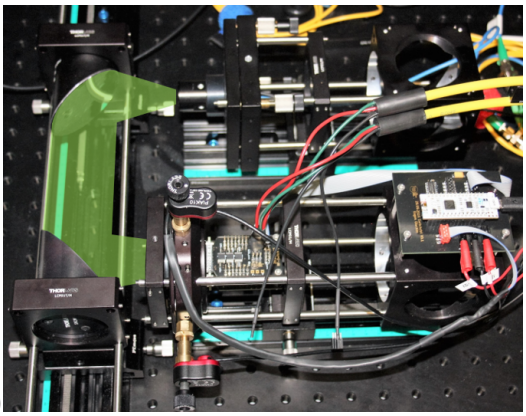


Abbildung 6.1: (a)Schematische Darstellung und Photografien der zwei Aufbautechnologievarianten (b) Variante 1 (c) Variante 2

Für die Vermessung und Anwendung wurden zwei unterschiedliche Aufbauvarianten für die THz-Detektoren entwickelt. Die Variante 1 ist für die Vermessung von unterschiedlichen Designs von Detektorstrukturen auf einem gemeinsamen Chip konzipiert, während die Variante 2 für den Aufbau von gesamten Systemen konzipiert wurde. Beiden Varianten gemein ist, dass die THz-Strahlung durch das SiC-Substrat in den Chip eingekoppelt wird. Wie im Kapitel vier erläutert liegt die Hauptkeule der Antennenstrukturen in Richtung des Substrates, während die Antennenstruktur in Richtung der Luft einen verschwindend geringen Richtfaktor aufweist. Bei Gleichstrommessungen verhalten sich die einzelnen Detektorstrukturen wie GaN-HEMTs mit 3 μm Gate-Weite, aus diesem Grund werden die externen drei Anschlüsse mit Gate, Source und Drain bezeichnet und können entsprechend angesteuert werden.
Abbildung 6.1 präsentiert eine schematische Gegenüberstellung der beiden Aufbauvarianten und zwei Photografien der jeweils entsprechend der Varianten aufgebauten Detektoren. Im

Folgenden werden die Varianten anhand der Abbildung 1 näher erläutert.
Bei der Variante 1 wird auf die Rückseite eines strukturierten PCB Boards, mit einer mittigen durchgängigen Fräsung, ein hochresitiver Siliziumchip geklebt. Auf der Photografie ist das Silizium als schwarzer Rahmen um den eigentlichen Chip zu erkennen. Von der Vorderseite wird in die entstehende Tasche der Detektorchip eingeklebt. Dabei wird ein für den optischen Spektralbereich zertifizierter Kleber verwendet, der sich durch seine Eigenschaften auch für den THz-Spektralbereich eignet. Die unterschiedlichen Strukturen auf dem Detektorchip werden nach einem festen Schema mittels Ultraschall-Wedge-Wedge-Bonden mit den Leitungen auf dem PCB verbunden. Dadurch ist es möglich jede einzelne Detektorstruktur separat anzusteuern. In der Nahaufnahme des Chips sind die einzelnen Detektorstrukturen und die Bonddrähte zu erkennen. In der Photografie des gesamten PCBs sind im Norden und Süden der PCB Kartenrandstecker zu erkennen, in die Platinen mit elektrisch steuerbarem Umschalter gesteckt werden können. Mit der Elektronik ist es so möglich, zwischen den einzelnen Detektorstrukturen umzuschalten und diese mit einer Präzisions-SMU (Source/Measure Unit) sowohl im DC-Bereich als auch unter dem Einfall von THz-Strahlung zu vermessen.
Variante 2 wurde hinsichtlich von zwei Gesichtspunkten entwickelt, zum einen der Reduzierung der Arbeitsschritte beim Aufbau, zum anderen der Reduzierung von Grenzflächen innerhalb der einfallenden THz-Strahlung und die Vermeidung der langen Bonddrähte für höhere Bandbreiten im unteren Gigahertz-Bereich ($< 20\,GHz$). Dazu wurden auf der PCB Gold-Stud-Bumps aufgebracht, die dann mittels Thermokompression-Bonden mit ihrem Gegenstück auf dem Chip verbunden werden. Für zusätzliche Stabilität werden die Chips mittels eines Klebers an den Rändern fixiert. Auf der Photographie ist der Aufbau eines einzelnen Detektorchip mit Vorder- und Rückseite des Träger PCBs dargestellt. Auf der Rückseite der PCB ist der Detektorchip aufgebracht. Die Nahaufnahme zeigt eine Infrarotphotografie des Chips. Die metallischen Flächen heben sich dann dunkel hervor. Der Chip hebt sich gegenüber dem PCB hell hervor, auf der Rückseite des Chips ist die Detektorstruktur mit ihren Kontaktflächen über den Kontaktstellen des PCBs zu erkennen. Auf der Vorderseite des PCBs sind die beschrifteten koaxialen Anschlussbuchsen zu sehen. Bei den koaxialen Anschlussbuchsen fiel die Entscheidung aufgrund des Formfaktors, einer möglichen Bandbreite von 6 GHz und der Kosten für den weitverbreiteten Industriestandard UFL.
Diese Aufbauvariante ist auch für größere Arrays geeignet, bei denen sich die Kontaktflächen am Rand des Chips gruppieren. Bei Chips, auf denen sich viele unterschiedliche Designs befinden, deren Kontaktflächen auch mittig in der Chipfläche liegen, ist diese Anordnung ungeeignet, da nur eine Ebene für die Kontaktleitungen zur Verfügung steht. Eine direkte Durchkontaktierung durch das PCBs ist nur durch die Verwendung von sehr dünnen PCB Prozessen mit Microvias möglich, bei den allerdings nicht die nötige Steifigkeit des PCBs vorhanden ist.
Der Messaufbau zur Charakterisierung der Detektorstruktur besteht aus drei Hauptkomponenten, der Aufnahme für die aufgebauten Detektorchips, einer Präzisions-SMU (Keithley 26002B) und einer durchstimmbaren THz-Quelle.

Als durchstimmbare THz-Quelle kommt ein Photomixing System der Firma Toptica (TeraScan 1550) zum Einsatz. Von diesem System kommt nur die Sendeeinheit zum Einsatz.

(a) 

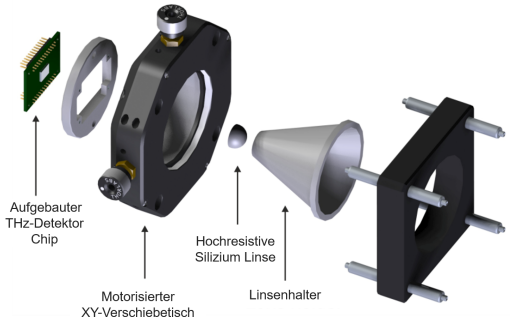
(b) 

Abbildung 6.2: Messsystem mit Darstellung der Strahlführung und Aufnahme für die aufgebauten THz-Detektoren

Der THz-Strahl wird mittels eines 90° Parabolspiegels kumuliert und dann mittels eines zweiten 90° Parabolspiegels auf die Linse der Messaufnahme fokussiert. Die Abbildung 6.2 zeigt die Photographie des Messaufbaues, mit einer künstlichen Darstellung des THz-Strahls. Im hinteren Teil des Bildes ist die Sendeeinheit zu sehen, im vorderen Teil die Aufnahme für die aufgebauten THz-Detektoren. Die Aufnahme der aufgebauten THz-Detektoren setzt sich aus drei Komponenten zusammen, einer Halterung, an die die PCB mit den aufgebauten THz-Detektoren verschraubt werden kann, einem motorisierten XY-Verschiebetisch, in dem die Halterung fixiert ist, und einem Linsenhalter, der eine hochresistive Silizium-Linse fixiert. Die Silizium-Linse befindet sich im Mittelpunkt des Strahlenganges und wird so ausgerichtet, dass sie im Fokus des Parabolspiegels liegt. Der Linsenhalter hält die Linse an den Rändern fest und drückt sie gegen den Siliziumchip oder direkt an das SiC-Substrat. Durch einen dünnen Silikonölfilm an der Grenzfläche zwischen Linse und Siliziumchip kann der gesamte Aufbau mit dem THz-Detektor Chip durch den motorisierten Verschiebetisch gegenüber der Linse verschoben werden.
Das ermöglicht es, alle Detektorstrukturen auf einem Chip in den Fokus der Linse zu fahren. Der Algorithmus zum Vermessen von mehreren Detektorstrukturen arbeitet dabei nach dem vereinfachten nachstehendem Schema:

- Schalter umschalten auf die aktuelle Detektorstruktur.
- DC-Charakterisierung der Detektorstruktur
- Bestimmen der Steilheit bei einer Drain-Spannung von 0.01 V
- Bestimmung der Gate-Spannung für maximale Steilheit
- Mit dieser Gate-Spannung wird der Fokus für die aktuelle Detektorstruktur gesucht.
- Bestimmung der Gate-Spannungsabhängigen Detektionsstromkurve bei 500 GHz.
- Anhand der Detektionsstromkurve wird die optimale Gate-Spannung für Detektion bestimmt.

- Messung des Detektionsstromes über den Frequenzbereich von 100 GHz bis 1200 GHz in 10 GHz Schritten
- Umschalten auf die nächste Detektorstruktur

Für die Messung des Detektionsstromes wird die THz-Quelle mit 10 Hz moduliert und eine FFT des digitalen Signals durchgeführt. Die niedrige Frequenz der Modulation ist darin begründet, dass die Präzisions-SMU einen fest integrierten Tiefpass verwendet, der in seinem Durchlassbereich nicht weiter angepasst werden kann. Die rechte Graphik der Abbildung 6.3 zeigt den gemessenen Detektionsstrom einer realen Detektorstruktur bei 500 GHz über der Gate-Spannung zur Bestimmung der für die Detektion optimalen Gate-Spannung.
Die abgestrahlte Leistung des Photomixer-Systems ist äußerst gering und konnte mit dem vorhandenen bolometrischem Detektor (Erickson PM4) nicht vermessen werden. Aus diesem Grund wurde die Leistungsmessung des baugleichen Schwestersystems, welches im Physikalisches Institut der Goethe Universität Frankfurt am Main steht, für die Berechnung im folgenden Kapitel herangezogen. Beide Systeme wurden zeitgleich mit den gleichen Leistungsdaten angeschafft. Durch die Verwendung dieser Art von externe Leistungsmessung besteht aber eine Unsicherheit bei der Bestimmung der absoluten Sensitivität der THz-Detektoren. Da in dieser Arbeit alle berechneten Ergebnisse mit der gleichen angenommenen Ausgangsleistung durchgeführt werden und die Ergebnisse von unterschiedlichen THz-Detektorstrukturen verglichen werden, wirkt sich ein potenzieller Fehler auf alle THz-Detektorstrukturen in gleicher Weise aus. Abbildung 6.3 stellt die angenommene Ausgangsleistung der THz-Quelle über der Frequenz von $50\,GHz$ bis $1200\,GHz$ dar. Die THz-Quelle hat ihr Maximum mit $65\,\mu W$ bei $100\,GHz$ und fällt dann exponentiell über der Frequenz ab, bis bei $1\,THz$ noch eine Leistung von $0.1\mu W$ bzw. bei $1.2\,THz$ eine Leistung von $0.06\,\mu W$ zur Verfügung steht.

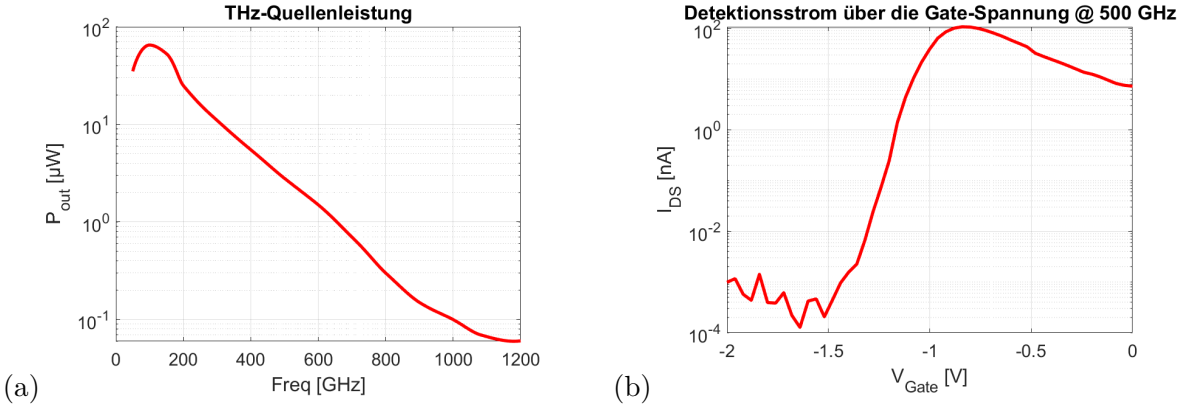


Abbildung 6.3: (a) Ausgangsleistung der THz-Quelle des Photomixer Systems als Funktion der Frequenz; (b) Detektionsstrom über der Gate-Spannung bei 500 GHz, zur Bestimmung der optimalen Gate-Spannung

6.3 Die Detektorstrukturen

Wie eingangs ausgeführt, wurden insgesamt 8 Detektorstrukturen für die Evaluierung des Detektionsmechanismus und des Einflusses der an den Referenzebenen realisierten Impedanzen ausgewählt. Dabei handelt es sich um sechs unterschiedliche Designs der Detektorstrukturen

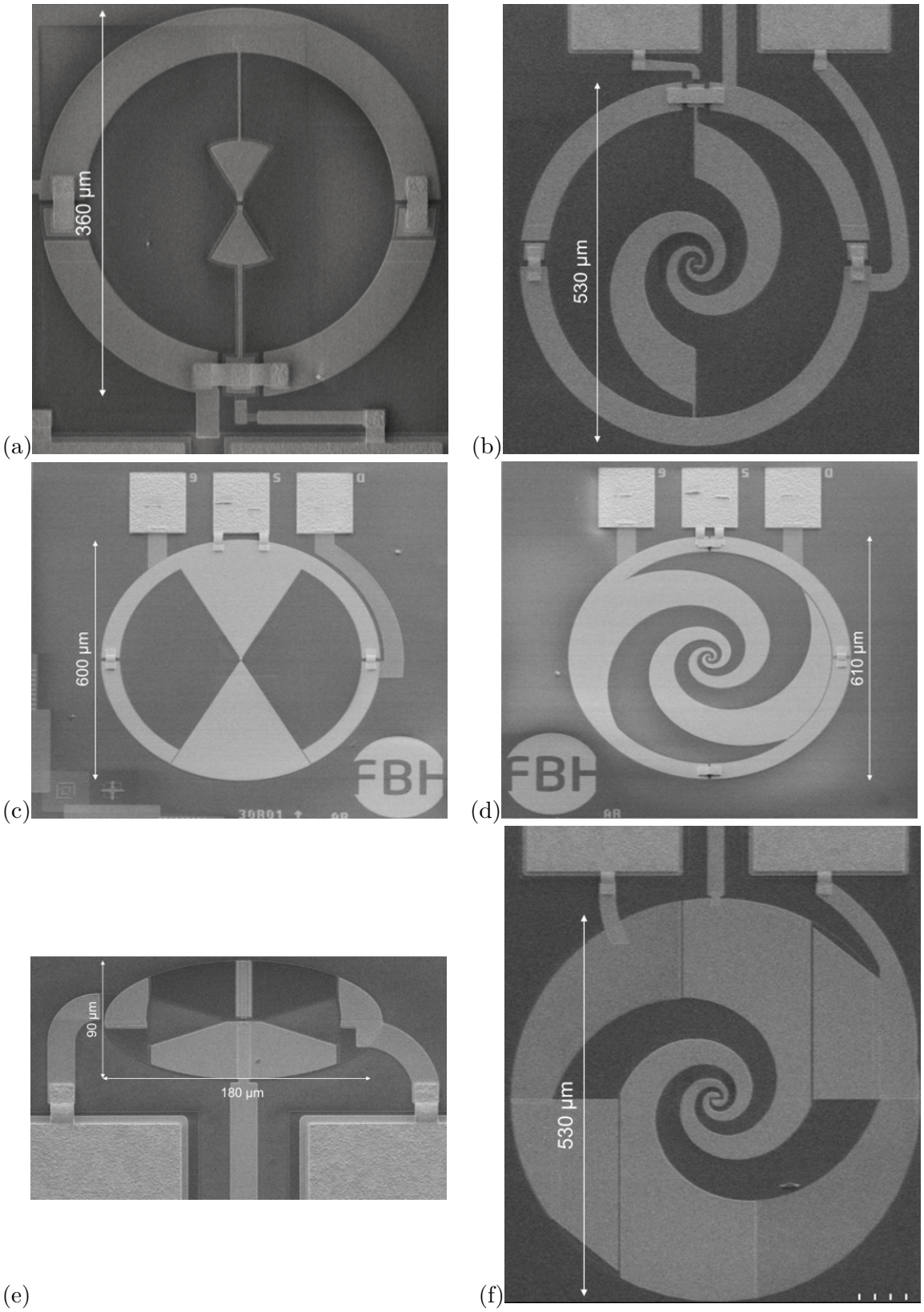


Abbildung 6.4: Detektorstrukturen; linke Spalte: Bow-Tie Antennenstrukturen; rechte Spalte: logarithmische Spiral Antennenstrukturen; erste Zeile: erste Generation des Transistorlayout; zweite Zeile: zweite Generation des Transistorlayout; dritte Zeile jeweiliges Selbstkomplementär der ersten Generation

und jeweils ein gleiches Design mit einmal einer reduzierten Gate-Länge und einer Variation der Epitaxie. Alle sieben Detektorstrukturen, bei der der interne HEMT eine Gate-Länge von $250\,nm$ besitzt, haben Transistoren mit identischen Dimensionen; Gate-Kopf $350\,nm$, $250\,nm$ Abstand zwischen dem Gate-Kopf und den ohmschen Kontakten Source und Drain und eine Gate-Weite von $3\,\mu m$. Bei der Detektorstruktur mit einer Gate-Länge von $150\,nm$ ist der Gate-Kopf $250\,nm$, die anderen Dimensionen wurden beibehalten.
In der Abbildung 6.4 sind die REM Aufnahmen der Detektorstrukturen dargestellt, welche zur Evaluierung genutzt werden. In der linken Spalte basieren die Detektorstrukturen auf einem Bow-Tie Antennenkonzept, in der rechten Spalte auf einem logarithmischen Spiralantennenkonzept. Die ersten beiden Zeilen repräsentieren die evolutionäre Entwicklung von der ersten zur zweiten Generation des Transistor- und Strukturlayouts. Die letzte Zeile ist das jeweilige Selbstkomplement des entsprechenden Antennenkonzeptes der ersten Generation. In der zweiten Generation des Strukturlayouts geht einerseits die Antennenstruktur direkt in den Rahmen, welcher das HF-Bezugspotenzial darstellt, über, wodurch die dünnen Anschlussleitungen aus der ersten Generation vermieden werden. Vergleicht man dazu in Abbildung 6.5 die simulierten S-Parameter der Drain-Gate-Referenzebene der ersten und zweiten Generation miteinander, zeigt sich durch die entfallende Zuleitungsstruktur die Vermeidung der Transformation in niederohmige und hoch kapazitive Impedanzbereiche, die Impedanz zeigt wie gewünscht über einen größeren Frequenzbereich nur relativ wenig Veränderungen, wobei die Bow-Tie-Struktur hier besser als die Log-Spiral-Antenne abschneidet. Das breitbandigere Verhalten des Impedanzverlaufes liegt daran, dass die zweite Detektorgeneration einen größeren Durchmesser besitzt als die erste Generation. Zum Vergleich der Dimensionen sind die Ausdehnung der Detektorstrukturen in Abbildung 6.4 eingezeichnet.
Die in der zweiten Generation und der Schlitzvariante der Antennenkonzepte realisierte Umschließung des Source-Anschlusses durch den Gate-Anschluss ermöglicht einerseits die bessere Realisierung eines Kurzschlusses an der Source-Gate-Referenzebene und andererseits eine bessere Entkopplung zwischen den beiden Referenzebenen, wie es im Kapitel 4 besprochen wurde. In der Abbildung 6.5 sind die Simulationen der S-Parameter der Source-Gate Referenzebene und der Entkopplung der verschiedenen Designs gegenübergestellt. Hier zeigt sich von der ersten zur zweiten Layoutgeneration eine deutliche Verbesserung des frequenzabhängigen Kurzschlussverhaltens und der Entkopplung der beiden Referenzebenen. Es sei noch einmal auf die relativ große Bandbreite von 50 GHz bis 1500 GHz hingewiesen. Dass gegenüber den Schlitzstrukturen bei Frequenzen oberhalb 400 GHz eine stärkere Frequenzabhängigkeit auftritt, liegt daran, dass wir hier trotz der Umschließung des Source-Anschlusses eine geometrische Ausformung des realisierten MIM-Kondensators haben. Diese Ausformung bewirkt eine niederohmige Zuleitungsstruktur, die den Kurzschluss transformiert und als Leitung wirkt, in die Leistung eingekoppelt wird.
Die zweite Generation der Bow-Tie Detektorstruktur wurde nach der Aufbauvariante 2, alle anderen Detektorstrukturen nach der Aufbauvariante 1, welche im Kapitel 6.2 vorgestellt wurde, aufgebaut. Danach erfolgte eine Charakterisierung der Detektorstrukturen nach dem im Kapitel 6.2 vorgestellten Schema. In den beiden folgenden Unterkapiteln werden die DC- und HF-Messergebnisse und Modellierungen dieser Detektorstrukturen präsentiert.

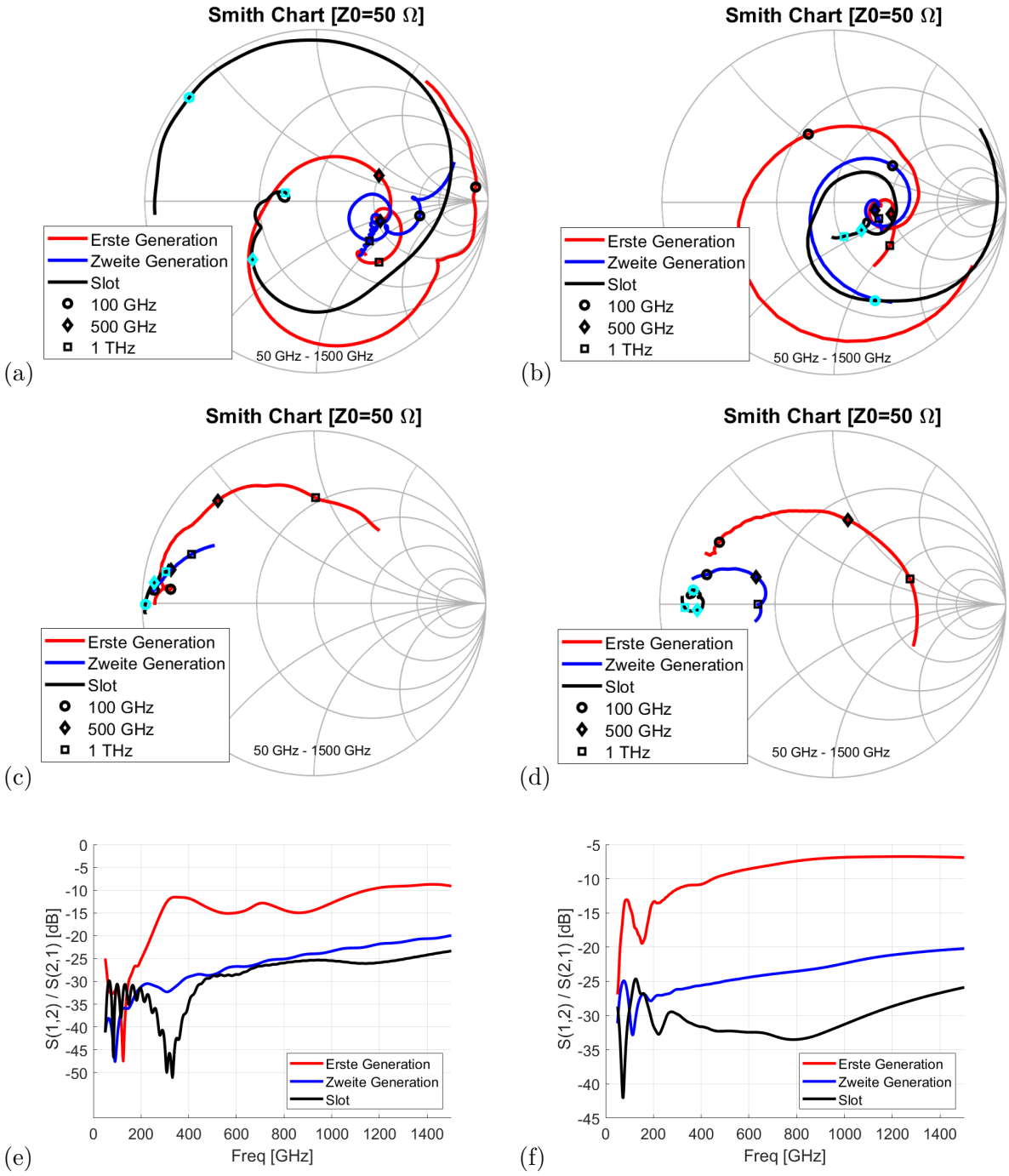


Abbildung 6.5: Simulierte S-Parameter der Referenzebenen, linke Spalte: Bow-Tie Strukturen, rechte Spalte: Logarithmische Spiralstrukturen; (a)(b)Drain-Gate-Referenzebene / Antennenfußpunkt; (c)(d) Source-Gate-Referenzebene / Kurzschluss

6.4 DC-Verhalten der Detektorstrukturen und deren Modellierung

Die acht Detektorstrukturen wurden in vier Technologiedurchgängen auf sechs unterschiedlichen Epitaxien realisiert, wobei die Designs der ersten Generationen und ihr entsprechendes Selbstkomplement im gleichen, die zweiten Generationen jeweils in separaten und die Detektorstruktur mit der reduzierten Gate-Länge in einem weiteren Technologiedurchlauf realisiert worden sind.
Um den Einfluss der Gate-Längen-Reduktion zu evaluieren, wurde das mit der ersten Bow-Tie Generation identische Detektorlayout mit einer Gate-Länge von 150 nm realisiert, bei der eine auf die kürzere Gate-Länge angepassten Epitaxie genutzt wurde. Zur Steigerung der Ladungsträgerbeweglichkeit wurde bei einem Wafer in dem Prozessdurchlauf, in dem die zweite Generation der logarithmischen Spiralstrukturen realisiert wurden, die Eisenkonzentration im Buffer der Epitaxie reduziert.
In Tabelle 6.1 sind die Gate-Länge und DC-Messwerte der einzelnen Detektorstrukturen aufgeführt.

Detektorstruktur	R_{ON} $[k\Omega]$	**Optimale Gate-Spannung** $[V]$	**Widerstand bei optimaler Gate-Spannung** $[k\Omega]$	**Gate-Länge** $[\mu m]$	**Term der Taylorreihen-entwicklung** $\left[\frac{mS}{V}\right]$
Bow-Tie erste Gen.	0.93	-2.9	1.67	0.25	1.1
Bow-Tie erste Gen. ($150\,nm$)	1.12	-0.84	3.41	0.15	2.3
Bow-Tie zweite Gen.	0.51	-2.3	1.04	0.25	1.8
Slot-Bow-Tie	1.06	-2.86	2.17	0.25	0.95
Log-Spirale erste Gen.	1.05	-2.02	2.179	0.25	1.4
Log-Spirale zweite Gen.	0.97	-2.5	2.4	0.25	1.25
Log-Spirale zweite Gen. (Epi. Var.)	0.76	-2.58	1.7	0.25	1.3
Slot-Log-Spirale	1.36	-2.1	3.5	0.25	1.3

Tabelle 6.1: Ausgewählte DC-Messwerte der acht Detektorstrukturen

Die unterschiedlichen Schwellenspannungen und das elektrische Verhalten der Detektorstrukturen sind vor allem auf die verschiedenen Epitaxien und die Streuung über den Wafer zurückzuführen, dieses ist gerade bei der Detektorstruktur mit $150\,nm$ Gate-Länge ersichtlich. Die auf die Gate-Länge angepasste AlGaN-Barriere hat eine Stärke von $12\,nm$ gegenüber der Stärke der AlGaN-Barriere für eine Gate-Länge von $250\,nm$ von $22\,nm$ bzw. $27\,nm$.
Zur Bestimmung des ON-Widerstandes wurden die Drain-Spannung von $0\,V$ bis auf $0.05\,V$, in $0.01\,V$ Schritten, bei einer Gate-Spannung von $0\,V$ verändert. Auf Basis dieser Messwerte wurde der ON-Widerstand mittels einer linearen Interpolation und Bestimmung der Steigung der Geraden extrahiert. Um Sättigungseffekte zu vermeiden, wurde der geringe Drain-Spannungsbereich ausgewählt.
Die optimale Gate-Spannung, die zu maximalem Detektionsstrom führt, wurde nach dem im Kapitel 6.2 beschriebenen Vorgehen bestimmt. Bei dieser optimalen Gate-Spannung wurde für die spätere Berechnung der NEP (Noise-equivalent power) der Widerstand der Detektorstruktur

vermessen. Dieser Wert wurde bei einer Drain-Spannung von $0.01\,V$ bestimmt. Mit diesem Widerstandswert kann der effektive Kurzschlussrauschstrom berechnet werden. Untersuchungen des Rauschens an vergleichbaren AlGaN/GaN HEMT basierten THz-Detektoren an der Universität Vilnius haben gezeigt, dass das Wärmerauschen die Hauptursache des Rauschens in dieser Art von Detektoren ist [56]. Bei der optimalen Gate-Spannung wurde zusätzlich der Wert, welcher sich für den Term aus der Taylorreihenentwicklung aus Kapitel 2 ergibt, in die Tabelle aufgenommen.
Da der ON-Widerstand bei kleinen HEMT Dimensionen maßgeblich durch die Kontaktwiderstände bestimmt wird, führt ein möglichst kleiner ON-Widerstand zu einer höheren Empfindlichkeit. Die Schwellenspannung und damit die optimale Gate-Spannung hängt maßgeblich von der Epitaxie ab, der Wert lässt allerdings keine Rückschlüsse auf die Eigenschaften einer Struktur als THz-Detektor zu. Der Widerstand im optimalen Arbeitspunkt hat seine Relevanz bei der Berechnung des NEPs. Auf die Berechnung des NEPs wird im nächsten Kapitel genauer eingegangen.
Für alle acht Detektorstrukturen wurden die Modellparameter separat angepasst. Dieses Vorgehen ist notwendig, da auch nominal gleiche HEMTs aus demselben Prozessdurchlauf mit gleicher Epitaxie bei den hier verwendeten kleinen Transistoren unterschiedliches elektrisches Verhalten zeigen.
Zur Anpassung der Modellparameter an die einzelnen Detektorstrukturen wurde nach einem festen Schema vorgegangen. Alle mechanischen Dimensionen wurden aus dem Layout, die Daten zu den ohmschen Kontakten und dem Schichtwiderstand wurden anhand der im Prozess gemessenen Daten in das Modell übernommen. Anhand des gemessenen ON-Widerstandes wurden die Kontaktwiderstände und der Schichtwiderstand des Modells optimiert, wobei die Werte immer in dem Wertebereich gehalten sind, in dem auch die real gemessenen Werte ihre Streuung haben. Mit den DC-Messungen bei einer Drain-Spannung von $0.1\,V$ wurden die restlichen Modell-Parameter angepasst, um das reale DC-Verhalten des HEMTs nachzubilden. Dazu wurden die maximale Ladungsträgerkonzentration, die Beweglichkeit und die im Kapitel 3 eingeführten Fitparameter anhand der DC-Messungen angepasst. Der Fokus für die beste Übereinstimmung zwischen den Messungen und dem Modell lag dabei auf dem Gate-Spannungsbereich um die für die Detektion optimale Gate-Spannung. Die Fitparameter decken dabei die Anpassung der Ladungsträgersättigung (γ), die Steuerwirkung zwischen Gate-Elektrode und Kanal (α) und die Steigung der Ladungsträgerkonzentration (T) ab. Die Tabelle mit den so angepassten Modell-Parameter für alle acht Detektorstrukturen befinden sich in tabellarischer Form im Anhang 1.
Das so erhaltene DC-Verhalten der Modelle wurde anhand des Terms, welches sich aus der Taylorreihenentwicklung im Kapitel 2 ergibt, mit dem gemessenen Verhalten der jeweiligen Detektorstruktur verglichen. Da der Term die jeweilige erste Ableitung des Drain-Source-Stromes nach der Drain-Source- und Gate-Source-Spannung darstellt, ergibt sich ein guter Vergleichswert. Dazu wurden die sich aufspannenden Ebenen des sich ergebenen Terms genommen und entlang der Achse, welche die $0\,V$ Drain-Spannung darstellt, geschnitten. Das ist der Arbeitsbereich, in dem das resistive Mischen stattfindet. Die sich für die acht Detektorstrukturen und ihre jeweiligen Modelle ergebenden Graphen sind in Abbildung 6.6 dargestellt.

In den Graphen, welche die Messungen repräsentieren, sind Welligkeiten zu erkennen, welche auf verrauschte Messdaten zurückzuführen sind. Dieses Rauschen tritt durch die Differenzialbildung stärker hervor.
Neben der Detektorstruktur Bow-Tie-Detektorstruktur erster Generation 150 nm sind die durch Messungen extrahierten optimalen Gate-Spannungen immer etwas kleiner als das Maximum welches durch den Term der Taylorreihenentwicklung angezeigt wird.
Um die optimalen Gate-Spannungen herum konnte eine hohe Übereinstimmung zwischen dem Gleichstromverhalten der Modelle und den Messungen erzielt werden.

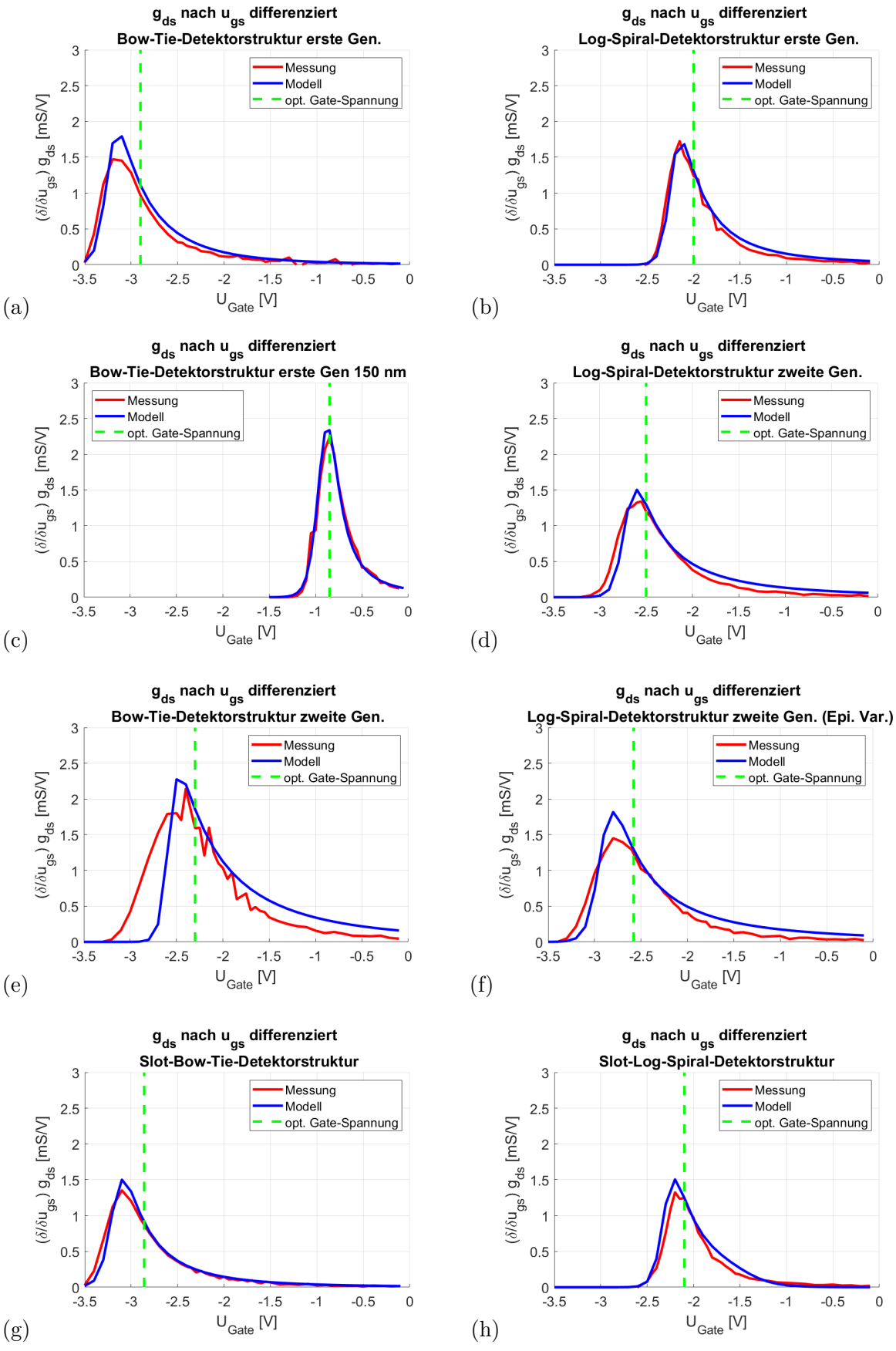


Abbildung 6.6: Vergleich der Terme der Taylorreihenentwicklung, welche sich aus den DC-Messungen und den DC-Simulationen der Modelle ergibt.

6.5 HF-Messungen der Detektorstrukturen

Da die Detektorstrukturen bei der HF-Messung in dem bei $500\,GHz$ gefundenen Fokus vermessen werden, sind sowohl Überhöhungen der Sensitivität durch Stehwellen im Messsystem als auch ein frequenzabhängiges Wandern der Richtcharakteristik des Fernfeldes der Detektorstrukturen nicht erfasst. Durch die Anwendung eines gleitenden Mittelwertes auf die Messdaten werden die lokalen Mini- und Maxima , welche durch Stehwellen verursacht werden, reduziert, während ein sich änderndes Fernfeld von den Messungen nicht erkannt und als Änderung der Sensitivität erfasst wird.
Bei den HF-Messungen der Detektorstrukturen wird die SMU als Strommessgerät betrieben, um den erzeugten Detektionsstrom zu messen. Die SMU hat im Strommessmodus einen Eingangswiderstand von $< \; 100\,\Omega$. Im Verhältnis zu dem Widerstand der aktuell zu vermessenden Detektorstrukturen stellt dieser Eingangswiderstand einen Kurzschluss dar.
Die Sensitivität wird hier als Verhältnis zwischen dem gemessenen Detektionsstrom und der gesamten von der THz-Quelle abgestrahlten Leistung berechnet, Verluste, welche durch die Linse und weitere Grenzflächen verursacht werden, sind nicht mit enthalten. In Anlehnung an die Konvention in Veröffentlichungen [57] wird diese Sensitivität als optische Sensitivität S_{Opt} bezeichnet.

$$S_{Opt} \; = \; \frac{I_{Det}}{P_{THz_Quelle}} \tag{6.1}$$

In Abbildung 6.7 ist die Messung des Detektionsstromes I_{Det} eines Detektors und die sich daraus ergebende optische Sensitivität S_{Opt} als Funktion der Frequenz gezeigt. Aufgrund von Stehwellen im Messsystem kommt es zu frequenzabhängigen Minima und Maxima im gemessenen Stromverlauf. Um diese Messschwankungen aus dem gemessenen Signal zu entfernen, wird ein Gauß-gewichteter gleitender Mittelwert mit einer Fensterbreite von sechs Messpunkten verwendet. Die Rohmessung des Detektionsstromes und das sich ergebende Signal sind, für den Detektionsstrom und die Sensitivität, in der Abbildung 6.7 gegenübergestellt. Im Vergleich der beiden Kurven sieht man, dass die Charakteristika des Messsignals erhalten bleiben, schmalbandige Ereignisse wie die Absorptionslinie von Wasser bei $0.557\,THz$ allerdings weitgehend verloren gehen, während die breitbandigeren Absorptionslinien von Wasser bei $1.098\,THz$ und $1.163\,THz$ erhalten bleiben. Für die im Folgenden verwendeten Messungen wird immer der Gauß-gewichtete gleitende Mittelwert verwendet.
Abbildung 6.8 präsentiert die gemessenen Detektionsströme und die sich daraus ergebende optische Sensitivität und NEP (Noise-equivalent power) der acht Detektorstrukturen über der Frequenz. Der NEP Wert gibt die Eingangsleistung an, die zu einem Signal-Rausch-Verhältnis von Eins in einer $1\,Hz$ Ausgangsbandbreite führt, mit der Einheit $\frac{W}{\sqrt{Hz}}$. Sie errechnet sich aus dem Widerstand bei optimaler Gate-Spannung und der Inversen der Sensitivität zu:

$$NEP \; = \sqrt{\frac{4\,k_B\,T}{R_{V_{Gate_opt}}}}\,\frac{P_{THz_Quelle}}{I_{Det}}\;\left[\frac{W}{\sqrt{Hz}}\right] \tag{6.2}$$

Dabei ist k_B die Boltzmann Konstante und T die Temperatur in Kelvin. Damit beschreibt der erste Term den effektiven Kurzschlussrauschstrom, bei $1\,Hz$ Bandbreite, der jeweiligen Detektorstruktur bei der Gate-Spannung für maximalen Detektionsstrom. Der Gate-

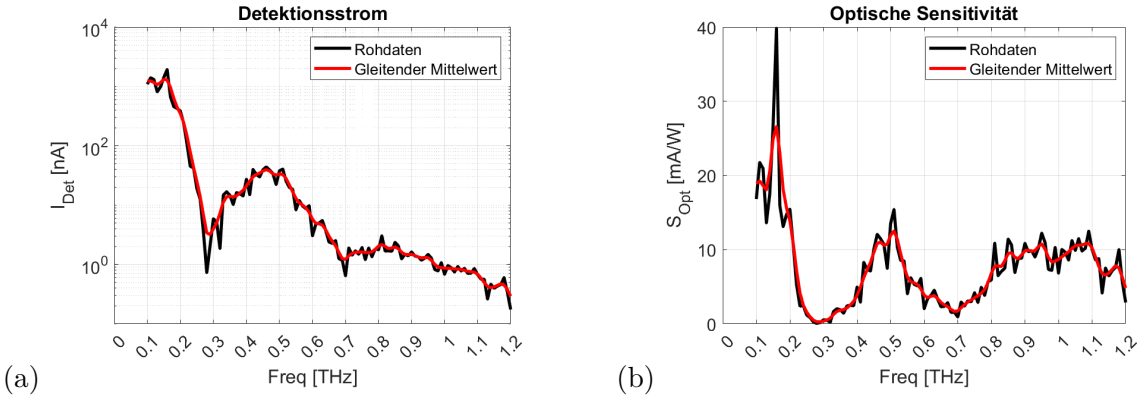


Abbildung 6.7: (a)Gemessener Detektionsstrom und (b)optische Sensitivität mit gleitendem Mittelwert

Spannungswert für minimale NEP liegt $0.1 - 0.15$ Volt unterhalb der Gate-Spannung für maximalen Detektionsstrom. Da hier der Kanal des HEMTs stärker abgeschnürt ist, führt das zu einem höheren Widerstand der Detektorstruktur und damit zu einem geringfügig niedrigeren NEP. Der Arbeitspunkt, der zu einem niedrigeren NEP führt, wird nicht weiter betrachtet, da es in einem Systemaufbau wichtiger ist, dass nachfolgende Verarbeitungsstufen eine maximal mögliche Signalamplitude erhalten.

Die in der Abbildung 6.8 in (a) und (b) gezeigten Detektionsströme weisen über den Frequenzbereich eine große Welligkeit auf. Diese Schwankungen sind auf eine große Varianz der Impedanz und der entstehenden Spannung an der Drain-Source-Referenzebene zurückzuführen. Diese Welligkeit zeigt sich in der auf die Quellenleistung bezogenen Sensitivität noch einmal deutlicher. An dieser Stelle muss man die Sensitivität des inneren HEMTs und die durch die umgebene Struktur verursachende Welligkeit trennen. Im Kapitel 3 wurde anhand von Simulationen gezeigt, dass der innere HEMT bei einer konstanten Spannungsamplitude des eingekoppelten THz-Signals und einem idealen Kurzschluss kein frequenzabhängiges Detektionsverhalten zeigt. Die umgebene Struktur verursacht sowohl durch die über die Frequenz wandernde Impedanz an der Referenzebene, als auch durch kapazitive Kopplung ein frequenzabhängiges Verhalten. Die kapazitiven Kopplungen sind die extrinsischen Kapazitäten im HEMT Modell, welche durch die 3D-EM-Simulation erfasst werden. Gerade die Drain-Source Kapazität verursacht ein frequenzabhängiges Verhalten.
Eine genauere Betrachtung dieser Zusammenhänge findet im Kapitel 6.8 statt.
In der Sensitivität der Bow-Tie-Strukturen der ersten Generation zeigt sich eine Welligkeit über der Frequenz mit zwei Einbrüchen der Sensitivität bei $300\,GHz$ und bei $680\,GHz$ und zwei Maxima im Bereich $450\,GHz$ bis $520\,GHz$ und bei $850\,GHz$. Nach den Minima folgt ein steiler Anstieg der Sensitivität bis zu einem lokalen Maximum bei $430\,GHz$, um dahinter wieder abzufallen. Dieses beschriebene Verhalten findet sich so auch in der Bow-Tie-Detektorstruktur erster Generation mit einer auf $150\,nm$ reduzierten Gate-Länge wieder. Allerdings zeigt der innere Transistor eine deutlich gesteigerte Sensitivität, wodurch die Extrema deutlicher hervortreten.
Die Messung der zweiten Generation der Bow-Tie Struktur zeigt im Mittel einen flacheren Frequenzverlauf mit schlechterer Sensitivität als die erste Generation. Ab 1.1 THz zeigt die

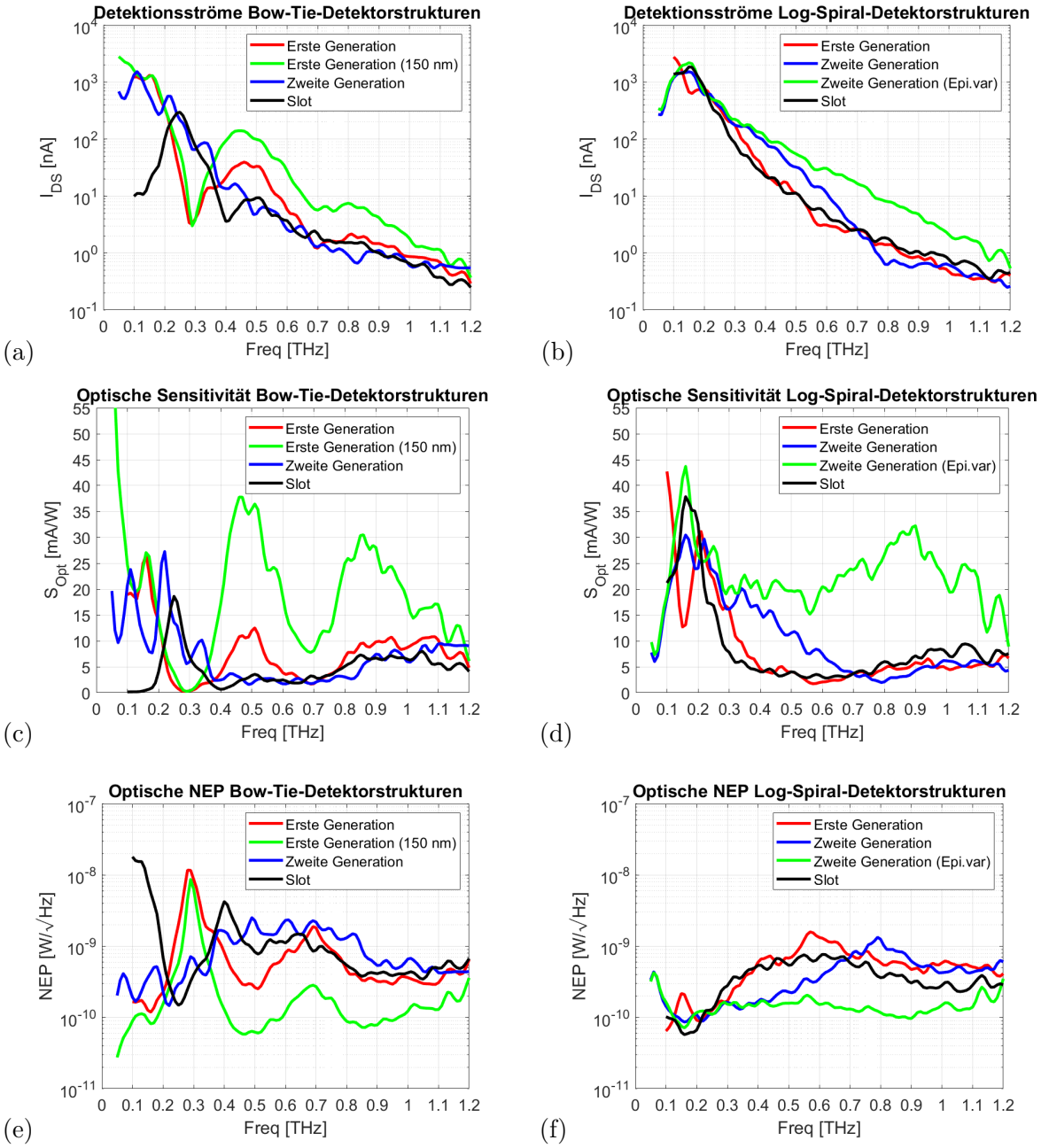


Abbildung 6.8: Detektionsstrom, Sensitivität und NEP der Bow-Tie- und Log-Spiral-Detektorstrukturen

Messung nur noch Rauschen.
In der Abbildung 6.4 ist zu sehen, dass die mechanischen Abmessungen der Slot-Bow-Tie-Detektorstruktur deutlich kleiner gegenüber den Bow-Tie-Detektorstrukturen der ersten und zweiten Generation ist. Die Detektorstruktur zeigt ab $200\,GHz$ eine vergleichbare Sensitivität. Die Log-Spiral-Detektorstrukturen erster und zweiter Generation besitzen im Frequenzbereich $> 400\,GHz$ gegenüber den Bow-Tie-Detektorstrukturen eine geringere Varianz, was aus dem breitbandigeren Verhalten der zugrundeliegenden Antennenstruktur herrührt. Die Log-Spiral-Detektorstruktur zweiter Generation zeigt zwischen $300\,GHz$ und $700\,GHz$ eine höhere Sensitivität als die erste Generation. Ab $700\,GHz$ zeigen beide Generationen eine vergleichbare Sensitivität. Auffällig ist die erhöhte Sensitivität der Detektorstruktur zweiter Generation, bei der die Epitaxie geändert wurde. Sie besitz eine deutlich höhere Sensitivität bei höheren Frequenzen. Die Welligkeit wird bei der Log-Spiral-Detektorstruktur zweiter Generation durch den gleitenden Mittelwert stärker nivelliert, da die Extrema nicht so ausgeprägt sind.
Wie die Simulationsergebnisse im Kapitel 3 prognostiziert haben, kann die Sensitivität der Detektorstruktur deutlich gesteigert werden, wenn die Gate-Länge verkürzt wird, bzw. die Beweglichkeit der Ladungsträger erhöht wird. Eine Analyse der Messergebnisse findet im Kapitel 6.7 statt.

6.6 Simulation der Detektorstruktur

Die Ports für die 3D-EM Simulationen befinden sich zwischen den metallischen Kontaktstrukturen des GaN-HEMTs. Diese Referenzebenen bilden die Schnittstellen zwischen der Umgebung und dem intrinsischen HEMT und somit auch die Schnittstellen zwischen dem, was mittels einer 3D-EM-Simulation möglich ist zu erfassen und dem analytischen Modell des internen HEMT, welches im Kapitel 3 hergeleitet wurde. Um nun mittels des analytischen Modells die Detektionsströme simulieren zu können, werden die Spannungsverläufe an den Referenzebenen benötigt. Die obere linke Darstellung der Abbildung 6.9 stellt den Querschnitt eines GaN-HEMT mit den Ports zwischen den Drain-Gate- und Source-Gate-Anschlüssen und die Verschaltung mit dem internen GaN-HEMT-Modell dar(a). Zusätzlich sind die Spannungen zwischen den einzelnen metallischen Strukturen eingezeichnet und in ein Schaltbild übertragen. Die hier betrachteten Spannungen beziehen sich auf die von der einfallenden THz-Strahlung verursachten Kleinsignal-Spannungen, der Gleichanteil der Gate-Spannung wird vernachlässigt. An dieser Stelle soll noch einmal darauf hingewiesen werden, dass die Detektorstruktur ohne eine Drain-Gleichspannung arbeitet, weswegen die Bezeichnung der ohmschen Anschlussstrukturen Drain und Source getauscht werden können. Da das hier verwendete HEMT Design voll symmetrisch ist, ändert sich auch das elektrische Verhalten nicht. Aufgrund einer einheitlichen Nomenklatur wird die Bezeichnung entsprechend der oberen Darstellung beibehalten.
Aus dem Schaltbild geht hervor, dass der Absolutwert der Drain-Source-Spannung der Abstand zwischen der komplexen Drain-Gate- und der Source-Gate-Spannungsamplitude ist.

$$|\underline{U}_{DS}| = |\underline{U}_{DG} - \underline{U}_{SG}| \tag{6.3}$$

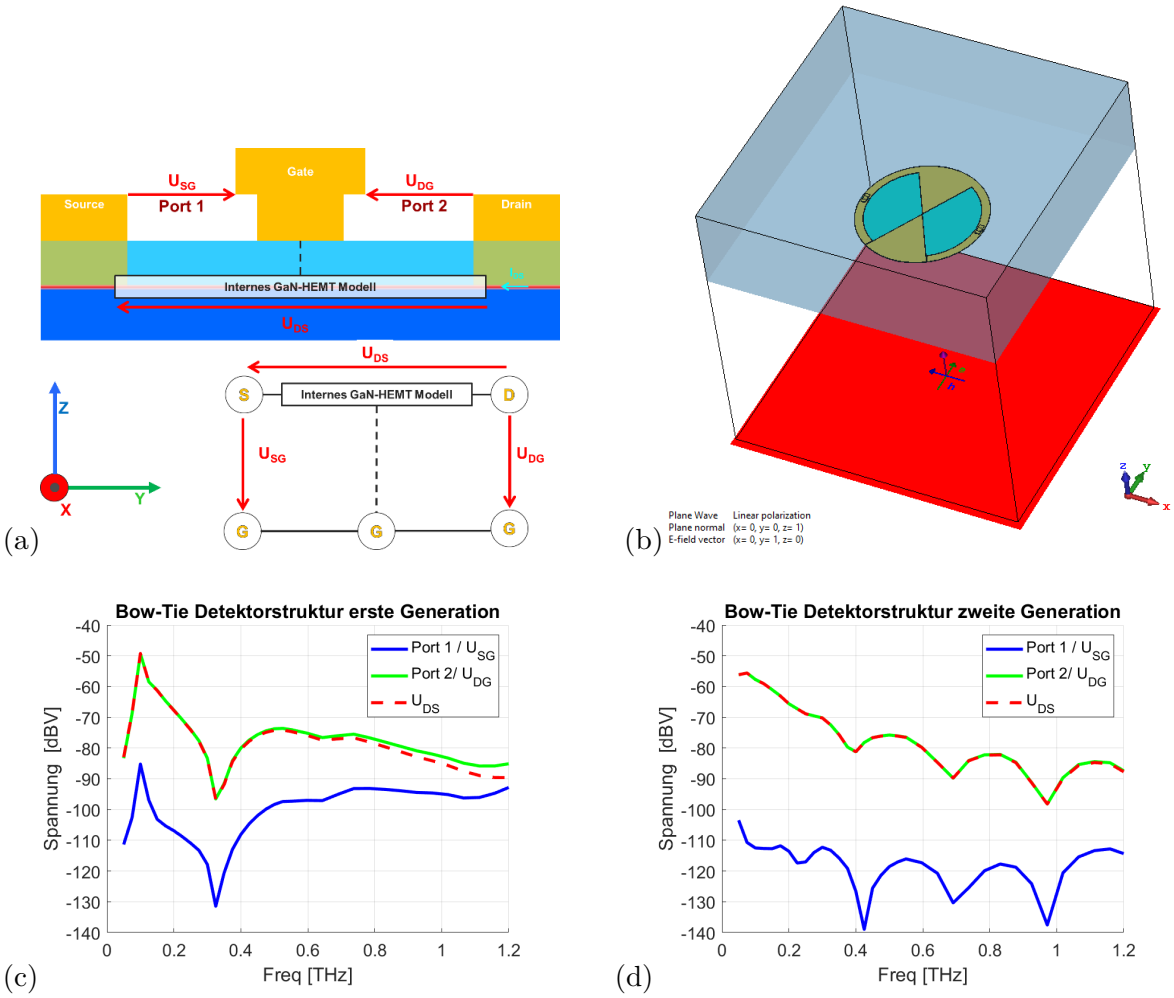


Abbildung 6.9: (a) Querschnitt durch den GaN-HEMT mit eingezeichneten Ports / Referenzebenen und Spannungen (b) Schematischer Aufbau der 3D-EM-simulierten Struktur, mit offener Randbedingung auf den Grenzen des Simulationsgebietes, zur Berechnung der Spannungsamplituden der Bow-Tie Detektorstruktur zweiter Generation Unten: Beispiel der simulierten Verläufe der Absolutwerte der Spannungen an den beiden Ports der Bow-Tie Detektorstrukturen (a) erster und (b) zweiter Generation.

Hier ist zu erkennen, das die Phasenlage der Spannungen an den beiden Referenzebenen eine wichtige Information ist, die nicht vernachlässigt werden kann. Die Drain-Source-Spannung ist die Spannung, welche die Driftmodulation im Mischvorgang verursacht, eine Maximierung führt zu einer Verbesserung der HF zu DC Konversion. Währenddessen ist die Source-Gate-Spannung durch den angeschlossenen Kondensator im Idealfall Null.
Die an den Transistor-Ports infolge des einstrahlenden Hochfrequenzfeldes erzeugten komplexen Spannungen werden mittels einer 3D-EM-Simulation bestimmt. Dazu wird an 35 Frequenzstützstellen, die sich über den Frequenzbereich von $50\,GHz$ bis $1.2\,THz$ verteilen, jeweils eine ebene auf die Detektorstruktur einfallende Welle erzeugt und die an den Referenzebenen auftretenden Leerlauf-Spannungen aufgezeichnet. Dabei wird die ebene Welle von unten im Substrat eingespeist. Die an der Linse auftretenden Verluste werden analytisch mit eingerechnet. Eine Simulation des gesamten Aufbaus wäre diesem Vorgehen vorzuziehen, allerdings ist die Lösung dieses Problems mit den aktuell am Institut zur Verfügung stehenden 3D-EM-Solvern nicht möglich. Das liegt daran, dass das Verhältnis von größten zu kleinsten Strukturgrößen, welche von nm bis cm reichen, bei einer minimalen Wellenlänge von $\approx 80\,\mu m$, zu groß ist. Diese beiden Voraussetzungen zusammen führen dazu, dass bei der Zerlegung des Rechengebietes eine nicht handhabbare Anzahl von Gitterzellen entsteht, ein klassisches Problem der numerischen Feldberechnung. Trotz intensiven Austausches mit dem Hersteller der Simulationssoftware konnte dieses Problem bis zum jetzigen Zeitpunkt nicht gelöst werden.
Die Darstellung (a) in der Abbildung 6.9 illustriert den Aufbau der verwendeten 3D-EM-Simulation. In der Darstellung repräsentiert die rote Fläche die Ebene, in der die ebene Welle eingeprägt wird. Die ebene Welle breitet sich entlang der Z-Achse aus. In dem genutzten kartesischen Koordinatensystem ergeben sich die Vektorkomponenten der ebenen Welle und des Poynting-Vektors zu:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= (0, E_Y, 0)\ \left[\frac{V}{m}\right] \\ \vec{H} &= (H_X, 0, 0)\ \left[\frac{A}{m}\right] \\ \vec{S} &= (0, 0, S_Z)\ \left[\frac{W}{m^2}\right] \end{aligned} \tag{6.4}$$

Der Wellenwiderstand des Substrates Z_{ws} ergibt sich aus den Materialeigenschaften $\mu_s = 1$ und $\epsilon_s = 10$ zu:

$$Z_{ws} = \sqrt{\frac{\mu_o\,\mu_s}{\epsilon_0\,\epsilon_s}} \approx 119\,\Omega \tag{6.5}$$

Im Substrat ist der Wellenwiderstand also um mehr als den Faktor 3 geringer als bei Ausbreitung in Luft. Die E-Feldstärke der angeregten ebenen Welle beträgt $1\,\frac{V}{m}$, zusammen mit dem Wellenwiderstand ergibt sich daraus die magnetische Feldkomponente.

$$|\vec{H}| = \frac{|\vec{E}|}{Z_{ws}}\ \left[\frac{A}{m}\right] \tag{6.6}$$

An den Rändern der Struktur muss eine offene Randbedingung realisiert werden, die verhindert, dass es an den Rändern des Simulationsgebietes zu Reflexionen in das Rechengebiet kommt. Diese Randbedingung ist erforderlich, damit sich die ebene Welle ungestört ausbreiten kann.

Die Umsetzung der offenen Randbedingung bei gleichzeitiger Einspeisung einer ebenen Welle in einem Medium erzwingt in der Simulationssoftware CST, dass das gesamte Hintergrundmaterial auf das Medium umgestellt wird. Hier wurde das Hintergrundmaterial des Simulationsgebietes mit SiC angenommen, über der Detektorstruktur wurde Luft als geschichtetes Medium angesetzt. In Abbildung 6.9 wird dieser Bereich durch ein transparentes Grau kenntlich gemacht.
In der Simulation wird nur durch die ebene Welle Leistung in das Simulationsgebiet eingeprägt, die beiden Ports innerhalb der Struktur sind rein passiv. Zur Aufzeichnung der Spannungsverläufe sind die Ports hochohmig.
In der unteren Darstellung der Abbildung 6.9 sind die simulierten Absolutwerte der Spannungsverläufe an den beiden Ports der ersten und zweiten Generation der Bow-Tie Detektorstruktur und die sich daraus ergebenden Drain-Source-Spannungsverläufe exemplarisch dargestellt.
Die Spannungsverläufe der ersten Generation zeigen einen auffälligen Einbruch um die $300\,GHz$, ein entsprechender Einbruch der Empfindlichkeit findet sich auch in den HF-Messungen im Kapitel 6.5 wieder. Der Spannungsverlauf der Drain-Source-Spannung U_{DS} folgt bis $800\,GHz$ dem Verlauf der Drain-Gate-Spannung U_{DG}. Durch eine geringe Entkopplung der beiden Referenzebenen ab $800\,GHz$ steigt die Source-Gate-Spannung U_{SG} in Verbindung mit einer gegenläufigen Phasenlage, so dass die Drain-Source-Spannung U_{DS} abnimmt. In dem Verlauf der Spannungen der zweiten Generation zeigt sich kein entsprechendes Verhalten, da die beiden Referenzebenen deutlich besser entkoppelt sind.
Um die Spannungsverläufe zur Simulation der auftretenden Detektionsströme mit dem Transistor-Modell zu nutzen, damit sie mit den gemessenen Detektionsströmen verglichen werden können, müssen die simulierten Spannungen auf die in der realen Detektorstruktur auftretende elektrische Feldstärke umgerechnet werden. Aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen der elektrischen Feldstärke und der in der Detektorstruktur auftretenden Spannungen können die simulierten Spannungsverläufe umgerechnet werden.
In der folgenden Betrachtung wird davon ausgegangen, dass die gesamte Leistung der abgestrahlten THz-Strahlung durch die Messanordnung auf die Linse fällt und dadurch im Substrat auf die Detektorstruktur gebündelt wird und dass nur an der Linse Verluste auftreten. Ausgehend von der im Kapitel 6.2 vorgestellten Leistung der THz-Quelle P_{Quelle} der Verluste der Linse η_{Linse} , die nach dem Kapitel 4.11 durch Grenzflächenreflexionen einen Verlust der Leistung von 30%verursacht, und der Fläche der Detektorstruktur A_{Det} lässt sich die Leistungsdichte P_{in_Det}, welche auf die Detektorstruktur fällt, berechnen.

$$P_{in_Det} = \frac{P_{Quelle}\,(1 - \eta_{Linse})}{A_{Det}} \left[\frac{W}{m^2}\right] \tag{6.7}$$

Mit dieser Leistungsdichte und dem Wellenwiderstand wird der Absolutwert der elektrischen Feldstärke für jede Detektorstruktur berechnet.

$$|\vec{E}| = \sqrt{2\,Z_{ws}\,P_{in_Det}} \left[\frac{V}{m}\right] \tag{6.8}$$

Da die in der Simulation verwendete anregende ebene Welle eine elektrische Feldstärke von $1\,\frac{V}{m}$ besitzt, können die simulierten komplexwertigen Spannungsverläufe mit dem sich aus der

Gleichung ergebenden Wert für den Absolutwert der elektrischen Feldstärke skalar multipliziert werden, um die durch die reale THz-Quelle hervorgerufenen Spannungsverläufe zu erhalten.

6.7 Vergleich zwischen Messung und Simulation

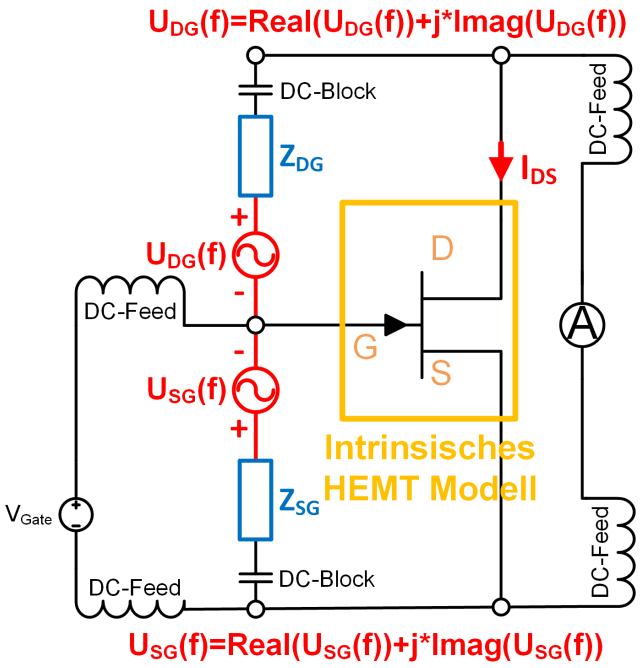
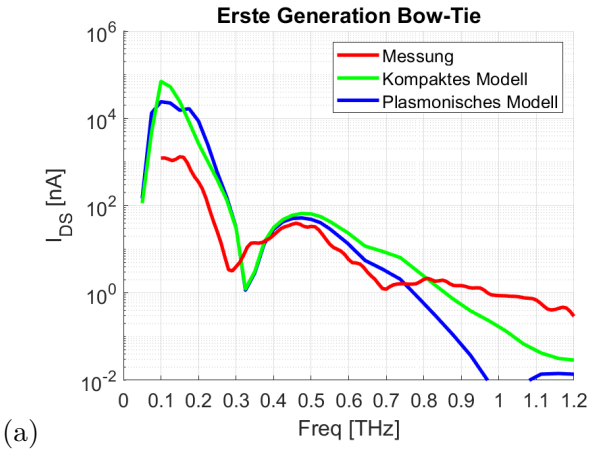


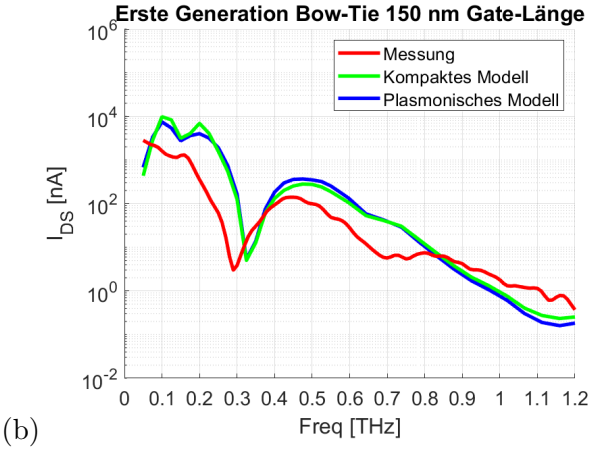
Abbildung 6.10: Verschaltung des Intrinsischen HEMT Modells mit den simulierten Spannungsverläufen und den 3D-EM simulierten Impedanzen an den Referenzebenen.

Um die Detektionsströme des kompakten und des plasmonischen Modells mit den gemessenen Strömen der Detektorstrukturen vergleichen zu können, werden die in dem vorigen Kapitel simulierten komplexen Spannungsamplituden genutzt, um in ADS harmonic balance Simulationen durchzuführen.
Dabei dienen die ermittelten komplexen Spannungsamplituden als Amplitudenwerte für zwei Wechselstrom Spannungsquellen, die zusammen mit den 3D-EM simulierten Impedanzen die beiden Referenzebenen der Detektorstruktur darstellen.
Die Wechselstrom Spannungsquellen erzeugen bei der aktuellen Simulationsfrequenz ein harmonisches Signal mit einem Phasenwinkel und einer Amplitude, die sich aus der komplexen Amplitude ergeben. In der Abbildung 6.10 ist die Verschaltung für die Simulation dargestellt. Für alle simulierten Frequenzstützstellen von $50\,GHz$ bis $1.2\,THz$ ist die harmonic balance simulation in der Lage, die auftretenden Spannungen an den beiden Referenzebenen der sechs unterschiedlichen Designs der Detektorstrukturen nachzubilden.
Das aktuell zu simulierende Modell, in der Abbildung 6.10 gelb umrandet, wird mit der optimalen Gate-Gleichspannung versorgt und kann dann an den Frequenzstützstellen simuliert werden. Der in der Simulation entstehende Gleichstromanteil wird aus dem entstehenden Mischsignal aus der Harmonic-Balance-Simulation herausgefiltert.
Somit ermöglicht die Simulationsumgebung einerseits die von den Modellen erzeugten Gleichströme mit den gemessenen Strömen der realen Detektorstrukturen und andererseits auch das kompakte Modell mit dem plasmonischen Modell unter gleichen Randbedingungen

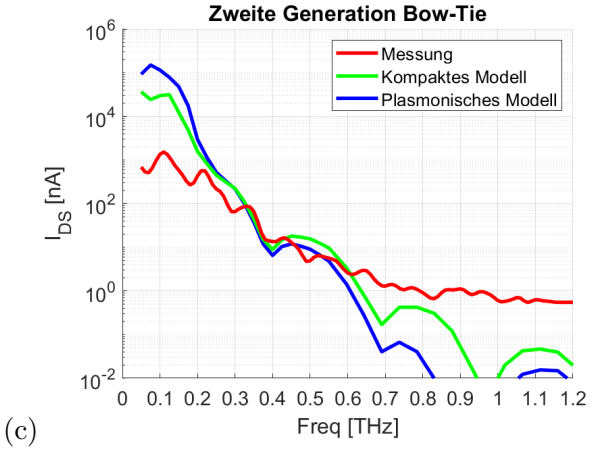
zu vergleichen.
Für die Vergleiche werden die 8 kompakten Modelle verwendet, welche im Kapitel 6.4 an die DC-Messung der einzelnen Detektorstrukturen angepasst wurden. Die plasmonischen Modelle werden hinsichtlich der HEMT-Dimensionen, Kontakt- und 2DEG-Schichtwiderständen an die Detektorstrukturen abgestimmt, eine Adaption hinsichtlich der Fit-Parameter findet nicht statt.
Abbildungen 6.11 6.12 präsentieren die gemessenen Detektorströme der 8 Detektorstrukturen im Vergleich zu den von den beiden Modellen simulierten Detektorströmen. Im Folgenden werden die Ergebnisse hinsichtlich des Vergleichs zwischen den beiden Modellansätzen und Nachbildung der realen Messung besprochen.



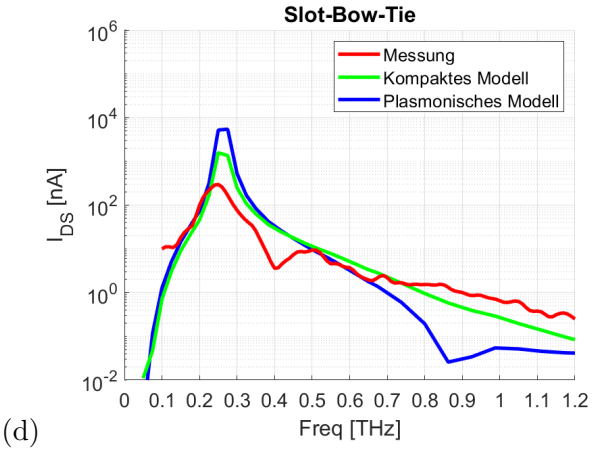
(a)



(b)

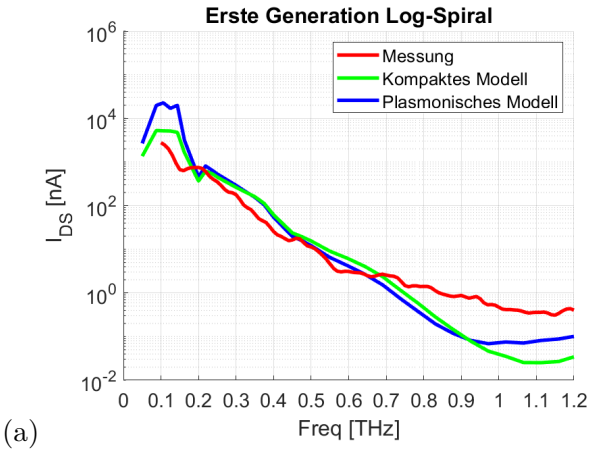


(c)

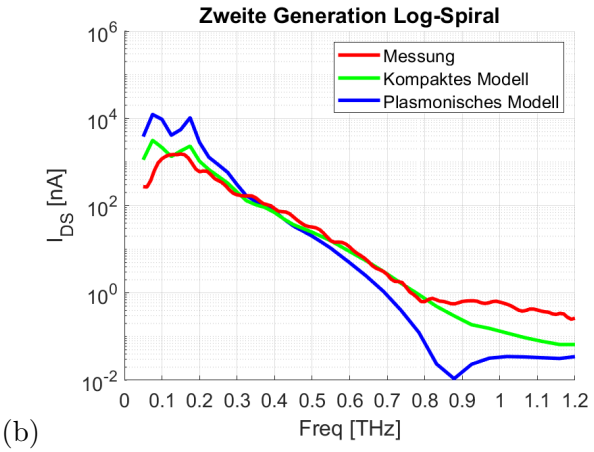


(d)

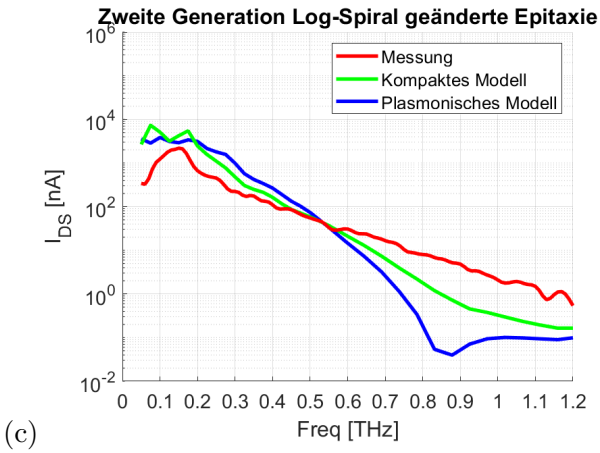
Abbildung 6.11: Vergleich zwischen der Messung der Bow-Tie-Detektorstrukturen und der Simulation mit dem kompakten und plasmonischen Modell



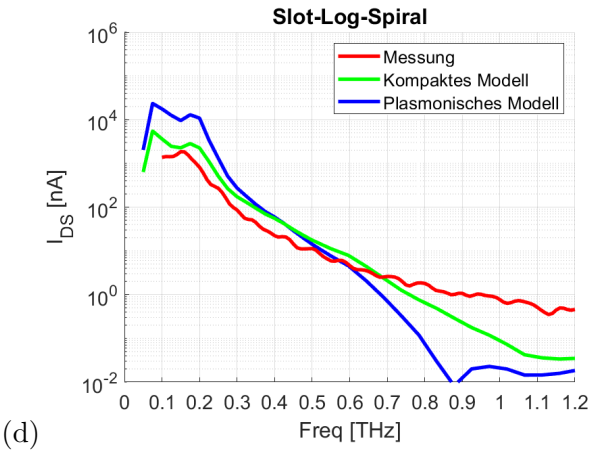
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 6.12: Vergleich zwischen der Messung der logarithmischen Spiralstrukturen und der Simulation mit dem kompakten und plasmonischen Modell

6.8 Theoretische Betrachtung der Simulationsergebnisse

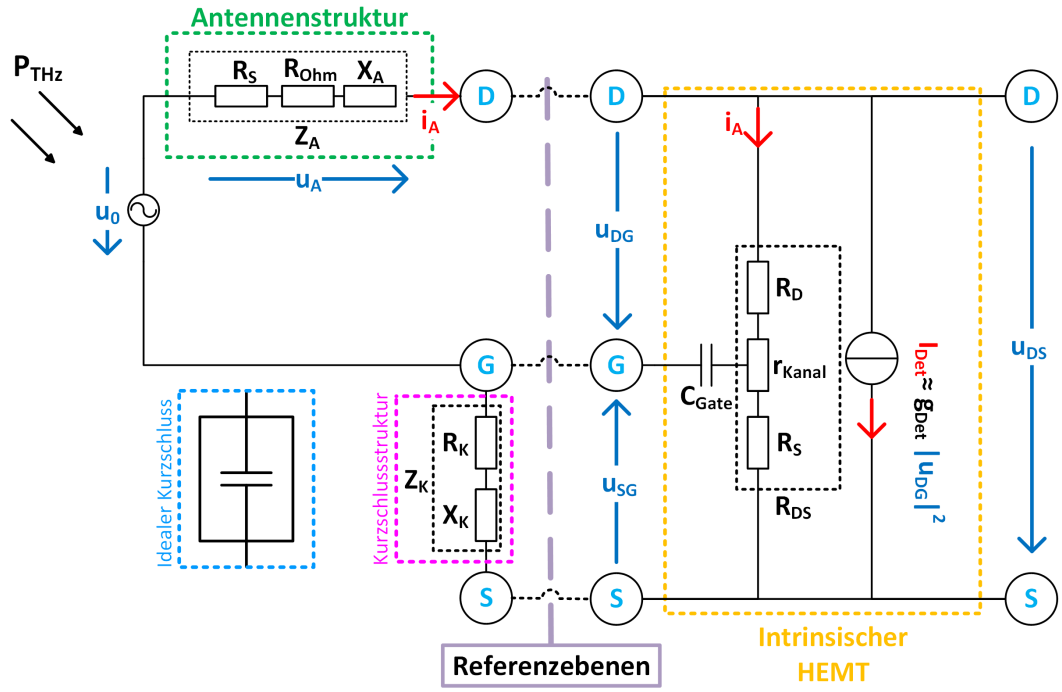


Abbildung 6.13: Drain-Gate-Referenzebene in einer Schaltplandarstellung zwischen der Antennenstruktur und dem intrinsischen HEMT

Die THz-Detektorstruktur wurde für diese Betrachtungen in den intrinsischen Transistor und die umgebende passive HF-Umgebung untergliedert. Diese HF-Umgebung formt sich direkt aus den metallischen Anschlussstrukturen des HEMTs und beinhaltet dann alle metallischen und isolierenden Schichten außerhalb des HEMTs sowie den umgebenden Raum incl. einer Quelle für die einfallende Strahlung (bzw. der Beschreibung der Abstrahlung im Sendefall). Da es sich um rein passive Strukturen handelt, kann das hochfrequente Verhalten der gesamten HF-Umgebung mittels 3D-EM-Simulation erfasst werden. Dadurch ergaben sich zwischen den Drain-, Gate- und Source-Anschlüssen die Referenzebenen bzw. die Schnittstellen zwischen der 3D-EM-Simulation und der analytischen Beschreibung des intrinsischen Transistors. Die durch einfallende THz-Strahlung erzeugten frequenzabhängigen komplexen Spannungen dienen als Übergangsparameter zwischen der 3D-EM-Simulation und der Harmonic Balance Simulation. In einer Simulation wurde an 35 Frequenzstellen im Frequenzbereich von $50\,GHz$ bis $1.2\,THz$ eine auf die Detektorstruktur einfallende ebene Welle angeregt, um die komplexwertigen Spannungsverläufe über der Frequenz zu erhalten. Es ist dabei erforderlich, komplexe Spannungsverläufe zu verwenden, da sich die Drain-Source Spannung aus der Differenz der beiden Spannungen an den Referenzebenen ergibt und die Reaktanzen einen Einfluss haben.

Im Folgendem sollen die Simulationsergebnisse und Betrachtungen zum resistiven Mischen anhand statischer Lösungen diskutiert werden. Dazu werden die an den Referenzebenen erzeugten Simulationsergebnisse genutzt. Die Bezeichnungen und die Verschaltung der einzelnen Ersatzschaltelemente sind in Abbildung 6.13 dargestellt. Klein geschriebene Ströme und Spannungen sind Komplexe Amplituden der hochfrequenten Signale, demgegenüber sind groß

geschriebene Werte Gleichstromwerte.
Der intrinsische Transistor verursachte die Umsetzung des hochfrequenten Signals in ein Gleichstromsignal. An einem Arbeitspunkt ohne Drain-Spannung und mit einer beliebigen Gate-Source-Spannung ergibt sich nach der im Kapitel 2 durchgeführten Taylorreihenentwicklung der Gleichstromanteil zu:

$$\begin{aligned} i_{ds}\left(u_{gs}, u_{ds}\right) &= \frac{1}{2} A_0^2 \left(\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial u_{ds}} - \frac{\partial}{\partial u_{gs}}\right) g_{ds}\left(-U_{SG}, 0\right) \\ &\approx -\frac{1}{2} A_0^2 \frac{\partial}{\partial u_{gs}} g_{ds}\left(-U_{SG}, 0\right) \end{aligned} \tag{6.9}$$

wobei A_0 die Spannungsamplitude eines harmonischen Signals darstellt. Der erste Term kann vernachlässigt werden, da er die Linearität des differenziellen Ausgangsleitwertes beschreibt, der drei Größenordnungen kleiner ist als der andere Term .(vergl. Kapitel 2).
Der Term der Taylorreihenentwicklung wird im Weiteren durch den Ausdruck g_{Det} ersetzt.

$$g_{Det} = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial u_{gs}} g_{ds}\left(-U_{SG}, 0\right) \tag{6.10}$$

Bei dieser Darstellung geht die Abhängigkeit von der Gate-Source-Spannung verloren, ist aber implizit natürlich weiter enthalten, weswegen an dieser Stelle noch einmal explizit darauf hingewiesen werden soll.
Die Spannungsamplitude, die einen Gleichstromanteil erzeugt, entspricht der Spannungsamplitude u_{DG}, welche sich an der Drain-Gate-Referenzebene einstellt. Damit ergibt sich der erzeugte Gleichstromanteil I_{Det}.

$$I_{Det} = g_{Det} \left|u_{DG}\right|^2 \tag{6.11}$$

Es liegt hier eine Spannungsgesteuerte Stromquelle vor, weswegen an dieser Referenzebene nicht die klassische Leistungsanpassung zwischen Lastnetzwerk und Antennenstruktur von Interesse ist, sondern eine Maximierung der auftretende Spannungsamplitude.
Bei der Taylorreihenentwicklung wurde von einem idealen Kurzschluss an der Source-Gate-Referenzebene ausgegangen. Diese Annahme gilt weiterhin. Die Kurzschlussstruktur in Abbildung 6.13 ist aus Gründen der Vollständigkeit und für spätere Betrachtungen eingezeichnet.
Für die EM-Simulationen sind die beiden Tore in der Referenzebene als interne Tore beschrieben. Eingespeist wird THz-Strahlung mit der Leistung P_{THz}, man beobachtet die resultierenden Leerlaufspannungen an den internen Toren. Im Ersatzschaltbild gemäß Abb. 6.13 wird also durch die einfallende Welle eine Leerlaufspannung u_0 erzeugt. Diese Spannung wird zunächst als Rechengröße genommen und später mit der Leistung der einfallenden THz-Strahlung in Beziehung gesetzt.
Durch den idealen Kurzschluss ist die Source-Gate-Spannung u_{SG} Null. Damit ist die Drain-Gate-Spannung u_{DG} gleich der Drain-Source-Spannung u_{DS}.

$$u_{SG} = 0 \rightarrow u_{DG} = u_{DS} \tag{6.12}$$

Das intrinsische HEMT Modell enthält nur die Gate-Kanal-Kapazität als Reaktanz. Die Gate-Kanalkapazität liegt, für die untersuchten Strukturen zwischen $0.5\,fF$ und $2\,fF$. Diese hohe Impedanz kann vernachlässigt werden. Dass diese Annahmen zutrifft, zeigt sich in den Simulationen im Kapitel 3.3.5, bei denen unterschiedliche Parameter des intrinsischen HEMTs bei ideal kurzgeschlossener Source-Gate-Referenzebene untersucht wurden. Es zeigte sich kein frequenzabhängiges Verhalten des simulierten Detektionsstromes, was nur darauf zurückzuführen ist, dass keine Reaktanzen wirken.
Damit ergibt sich der Zusammenhang zwischen der Leerlaufspannung u_0 und der Drain-Gate-Steuerspannung u_DG als Spannungsteiler zwischen dem Ausgangswiderstand des intrinsischen HEMTs R_{DS} und der Impedanz der Antennenstruktur Z_A.

$$u_{DG} = u_0 \frac{R_{DS}}{R_{DS} + Z_A} \tag{6.13}$$

Der Ausgangswiderstand R_{DS} hängt vom gewählten Gate-Source-Arbeitspunkt ab. Bei einem Arbeitspunkt nahe der Schwellenspannung kann man davon ausgehen, dass der Ausgangswiderstand deutlich größer als die Impedanz der Antenne ist. Unter dieser Bedingung ist die Steuerspannung u_{DG} annähernd gleich der Leerlaufspannung u_0 der Antennenstruktur.

$$R_{DS} \gg |Z_A| \rightarrow u_{DG} \approx u_0 \tag{6.14}$$

In Frequenzbereichen bzw. in Arbeitspunkten, bei den die Impedanz der Antennenstruktur und der Ausgangswiderstand des intrinsischen HEMTs in derselben Größenordnung liegen, kann die Impedanz der Antennenstruktur nicht vernachlässigt werden.
Durch die Abhängigkeit der Steuerspannung u_{DG} von dem Leitwert des Kanals kommt es zu einer (weiteren) Abhängigkeit des erzeugten Detektionsstromes I_{Det} von dem gewählten Gleichspannungsarbeitspunkt, wenn der Kanalwiderstand nicht mehr groß gegenüber dem Betrag der Antennenimpedanz bleibt.
Die an realen Strukturen gemessenen Kurven des Detektionsstromes über die Gate-Source-Spannung werden also durch drei Mechanismen beeinflusst. Durch das Verhältnis des Kanalwiderstandes r_{Kanal} zu den parasitären Serienwiderständen R_D und R_S des Ausgangswiderstandes R_{DS}, wie er im Kapitel 3.3.4 beschrieben wurde, dem Teilungsverhältnis zwischen dem Ausgangswiderstand, der Antennenimpedanz und dem Abschlusswiderstand, mit dem der Detektionsstrom gemessen wird.
Zur Überprüfung der getroffenen Annahmen wird das Modell und die Simulationen an den beiden Referenzebenen der Bow-Tie-Detektorstruktur erster Generation mit einer Gate-Länge von $150\,nm$ verwendet, um das Verhalten der Widerstände zu simulieren. Exemplarisch wird diese Struktur genommen, da sie eine sehr große Varianz der Impedanz an der Drain-Gate-Referenzebene aufweist, wie es an den im Kapitel 6.2 dargestellten S-Parametern abzulesen ist.
In der Abbildung 6.14 ist der simulierte Verlauf der Impedanz des intrinsischen HEMTs an der Drain-Gate-Referenzebene unter verschiedenen Abschlüssen der Source-Gate-Referenzebene dargestellt. Bei den Simulationen wurde die Gate-Source Gleichspannung auf einen festen Wert von $V_{GS} = -0.85\,V$ gesetzt. Bei diesem Gleichstromarbeitspunkt beträgt der Ausgangswiderstand des intrinsischen HEMTs $3400\,\Omega$. Für eine bessere Übersicht wurde die Bezugsimpedanz zu $3000\,\Omega$ gewählt.

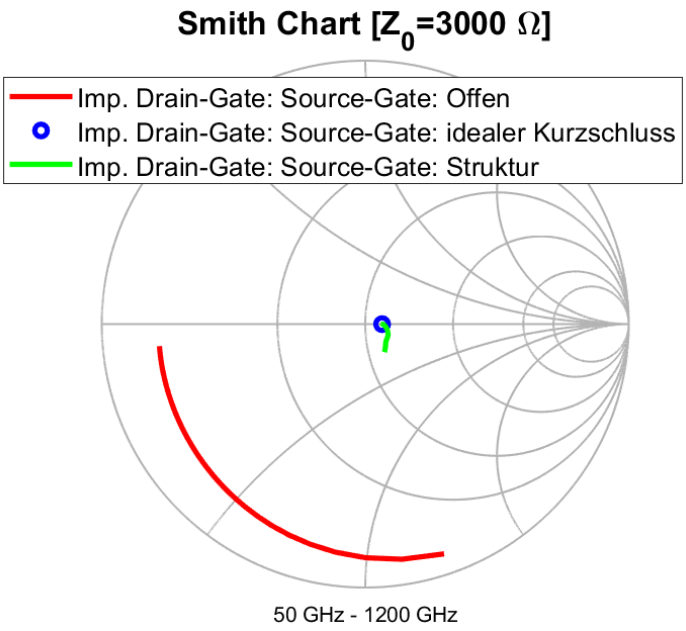
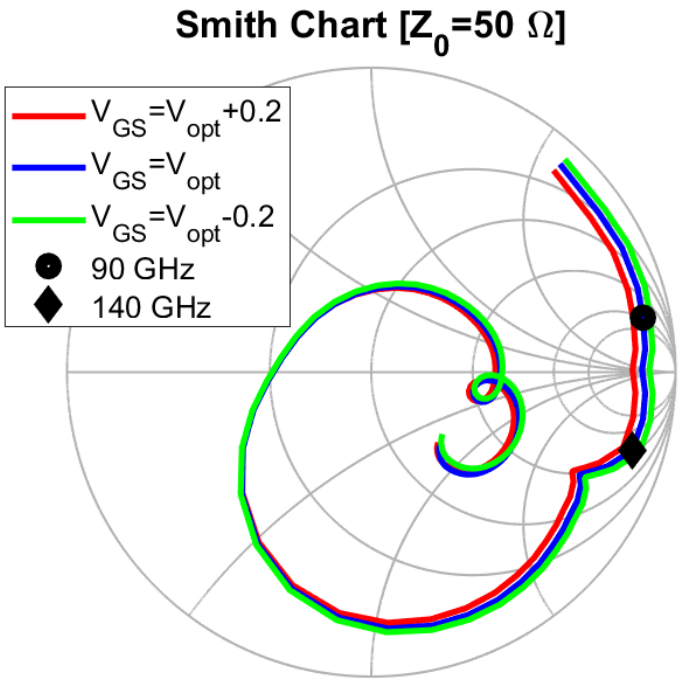
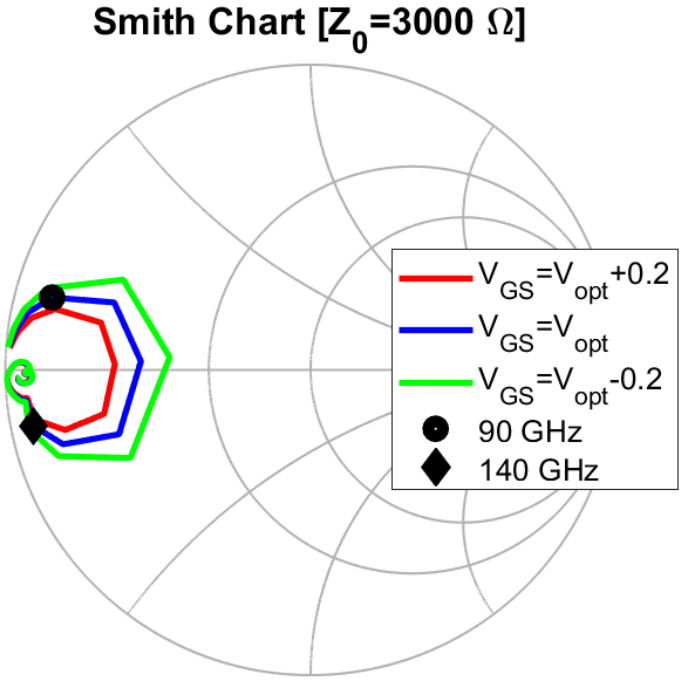


Abbildung 6.14: Simulation des Verhaltens der Impedanz an der Drain-Gate-Referenzebene bei unterschiedlichen Abschlüssen der Source-Gate-Referenzebene.

Ist die Source-Gate-Referenzebene offen, ergibt sich der Impedanzverlauf eines Widerstandes in Serien zu einer Kapazität: ein konstanter Realteil mit einem von der Frequenz abhängigen negativen Imaginärteil. Allerdings liegt der Realteil deutlich unter dem Wert von $\frac{R_{DS}}{2}$. Dieses Verhalten zeigt, dass die Gate-Kanalkapazität nicht ein konzentriertes Bauteil in der Mitte des Halbleiterkanals ist, sondern über den ganzen Bereich der Zonen 4 verteilt ist.
Wird die Source-Gate-Referenzebenen ideal mit einem Kurzschluss abgeschlossen, ergibt sich ein frequenzunabhängiger rein reeller Widerstand mit dem Wert des Ausgangswiderstandes R_{DS}. Für beide Extrema lässt sich das oben angenommene Verhalten der Impedanz des intrinsischen HEMTs beobachten.
Neben den obigen Extremwerten wurde die Source-Gate-Referenzebene mit der designten Kurzschlussstruktur abgeschlossen, um den Einfluss auf die Impedanz an der Drain-Gate-Referenzebene zu untersuchen. Es zeigt sich, dass die Impedanz ein kapazitives Verhalten aufweist. Allerdings ist der Einfluss gering und kann in erster Näherung vernachlässigt werden.
Bei der Simulation der vollständigen Struktur befindet sich die Drain-Gate-Referenzebene innerhalb der Schaltung und somit auch der Port der S-Parametersimulation. Da die Gate-Source-Referenzebene ideal abgeschlossen ist, liegt der Port der Simulation parallel zu dem Ausgangswiderstand des HEMTs und der Antennenimpedanz. Unter der Voraussetzung, dass der Ausgangswiderstand R_{DS} des intrinsischen HEMTs deutlich größer ist als die Antennenimpedanz Z_A, sollte man den Verlauf der Antennenimpedanz sehen, welche von der Gate-Source-Spannung unabhängig ist, da die Antennenimpedanz einen Kurzschluss gegenüber dem inneren HEMT darstellt.
Abbildung 6.15 zeigt die simulierte Impedanz an der Drain-Gate-Referenzebene in Abhängigkeit von der Gate-Source-Spannung, einerseits in einem 50 Ω Bezugssystem (a) und andererseits in dem oben verwendeten 3000 Ω Bezugssystem(b).
In den Simulationen zeigt die Impedanz für Frequenzen zwischen 90 GHz und 140 GHz eine deutliche Abhängigkeit von der Gate-Source-Spannung. In diesem Frequenzbereich ist die



(a)



(b)

Abbildung 6.15: Simulation der Impedanz an der Drain-Gate Referenzebene innerhalb der gesamten Struktur in Abhängigkeit der Gate-Source-Spannung.

Antennenimpedanz nicht vernachlässigbar klein gegenüber des Ausgangswiderstandes des intrinsischen HEMTs, und man sieht eine Abhängigkeit der Impedanz von der Gate-Source-Spannung

In der Abbildung 6.15 (b) stellt die Antennenimpedanz für Frequenzen kleiner als $90\,GHz$ und größer als $140\,GHz$ einen Kurzschluss gegenüber dem Ausgangswiderstand R_{DS} des inneren HEMTs dar. In diesem Frequenzbereich fällt also eine sehr geringe Spannung über die Impedanz der Antennenstruktur ab und wir sehen einen vernachlässigbaren Einfluss der Gate-Source-Spannung auf den Verlauf der Impedanz.

Die statische Lösung des Detektionsstromes ergibt sich aus den beiden Gleichungen 6.11 und 6.13 zu:

$$\begin{aligned} I_{Det} &= g_{Det}\,|u_{DG}|^2 \\ u_{DG} &= u_0\,\frac{R_{DS}}{R_{DS} + Z_A} \end{aligned} \tag{6.15}$$

In der Abbildung 6.16 ist die statische Lösung mit der simulierten Leerlaufspannung u_0 und der errechneten Steuerspannung u_{DG} der Messung und dem Ergebnis des Modells gegenübergestellt. Für die statische Lösung wurde für $g_{Det} = 2.3\left[\frac{mS}{V}\right]$ verwendet, dem Wert welcher aus den DC-Messungen der Detektorstruktur extrahiert wurde (s. Tabelle 6.1). Für den Ausgangswiderstand R_{DS} wurde der feste Wert von 3400Ω gewählt. Der Realteil der Antennenimpedanz ergibt sich aus der 3D-EM-Simulation.

Im Vergleich der beiden statischen Lösungen ergibt sich in dem Frequenzbereich von $90\,GHz$

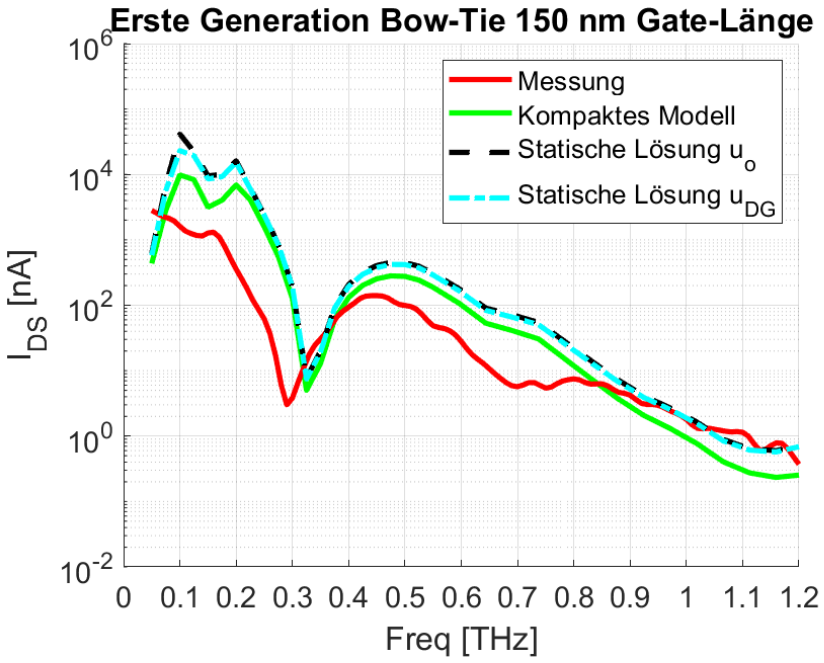


Abbildung 6.16: Vergleich zwischen dem Detektionsstrom der statischen Lösung, dem Modell und der Messung

bis $140\,GHz$ eine Abweichung. Bei $100\,GHz$ ist der simulierte Detektionsstrom bei Verwendung der Steuerspannung u_{DG} nur halb so groß gegenüber der Simulation mit der Leerlaufspannung u_0.

In den restlichen Frequenzbereichen, wo die Impedanz der Antennenstruktur gegenüber des

Ausgangswiderstandes des inneren HEMTs klein ist, gibt es nur eine geringe Abweichung zwischen den beiden statischen Lösungen.
Gegenüber der Simulation mit dem Modell sagen die statischen Lösungen einen größeren Detektionsstrom voraus. Über die Frequenz gehen die beiden Lösungen kontinuierlich auseinander, bei $1\,THz$ liegen die beiden Lösungen um den Faktor 2 auseinander. Das lässt darauf rückschließen, dass für höhere Frequenzen der Einfluss der designten Kurzschlussstruktur nicht vernachlässigt werden kann.
Gegenüber der Messung zeigen die statischen Lösungen dieselbe Frequenzabweichung wie die Simulation mit dem Modell wie sie im vorigen Kapitel besprochen wurden.
Zusammenfassend lässt sich schlussfolgern, dass die zu Beginn des Kapitels aufgestellten Annahmen durch die durchgeführten Simulationen gestützt werden. Der Term der Taylorreihenentwicklung, welcher aus DC-Messungen gewonnen wird, erlaubt eine verlässliche Aussage über die Detektionsfähigkeit einer Detektorstruktur.
Die statische Lösung für den Detektorstrom basiert auf einer 3D-EM-Simulation der Gesamtstruktur im Empfangsfall, die die Leerlaufspannung U_0 liefert. Im Designprozess einer Detektorstruktur steht einem dieses Ergebnis nur mit erhöhtem Aufwand zur Verfügung und ist für eine vollständige statische Lösung unpraktikabel.
Aus diesem Grund wird im Folgenden die Reziprozität des Sende- und Empfangsfalls einer Antenne verwendet, um anhand von Grundgleichungen einen Zusammenhang zwischen der Leistung der THz-Strahlung P_{THz} und der Leerlaufspannung u_0 herzustellen und mit den durchgeführten Simulationen zu vergleichen. Daraus soll eine statische Lösung hervorgehen, die es ermöglicht, eine Sensitivitätsabschätzung durchzuführen.
Dazu wird von folgenden Annahmen ausgegangen:

- Die Antennenstruktur ist verlustfrei $R_{Ohm} = 0$.
- An der Drain-Gate-Referenzebene wird eine Leistungsanpassung für die Antennenstruktur angenommen.

Die empfangende Leistung kann über die Strahlungsdichte S_{THz} der einfallenden Welle und die Antennenwirkfläche A_w beschrieben werden (vergl. 4).

$$P_{THz_E} = A_W \, S_{THz} \tag{6.16}$$

Die Strahlungsdichte S_{THz} lässt sich durch das E-Feld und den Wellenwiderstand des Substrates Z_{WS} berechnen.

$$S_{THz} = \frac{1}{2} \frac{|E_{THz}|^2}{Z_{WS}} \tag{6.17}$$

Der Wellenwiderstand des Substrates Z_{WS} wurde bereits im Kapitel 6.5 mit $Z_{WS} \approx 119\,\Omega$ berechnet
Aus den obigen Gleichungen ergibt sich die empfangende Leistung:

$$P_{THz_E} = A_W \, \frac{1}{2} \frac{|E_{THz}|^2}{Z_{WS}} \tag{6.18}$$

Wegen der der Verlustfreiheit der Antenne und der Leistungsanpassung ist die von der Antenne an das Transistor-Tor abgegebene Leistung gleich der empfangenen Leistung und daher ergibt sich die Leerlaufspannung u_0 der Antenne wie folgt.

$$\begin{aligned} \frac{1}{8\,R_S}\,|u_0|^2 &= A_W\,\frac{1}{2}\,\frac{|E_{THz}|^2}{Z_{WS}} \\ A_W &= \frac{Z_{WS}}{4\,R_S}\,\frac{|u_0|^2}{|E_{THz}|^2} \end{aligned} \tag{6.19}$$

Die Antennenwirkfläche A_W und der Gewinn G einer Antenne stehen in einem festen Verhältnis zueinander, wobei hier die Wellenlänge λ_{Sub} genommen werden muss, die sich innerhalb des Substrates ergibt.

$$A_W = \frac{\lambda_{Sub}^2}{4\,\pi}\,G \tag{6.20}$$

Für verlustfreie Antennen ist der Gewinn gleich dem Richtfaktor D (s. 4).

$$A_W = \frac{\lambda_{Sub}^2}{4\,\pi}\,D \tag{6.21}$$

Damit ergibt sich die Leerlaufspannung u_0 zu:

$$|u_0| = \sqrt{\frac{\lambda_{Sub}^2}{4\,\pi}\,\frac{R_S}{Z_{WS}}\,D}\,|E_{THz}| \tag{6.22}$$

Bei der hier angenommenen Verlustlosigkeit der Antenne, ist der Strahlungswiderstand R_S der Realteil von der Impedanz der Antennenstruktur.

In Abbildung 6.17 wurde die oben errechnete Leerlaufspannung 6.22 mit der im Kapitel 6.7

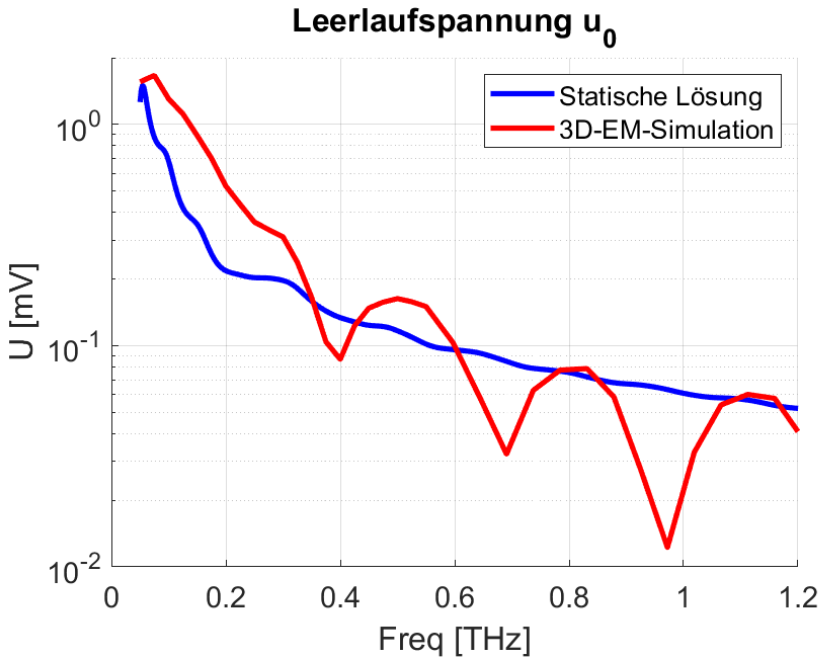


Abbildung 6.17: Vergleich zwischen den Leerlaufspannungen, die mittels der 3D-EM-Simulation und der Gleichung 6.22 ermittelt wurden

simulierten verglichen. In der Rechnung und der Simulation wurde die E-Feldstärke mit jeweils $1\,\frac{V}{m}$ angenommen. Für den Vergleich wurde die Bow-Tie-Detektorstruktur zweiter Generation verwendet. Zur Berechnung der Leerlaufspannung wird die Impedanz der Antennenstruktur verwendet, um den Strahlungswiderstand zu bestimmen. Als Direktivität wird das Ergebnis der Simulation der Bow-Tie-Antenne aus dem Kapitel 4 eingesetzt. Bei der durch die 3D-EM-Simulation erhaltenen Leerlaufspannung wurde eine ebene Welle auf die Detektorstruktur einfallen gelassen und die Leerlaufspannung an der Drain-Gate-Referenzeben über einen $2\,G\Omega$ Term ermittelt.
Die theoretische Lösung zeigt unterhalb $400\,GHz$ eine geringere Leerlaufspannung, als mittels der Simulation ermittelt wurde. Für höhere Frequenzen zeigt sich ein flacher Verlauf ohne die in der Simulation auftretende Welligkeit, wobei hier die absoluten Abweichungen gering ausfallen. Die theoretisch berechnete Leerlaufspannung befindet sich in derselben Größenordnung wie die simulierte Leerlaufspannung.
Folgend werden die Gleichungen, die es ermöglichen, die optische Sensitivität einer Detektorstruktur abzuschätzen, noch einmal zusammengefasst. Die Grundlage bilden die 3D-EM-Simulation für den Sendefall der Detektorstruktur und die zur Detektorstruktur gehörige Gleichstrommessung bzw. Gleichstromsimulation.
Unter der Voraussetzung, dass die gesamte Leistung der THz-Quelle auf die Detektorstruktur fällt, kann der Betrag des E-Feldes über der Detektorstruktur berechnet werden.

$$\begin{aligned} P_{in_Det} &= \frac{P_{THz_Quelle}\,(1-\eta_{Linse})}{A_{Det}} \\ |E_{THz_Quelle}| &= \sqrt{2\,Z_{WS}\,P_{in_Det}} \end{aligned} \tag{6.23}$$

Dabei beschreibt P_{THz_Quelle} die Leistung der THz-Quelle, η_{Linse} Linse die Linsenverluste, A_{Det} die Fläche der Detektorstruktur und Z_{ws} den Wellenwiderstand im Substrat. Mit dem so ermittelten E-Feld ist nach der obigen Herleitung eine Abschätzung der Leerlaufspannung möglich.

$$|u_0| = \sqrt{\frac{\lambda_{Sub}^2}{4\,\pi}\,\frac{R_S}{Z_{WS}}\,D}\,|E_{THz_Quelle}| \tag{6.24}$$

Die Wellenlänge λ_{Sub} ist die Wellenlänge im Substrat, R_S ist der Strahlungswiderstand bzw. der Realteil der Impedanz der Antennenstruktur $Real\,\{Z_A\}$ und D die Richtwirkung der Antennenstruktur.
Entsprechend des Spannungsteilers zwischen dem Ausgangswiderstand R_{DS} des HEMTs und der Impedanz der Antennenstruktur ergibt sich die Steuerspannung an der Drain-Gate-Referenzebene.

$$|u_{DG}| = |u_0|\,\left|\frac{R_{DS}}{R_{DS}+Z_A}\right| \tag{6.25}$$

Mit der Steuerspannung u_{DG} und dem sich ergebenden Taylortherm g_{DET} aus einer DC-Messung bzw. einer Gleichstromsimulation lässt sich der Detektionsstrom I_{Det} berechnen.

$$I_{Det} = g_{Det}\,|u_{DG}|^2 \tag{6.26}$$

Mit dem so ermittelten Detektionsstrom ist eine Abschätzung der optischen Sensitivität 6.1 möglich.

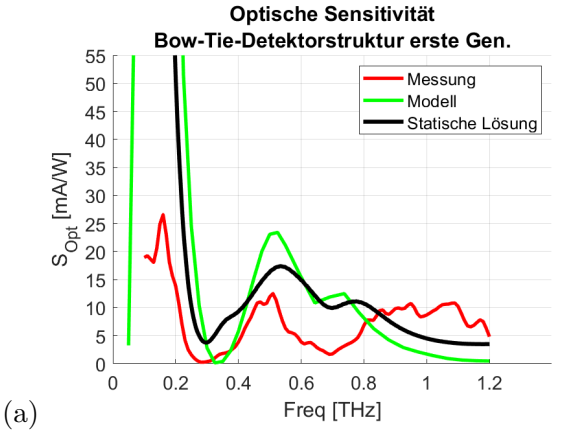
$$S_{opt} = \frac{I_{Det}}{P_{THz_Quelle}} \tag{6.27}$$

An dieser Stelle sei noch einmal auf zwei elementare Vereinfachungen, die zu den obigen Gleichungen geführt haben, hingewiesen: (i) Es gibt keine Verluste in der Antennenstruktur und (ii) es wird davon ausgegangen, dass das E-Feld und die Antenne optimal zueinander ausgerichtet sind. Es werden also keine Verluste durch Polarisation erfasst. Die Werte des Terms der Taylorreihenentwicklung g_{DET} und des Ausgangswiderstandes R_{DS} des HEMTs hängen von der Vorspannung des Gate-Anschlusses U_{GS} ab.
Aus den obigen Gleichungen kann man für die Sensitivität der THz-Detektorstrukturen grundlegende Zusammenhänge ablesen.
Die Sensitivität hängt von drei Faktoren ab:

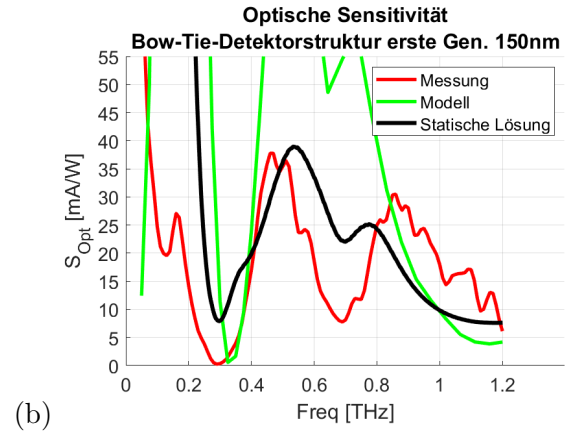
- Dem Verhältnis zwischen Ausgangswiderstand R_{DS} des HEMTs zur Impedanz der Antennenstruktur Z_A.
- Linear von der Größe des Strahlungswiderstandes $R_S = Real\{Z_A\}$ und der Richtwirkung D der Antennenstruktur.
- Linear von dem Term der Talorreihenentwicklung g_{Det} , der die differenzielle Änderung des Drain-Source-Stromes nach der Drain-Source- und Gate-Source-Spannung beschreibt.

Für die Realisierung bedeutet dies, dass der Realteil der Impedanz der Antennenstruktur Z_A und die Richtwirkung der Antennenstruktur D maximiert werden sollte, um eine möglichst große Leerlaufspannung zu erzeugen. Der Betrag der Antennenimpedanz Z_A sollte jedoch nicht größer als $\frac{1}{10}$ des Ausgangswiderstandes R_{DS} des HEMTS am DC-Arbeitspunkt sein, um eine möglichst große Steuerspannung u_{DG} zu erhalten. Der DC-Arbeitspunkt kann aus Gleichstrommessungen bzw. grundlegenden Gleichstromsimulationen ermittelt werden.

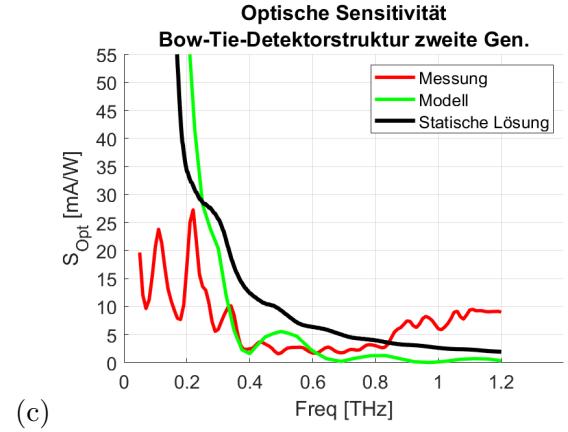
In den Abbildungen 6.18 und 6.19 sind die nach den obigen Gleichungen berechneten optischen Sensitivitäten im Vergleich zu den gemessenen und den sich aus dem Modell ergebenden optischen Sensitivitäten für die 8 Detektorstrukturen dargestellt. Für den Term der Taylorreihenentwicklung und die Ausgangswiderstände am Arbeitspunkt sind die Werte aus der Tabelle 6.1 verwendet worden. Die Werte für die Richtwerte und den Realteil der Impedanz der Antennenstruktur sind aus den 3D-EM-Simulationen entnommen worden.
In fast allen Darstellungen finden sich dieselben Auffälligkeiten.
Ab ca. $800\,GHz$ steigt die Sensitivität für die Messungen an. Das liegt sehr wahrscheinlich an der sehr geringen Leistung der THz-Quelle in diesem Frequenzbereich gepaart mit einer geringen Sensitivität des Detektors. Man befindet sich bereits an der Grenze des Rauschens. Bei der Messung der Detektorstruktur „Bow-Tie-Detektorstruktur erste Gen. 150nm „ist das Verhalten nicht zu sehen, da der Detektor noch eine höhere Empfindlichkeit besitzt. In zukünftigen Untersuchungen sollten in dem höheren Frequenzbereich andere Techniken zur Rauschreduktion eingesetzt werden.
Sowohl das Modell als auch die statische Lösung im niederen Frequenzbereich sagen eine



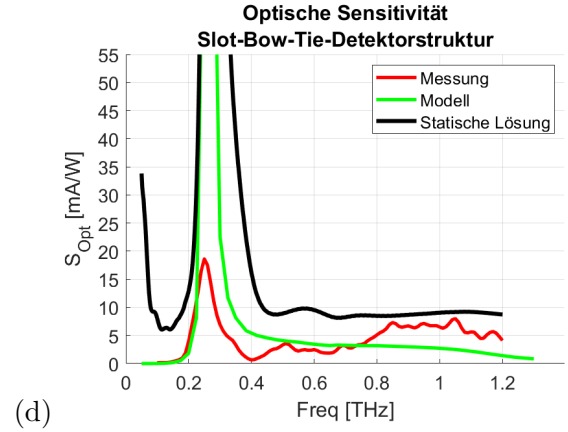
(a)



(b)

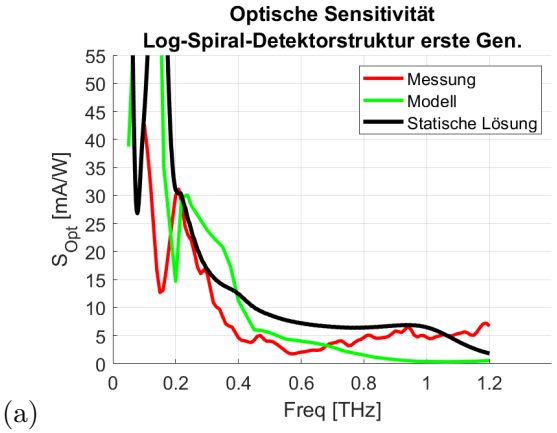


(c)

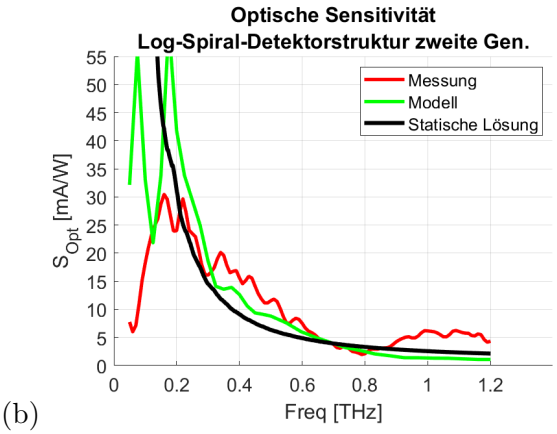


(d)

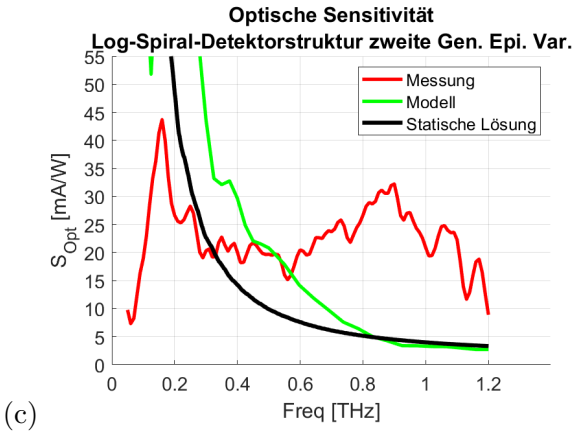
Abbildung 6.18: Darstellung der optischen Sensitivitäten aus der Messung, dem Modell und der statischen Lösung für die vier Bow-Tie-Detektorstrukturen



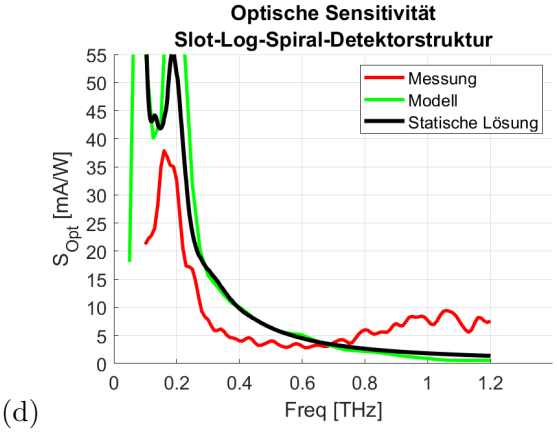
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 6.19: Darstellung der optischen Sensitivitäten aus der Messung, dem Modell und der statischen Lösung für die vier Log-Spiral-Detektorstrukturen

deutlich größere Sensitivität vorher als gemessen wurde. In diesem Bereich scheinen sowohl die simulierten als auch die theoretischen Spannungsverläufe zu hoch zu sein. Die Annahme, dass die gesamte Leistung auf die Detektorstruktur fällt, könnte zu stark von der Wirklichkeit abweichen. Da sich das Verhalten bei allen Strukturen zeigt, scheint es sich um einen systematischen Fehler zu handeln.
Die statische Lösung zeigt teilweise eine höhere Übereinstimmung mit der sich aus den gemessenen Daten ergebenden optischen Sensitivitäten als das Modell. Da jedoch gerade hier die nicht kalibrierte Leistung der THz-Quelle an zwei Stellen in die Rechnung mit einfließt, ist eine allgemein gültige Aussage nur begrenzt möglich.
Grundsätzlich zeigen die Vergleiche, dass die statischen Gleichungen für eine erste Abschätzung der Sensitivität genutzt werden können.

7

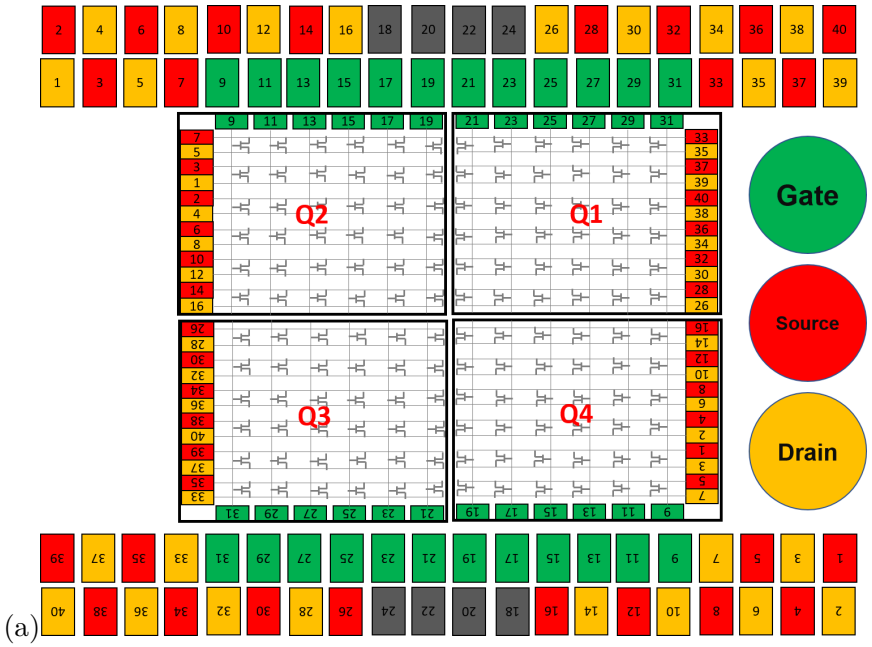
THz-Kamera

7.1 Einleitung

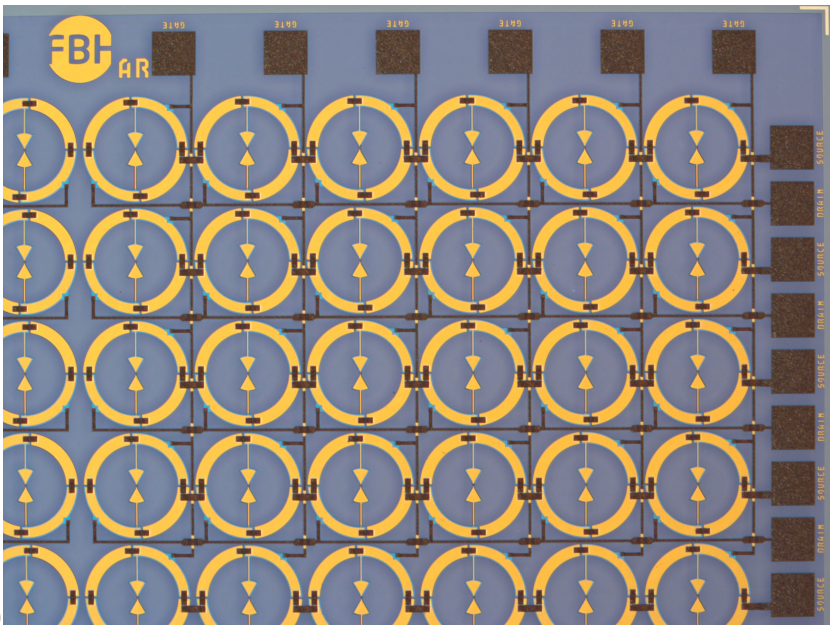
Auf dem Rand der THz-Detektorstrukturen werden alle Frequenzen größer als 100 GHz kurzgeschlossen, womit auch ein mögliches Übersprechen zwischen zwei benachbarten THz-Detektoren minimiert wird. Dadurch ist es möglich, zwei dimensionale Arrays (2D-Arrays) monolithisch zu integrieren, vergleichbar mit anderen Technologien, wie CMOS-Sensoren für den sichtbaren Spektralbereich. Der Abstand der THz-Detektorstrukturen zueinander wird bei dieser Anordnung durch die Größe der Detektorstruktur und notwendige Verbindungsleitungen bestimmt. Derartige Arrays ermöglichen z.B. die Realisierung einer THz-Kamera.
Für eine erste Technologiestudie wurde die erste Generation der Bow-Tie-Detektorstrukturen in einem 12 x 12 Pixel Array gefertigt. Die einzelnen Chips besitzen eine Kantenlänge von 5 mm x 5 mm mit einem Pixelabstand von $380\,\mu m$. Der Abstand entspricht dem Radius einer Detektorstruktur von $360\,\mu m$ plus $20\,\mu m$ für die nötigen Verbindungsleitungen.

7.2 Aufbau

In der Abbildung 7.1 ist die Konzeption für das Design des 12×12 THz-Detektor Chips dargestellt. Die 12×12 THz-Detektoren werden in vier Quadranten von jeweils 6×6 Detektoren unterteilt. Diese Aufteilung des Arrays wurde vorgenommen, um die Auslesegeschwindigkeit zu erhöhen. Bei der Verwendung einer sequenziellen Ausleseelektronik kann durch die Unterteilung in kleinere Untergruppen die Auslesegeschwindigkeit erhöht werden, indem die vier Quadranten parallel ausgelesen werden.
Jeder Quadrant ist nach demselben Schema aufgebaut; alle Detektorstrukturen einer Zeile besitzen einen gemeinsamen Source- und Drain-Anschluss und alle Detektorstrukturen einer Spalte werden über einen gemeinsamen Gate-Anschluss angesteuert. Diese Verschaltung ermöglicht es, jedes Pixel einzeln auszulesen. Die Abbildung 7.1 (b) zeigt die Photografie des ersten Quadranten. Im Norden sind die Bond-Pads zum Anschluss der Gate-Anschlüsse für



(a)

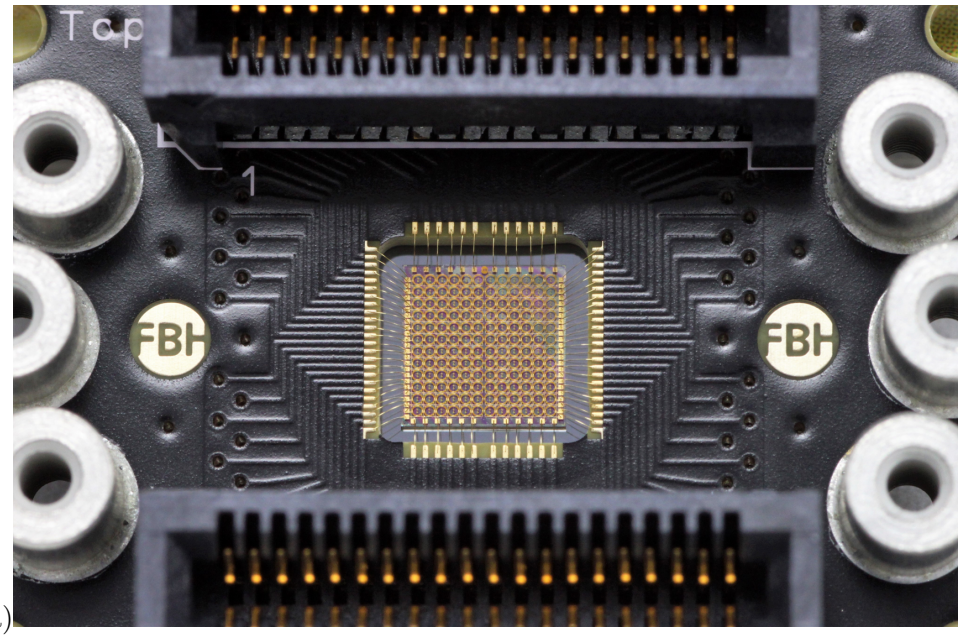


(b)

Abbildung 7.1: (a) Konzeption zur Verschaltung der 12 x 12 Pixel THz-Kamera; (b) Photografie des ersten Quadranten

die 6 Spalten zu sehen. Die Bond-Pads zum Anschließen des Source- und Drain-Anschlusses liegen im Osten, beginnend mit einem Source-Anschluss. Die vertikalen Leitungen verbinden die Gate-Anschlüsse, die horizontalen Leitungen verbinden die Drain-Anschlüsse miteinander. Der Source-Anschluss wird über die kreisförmigen Ränder der Strukturen als obere MIM-Elektrode geführt. Im Nordosten und Südwesten jeder Struktur ist eine kleine Luftbrücke für den Gate- und Drain-Anschluss zu erkennen. Diese Luftbrücken dienen dazu, mittels eines Lasers fehlerhafte Pixel aus dem Verbund entfernen zu können. Bei einem Kurzschluss zwischen dem Gate- und Source-Anschluss würde der gesamte Quadrant ausfallen, da der Kurzschluss das Steuern der gesamten Spalte verhindert. Bei einem Kurzschluss zwischen dem Drain- und Source-Anschluss fällt die betreffende Zeile des Quadranten aus. Ein Kurzschluss zwischen dem Gate- und Drain-Anschluss ist aufgrund des Aufbaues nicht möglich.
Der erste und dritte Quadrant und der zweite und vierte Quadrant sind punktsymmetrisch zueinander aufgebaut. Die Abbildung 7.1 (a) zeigt in einer schematischen Darstellung im Norden und Süden die für den Anschluss des Arrays verwendeten Kartenrandstecker mit ihrer jeweiligen Pin-Nummerierung und die korrespondierende Nummer auf den Bond-Pads. Daran ist der Vorteil des punktsymmetrischen Aufbaues zu sehen. Durch das sich daraus ergebende punktsymmetrische Pin-Layout der Stecker kann durch einfaches Drehen der PCB dasselbe Layout für die Auswerteelektronik, welches für die obere Hälfte des Arrays verwendet wird, auch für die untere Hälfte genutzt werden.
Abbildung 7.2 präsentiert die Aufbauten von zwei 12 x 12 THz-Detektoren Chips. Es wurden die beiden in Kapitel 6 vorgestellten Aufbautechnologien verwendet. Die obere Photographie zeigt den Aufbau mittels Bond-Drähten, die untere Photographie die Variante mittels Flip-Chip-Technologie. Beide Aufbauvarianten verwenden die gleichen Kartenrandstecker mit dem identischen Pin-Layout. Damit sind beide Aufbauvarianten Pin-kompatibel.
Im Rahmen einer Diplomarbeit [58] wurde eine Elektronik für den 12 × 12 THz-Detektor Chip entworfen. Die Elektronik ermöglicht es, den 12 × 12 Detektorchip anzusteuern, ihn auszulesen und ein digitalisiertes Bild zu erzeugen.
In der Elektronik wird eine Gate-Spannung für maximale Detektion und eine Gate-Spannung zum Ausschalten der Detektoren festgelegt. Mit diesen beiden Gate-Spannungen ist es möglich, jeden einzelnen THz-Detektor des Arrays sequenziell auszulesen. Dazu besitzt jede Zeile einen eigenen Transimpedanzverstärker mit einer Transimpedanz von 100 $\frac{kV}{A}$. Über die in Spalten angeordneten Gate-Anschlüsse wird ein THz-Detektor pro Zeile eingeschaltet. Danach werden die Zeilen nacheinander auf einen ADC geschaltet und das Messsignal digitalisiert. Durch dieses Ausleseschema ergibt sich für jedes Pixel ein Intensitätswert, aus dem sich ein Bild zusammensetzt. Die Steuerung der Elektronik kann von unterschiedlichen digitalen ICs ausgeführt werden. Die Elektronik ermöglicht eine theoretische Auslesegeschwindigkeit von 100 Bildern pro Sekunde [FPS], aktuell begrenzt der verwendete Mikroprozessor die Auslesegeschwindigkeit auf 25 FPS. Durch den kompakten Aufbau der Elektronik und den Betrieb bei Raumtemperatur (es wird keine Kühlung benötigt) hat die THz-Kamera nur die Abmaße eines Würfels mit einer Kantenlänge von 12 cm. In der Abbildung 7.3 ist eine Photographie des geöffneten Gehäuses der12 × 12 Pixel THz-Kamera gezeigt, in dem die wesentlichen Elemente beschriftet sind.

(a)



(b)

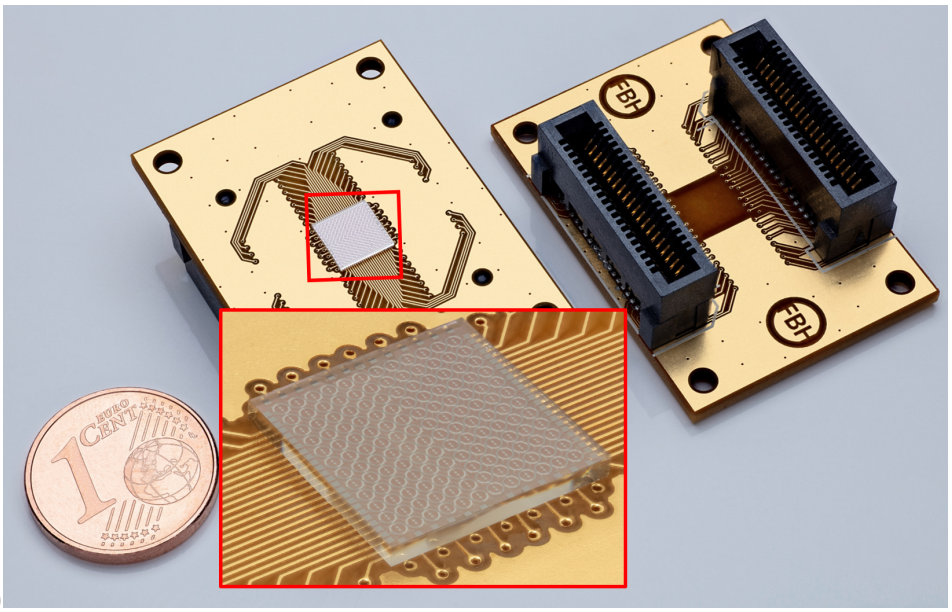


Abbildung 7.2: Aufgebaute 12 × 12 Pixel THz-Kamera; (a) Bond-Technologie und (b) Flip-Chip-Montage

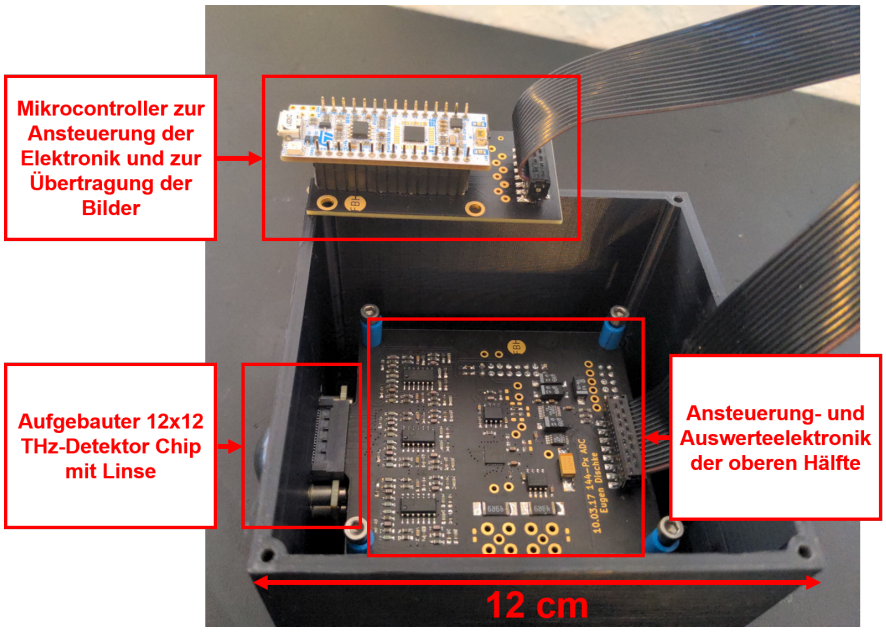


Abbildung 7.3: Vollständige THz-Kamera

7.3 Messung

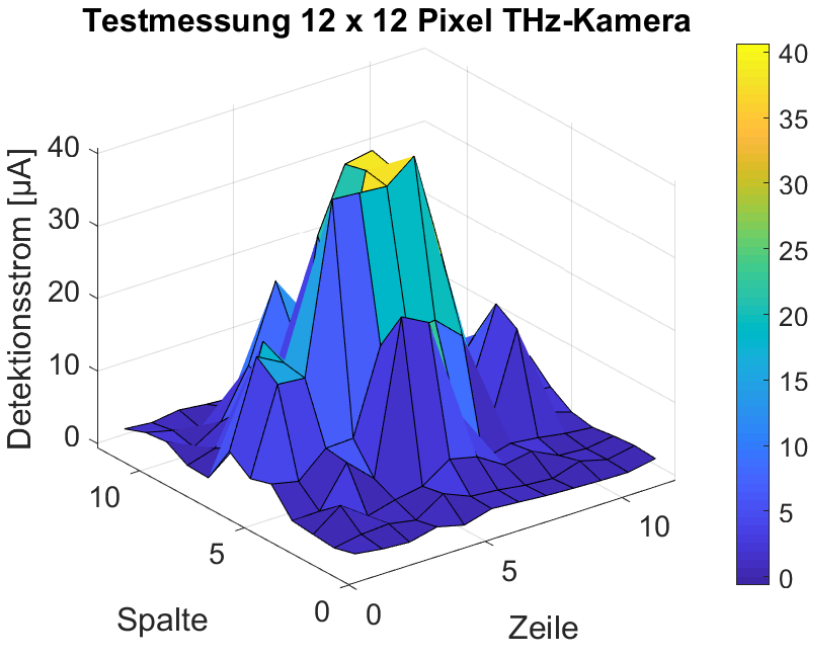


Abbildung 7.4: Beispielmessung der 12 × 12 Pixel THz-Kamera bei 100 GHz

Die ersten Testmessungen mit der THz-Kamera wurden mittels einer leistungsstarken W-Band Quelle mit ca. 4 mW Ausgangsleistung in dem Frequenzbereich von 75 GHz bis 110 GHz vorgenommen. Wie im Kapitel 6 gezeigt wurde, besitzen die Bow-Tie-Detektoren der ersten Generation eine hohe Empfindlichkeit in diesem Spektralbereich. Die zur Verfügung stehende THz-Quelle für höhere Frequenzen besitzt zu wenig Ausgangsleistung, um die gesamte Fläche des Chips von 5 mm × 5 mm mit genügend Leistung auszuleuchten und ein deutliches Bild zu erzeugen.

In der Abbildung 7.4 ist eine der ersten Testmessungen bei einer Frequenz von $100\,GHz$ gezeigt. In diesem Frequenzbereich gibt es trotz der hohen Empfindlichkeit der einzelnen Detektorstrukturen einige Schwierigkeiten, die es erschweren, ein klar interpretierbares Bild zu erzeugen. Die Freiraumwellenlänge von rund $3\,mm$ liegt im Bereich der gesamten Chipgröße von $5\,mm \times 5\,mm$ und ist damit sehr groß im Verhältnis zum Abstand der Detektoren von $380\mu m$. Dieser liegt deutlich unterhalb der halben Wellenlänge (Rayleigh-Kriterium), wodurch benachbarte Detektorstrukturen keine zusätzlichen Informationen enthalten.
Die THz-Detektorstrukturen zeigen ein sehr inhomogenes Verhalten der Empfindlichkeit. In Kombination mit den in Spalten zusammengeschalteten Gate-Anschlüssen erschwert dieses eine Kalibrierung bzw. die Einstellung einer optimalen Gate-Spannung und die Festlegung eines Fehlerstromes, der für alle Detektorstrukturen einheitlich angepasst ist. In der Abbildung 7.4 ist eine der ersten Testmessungen der 12×12 Pixel THz-Kamera dargestellt. Bei dieser Messung wurde mittels einer Linse die Strahlung auf die Mitte des Chips fokussiert. Es ist in der Mitte ein deutliches Maximum zu erkennen, welches von lokalen Maxima umgeben ist. Das Maximum in der Mitte ist allerdings nicht kreisförmig, sondern eher länglich ausgedehnt. Wie aufgrund der bezogen auf die Wellenlänge zu kleinen Abstände der Pixel zu erwarten, konnten im Frequenzbereich um die $100\,GHz$ keine Abbildungen erzeugt werden, es konnten aber sowohl Bewegungen detektiert als auch unterschiedliche Muster bei der Betrachtung von verschiedenen Objekten beobachtet werden.
Diese Ergebnisse zeigen, dass es möglich ist, ein 2D-Array auf Basis von GaN-HEMT basierten THz-Detektoren zu realisieren. Dies ermöglicht den Betrieb einer kompakten THz-Kamera bei Raumtemperatur mit einer Auslesegeschwindigkeit von 25 FPS, die eine flüssige Echtzeitdarstellung erlaubt.

8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wird gezeigt, wie es möglich ist, einen State of the Art THz-Detektor mittels eines Standard GaN MMIC Prozesses, im GHz-Bereich, zu realisieren. Dazu wurde für den zugrundeliegenden Detektionsmechanismus, das resistive Selbstmischen, die theoretische Grundlage hergeleitet und gezeigt, wie die einzelnen Elemente des Detektors interagieren.
Als aktives Detektionselement wird ein GaN-HEMT monolithisch direkt in eine HF-Umgebung eingebettet. Die zugrundeliegende Idee ist technologisch jedoch ungebunden. Aus den metallischen Anschlussstrukturen des HEMTs formt sich direkt die HF-Umgebung. Damit ergeben sich zwei Referenzebenen, die die Grenze zwischen dem intrinsischen Transistor und der ihn umgebenden passiven MMIC-Struktur darstellen. Das Besondere des Ansatzes ist, dass die gesamte extrinsische Umgebung des Transistors als Teil der Umgebung und der Antennenstruktur behandelt und entsprechend optimiert wird.
Die Referenzebenen befinden sich zwischen dem Drain- und Gate-Anschluss und dem Source- und Gate-Anschluss des HEMTs. Die passive MMIC-Struktur einschließlich des extrinsischen Transistors wird mittels 3D-EM-Simulationen entworfen und optimiert. Die Beschreibung der intrinsischen aktiven Halbleiterstruktur wird mittels analytischer Modelle erfasst. Dazu werden das resistive Mischen und das plasmonische Mischen innerhalb eines Halbleiterkanals als zugrundeliegende Detektionsmechanismen betrachtet. Beim resistiven Mischen wird der ohmsche Bereich des HEMTs genutzt, um durch die Modulation des Drain-Source-Widerstandes eine Frequenzkonversion zu erzielen. In den hier designten Strukturen ist der Lokaloszillator und das Hochfrequenzsignal dasselbe Signal, wodurch man eine leistungsabhängige Konversion des Hochfrequenzsignals in ein Gleichstromsignal erzielt. Für diesen speziellen Mischvorgang wurde eine Taylorreihenentwicklung des Ausgangssignals durchgeführt. Anhand der Terme der Taylorreihe kann das entstehende Signal in seine einzelnen Frequenzanteile zerlegt werden und ermöglicht so eine Quantifizierung des entstehenden Gleichstromanteils.
Als Erweiterung zum resistiven Mischen wird das plasmonische Mischen untersucht, welches voraussetzt, dass sich ein Teil der Elektronen innerhalb des Halbleiterkanals ballistisch bewegen. Die sich ballistisch bewegenden Elektronen interagieren nur noch miteinander, aber nicht mehr mit dem Kristallgitter. Dieses Verhalten zeigt sich in Konzentrationsschwankungen der Elektronendichte innerhalb des Halbleiterkanals und kann durch ein hydrodynamisches

Verhalten der ballistischen Elektronen beschrieben werden.
Zur Maximierung der Sensitivität werden für beide Detektionsmechanismen im THz-Spektralbereich die gleichen Randbedingungen an den Referenzebenen benötigt. An der Drain-Gate-Referenzebene soll das Eingangssignal über eine hohe Eingangs-Impedanz eingekoppelt werden, während an der Source-Gate-Referenzebene ein Kurzschluss benötigt wird. Da das plasmonische Mischen eine Erweiterung des resistiven Mischens darstellt und beide Detektionsmechanismen sowohl die gleichen Randbedingungen benötigen als auch in ähnlicher Weise von Veränderungen der Epitaxie und der Technologie beeinflusst werden, ist eine direkte messtechnische Separation nicht möglich. Diese kann nur durch den quantitativen Vergleich mit den beiden Modellbeschreibungen erfolgen.
Zur Untersuchung der beiden Detektionsmechanismen werden deshalb zwei unterschiedliche Modelle für den intrinsischen HEMT gegenübergestellt. Zum einen wird ein kompaktes Modell entwickelt, das ausschließlich das resistive Mischen erfassen kann. Zum anderen wird ein realisiertes Modell aus einer anderen Dissertation [34] verwendet, das auch in der Lage ist, das plasmonische Mischen zu erfassen. Das kompakte Modell ermöglicht es, technologische Parameter wie die Gate-Länge und Gate-Weite und den Abstand zwischen den metallischen Anschlussstrukturen sowie epitaktische Einflüsse, wie der Schichtwiderstand und die Ladungsträgerbeweglichkeit, zu erfassen. Untersuchungen an dem Modell zeigen, dass eine deutliche Steigerung der HF- zu DC-Konversion erreicht werden kann, indem die Kontaktwiderstände zum Halbleiter gesenkt werden und die Gate-Länge reduziert wird. Der positive Effekt bei Reduzierung der Kontaktwiderstände ergibt sich aus der Abnahme der parasitären resistiven Anteile an den Rändern des Halbleiterkanals.
Zur Realisierung der THz-Detektoren standen die FBH-eigenen GaN-on-SiC-HEMT-MMIC-Prozesse zur Verfügung. Es wurde hauptsächlich der Prozess mit einer Gate-Länge von 250 nm verwendet. Zur Evaluation des Einflusses einer kürzeren Gate-Länge wurde ein THz-Detektordesign auf der Prozessvariante mit 150 nm Gate-Länge realisiert.
Die Drain-Gate-Referenzebene des intrinsischen Transistors muss eine möglichst hohe Impedanz aufweisen, damit die THz-Strahlung gut einkoppelt. Um dies in einem großen Spektralbereich zu erfüllen und die Verbindung zwischen Antenne und Transistor auf kürzestem Weg zu bewerkstelligen, wurden breitbandige Antennenkonzepte, die auf einem Substrat aufliegen, untersucht. Die Lage der Antenne auf einem Substrat mit einer hohen Permittivität bedeutet dabei, dass die Wellenlänge auf der Antennenstruktur gegenüber der Wellenlänge in der Luft verkürzt ist und dass ein Großteil der Leistung in das Substrat abgestrahlt wird bzw. die Hauptkeule in Richtung des Substrates zeigt. Es wurden Bow-Tie-Antennen, logarithmische Spiralantennen und die jeweilige komplementäre Schlitz-Antenne untersucht. Die Detektorstrukturen sind alle so entworfen, dass der umgebende Rand für Frequenzen größer 100 GHz als durchgehende Metallisierung (Kurzschluss) wirkt. Damit sind ab $100\,GHz$ die Impedanzen an den Referenzebenen unabhängig von der äußeren Anschlussstruktur. Der Verlauf der Impedanz, die an der Drain-Gate-Referenzebene realisiert wird, lässt sich in Frequenzbereiche einteilen. Für niedrige Frequenzen wird der Kurzschluss auf dem Rand der Struktur durch die Antennenflügel in den hochohmigen Impedanzbereich transformiert, vergleichbar mit einem kurzgeschlossenen Lambda-Viertel-Leitungstransformator. Im Anschluss gibt es einen Übergangsbereich, bei dem die Wellenlänge noch zu groß ist, als dass man nur den

Strahlungswiderstand der Antennenstruktur sehen würde. In diesem Frequenzbereich nähert sich die Impedanz spiralförmig dem Strahlungswiderstand an. Anschließend wirkt nur noch der Strahlungswiderstand parallel zu einer Kapazität. Die parallel geschaltete Kapazität entsteht durch die metallischen Ausformungen im Fußpunkt der Antennenstruktur, die nicht beliebig klein gemacht werden können. Diese parallele Kapazität transformiert die Impedanz der Referenzebene mit steigender Frequenz immer weiter in den niederohmigen Impedanzbereich. Alle entworfenen Antennenstrukturen besitzen einen Strahlungswiderstand von weniger als 120 Ω.

Seit der zweiten Generation der Detektorstrukturen wird der Source-Anschluss vollständig durch den Gate-Anschluss umschlossen und der Source-Anschluss als obere Elektrode einer MIM-Struktur bis auf den Rand der Struktur geführt. Durch dieses Design konnte der benötigte Kurzschluss an der Source-Gate Referenzebene bis zu einer Frequenz von über 1.2 THz deutlich verbessert werden. Die so realisierte Impedanz besitzt einen Realteil zwischen 1 bis 5 Ω und einen Imaginärteil, der ein geringfügig induktives Verhalten aufweist. Zur deutlichen Verbesserung des Kurzschlussverhaltens durch die Umschließung des Source-Anschlusses sind die beiden Referenzebenen besser voneinander entkoppelt. Dadurch verursacht die von der Antennenstruktur empfangene Leistung keinen nennenswerten Spannungshub an der Source-Gate Referenzebene.

Dieses Design wurde erfolgreich in Japan, den USA und der Europäischen Union zum Patent angemeldet [59].

Die gesamte Detektorstruktur wurde durch Simulationen und Vergleich mit Messungen an gefertigten THz-Detektorstrukturen verifiziert.

Die Referenzebenen stellen dabei die Schnittstelle zwischen der mittels 3D-EM-Simulation optimierten passiven HF-Umgebung und dem intrinsischen Transistor dar, der mit einem analytischen Modell beschrieben wird. Als Übergabeparameter zwischen der 3D-EM-Simulation und der Harmonic Balance Simulation dienen die, durch einfallende THz-Strahlung, an den Referenzebenen auftretenden frequenzabhängigen komplexen Spannungen. Diese werden durch eine Simulation, bei der eine ebene Welle auf die Detektorstruktur einfallen gelassen wird, bestimmt. Die Verwendung von komplexen Spannungen an den Referenzebenen ist erforderlich, da sich die Drain-Source-Spannung als Addition der beiden Spannungen an den Referenzebenen ergibt. Durch die Phasenlage der Spannungen kann es daher zu einer konstruktiven oder destruktiven Überlagerung kommen.

Die komplexwertigen Spannungen sind für sechs unterschiedliche Designs der HF-Umgebung als Funktion der Frequenz simuliert worden. Mit den erhaltenen Spannungsverläufen kann in einer Harmonic Balance Simulation der von den analytischen Modellen vorhergesagte Gleichstromanteil simuliert und mit Messungen von realen THz-Detektorstrukturen verglichen werden. Es werden acht unterschiedliche Detektorstrukturen für den Vergleich verwendet. Die ausgewählten Detektorstrukturen decken sechs verschiedene Designs der HF-Umgebung und eine technologische Variation mit einer reduzierten Gate-Länge sowie eine Variation der Epitaxie mit erhöhter Elektronenbeweglichkeit im 2DEG ab.

Für diese acht Detektorstrukturen wird das in dieser Arbeit entwickelte kompakte Transistor-Modell und das bereits bestehende plasmonische Modell des inneren HEMTs an die Gleichstrommessungen der acht Detektorstrukturen angepasst. Zur Simulation der

Detektionsströme sind demnach sechzehn Modelle nacheinander in eine Harmonic Balance Simulationsumgebung eingebracht worden. An den Referenzebenen wurden dann die jeweils zu der passenden HF-Umgebung korrespondierenden Spannungsverläufe angelegt. Im Vergleich zwischen den simulierten und den gemessenen Detektionsströmen zeigt sich über der Frequenz eine angesichts der noch vorhandenen Unsicherheiten bei Messung und Modell gute Übereinstimmung.
Die Kombination einer passiven Antennenstruktur, die mittels 3D-EM-Simulationen nachgebildet wird, mit einem Modell, das den inneren Transistor beschreibt, zu einer Gesamt-Simulation des Detektors ist ein wichtiger Bestandteil dieser Arbeit und wurde bisher nach Kenntnis des Autors für vergleichbare Strukturen noch nicht gezeigt.
Die Simulationsergebnisse für das kompakte und das plasmonische Transistormodell und der Vergleich mit dem Experiment zeigen ferner, dass der dominierende Detektionsmechanismus in den hier verwendeten GaN-HEMTs resistives Selbstmischen sein muss. Auch diese Erkennis ist ein wichtiger Beitrag dieser Arbeit.
In einer abschließenden theoretischen Betrachtung der Simulations- und Messergebnisse konnte gezeigt werden, dass sich das resistive Selbstmischen als spannungsgesteuerte Stromquelle darstellen lässt. Als Konversionsfaktor zwischen der Steuerspannung und dem Detektionsstrom kann der Term der Taylorreihe, welcher den Gleichstromanteil beschreibt, verwendet werden. Die Steuerspannung ergibt sich aus dem Spannungsteiler, der sich zwischen dem Ausgangswiderstand des HEMTS und dem Realteil der Antennenstruktur bildet. Mittels dieser Zusammenhänge und Grundgleichung der Antennentheorie kann eine Abschätzung der Sensitivität der Detektorstruktur durchgeführt werden. Die dafür benötigten Parameter ergeben sich aus der Gleichstrommessung der Detektorstruktur und der 3D-EM-Simulation der passiven Umgebung. Weitere Simulationen sind nicht nötig.
Das insgesamt wichtigste Resultat ist jedoch, dass die realisierten THz-Detektorstrukturen mit zum Teil neuartigen Antennen eine herausragende Empfindlichkeit bei Raumtemperatur aufweisen und damit den aktuellen Entwicklungstand von GaN-basierten THz-Detektoren darstellen [57]. Da der Hauptdetektionsmechanismus das resistive Mischen ist, sind die Detektoren hochlinear und besitzen ein instantanes Ansprechverhalten [60].
In einer Technologiestudie wird darüber hinaus gezeigt, dass sich aus den THz-Detektorstrukturen durch einfaches Skalieren zweidimensionale Arrays mit 144 Pixel fertigen lassen. Auf Basis dieser Chips wurden eine THz-Kamera gefertigt und erste Messungen präsentiert. Somit vereinen die Detektoren alle in der Einleitung erwähnten Eigenschaften, um als Schlüsselkomponente dabei zu helfen, die im THz-Spektralbereich erzielten Forschungsergebnisse aus dem Labor in kommerzielle Anwendungen zu überführen.

8.1 Ausblick

Zahlreiche industrielle Anwendungen erfordern Bildgebungssysteme, die das 2D- oder 3D-Bild eines Objektes darstellen können. Diese Systeme arbeiten derzeit meist mit Licht im sichtbaren bzw. infraroten Spektralbereich oder mit Röntgenstrahlung. Die Beobachtung von verpackten Objekten oder die Identifikation von Fehlern im Material erfordert deshalb die Verwendung

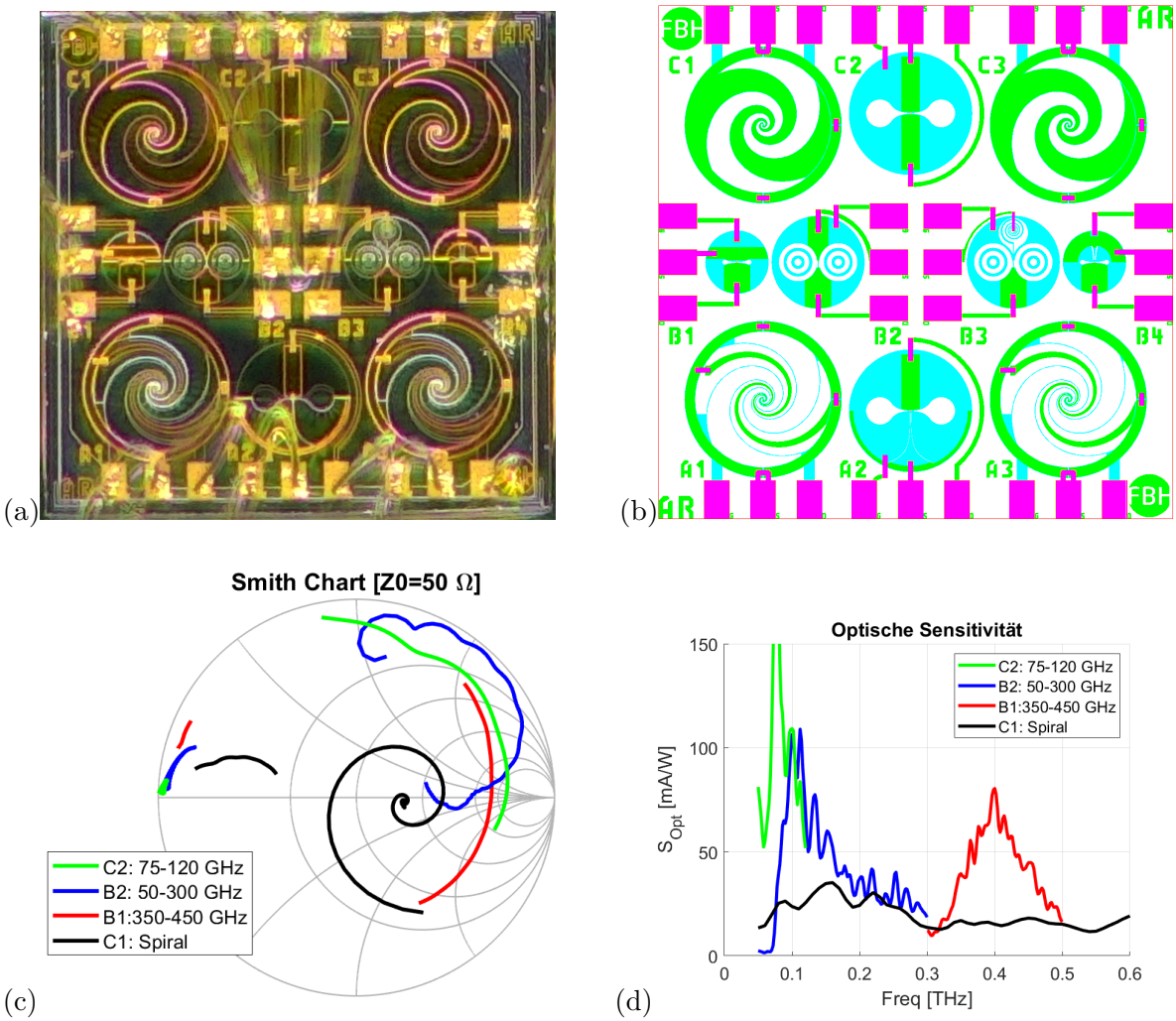


Abbildung 8.1: (a) Photografie und (b) Layout des Chips; (c) S-Parameter und (d) Empfindlichkeit

von Röntgenstrahlung, d.h. ionisierender Strahlung. Eine unschädliche Alternative bietet der THz-Frequenzbereich, in dem - bei guter räumlicher Auflösung - die meisten nicht-metallischen Materialien transparent sind und in dem viele komplexe Chemikalien, wie etwa Medikamente und Sprengstoffe, einen eindeutigen spektralen Fingerabdruck aufweisen. Die entwickelten THz-Detektorstrukturen bieten hier die Möglichkeit, THz-Kameras als zweidimensionales Array oder als Zeilen-Array zu fertigen. Diese bieten eine hohe Empfindlichkeit von besser als $NEP = 50\,\frac{pW}{\sqrt{Hz}}$ mit einer Auslesegeschwindigkeit von mehr als $100\,FPS$ bei Raumtemperatur. Somit eröffnen sie die Möglichkeit, Anwendungen für Bildgebungssysteme im THz-Spektralbereich zu erschließen.

Um zur notwendigen Anwendungsreife zu gelangen, sollten die THz-Detektorstrukturen weiter in ihrer Sensitivität gesteigert werden. Wie in der vorliegenden Arbeit gezeigt wurde, ist eine deutliche Steigerung der Empfindlichkeit auch für die breitbandigen Detektoransätze durch eine Optimierung der Epitaxie und der Halbleitertechnologie möglich. Insbesondere eine Reduzierung der Gate-Länge sowie die Optimierung der Widerstände der ohmschen Kontakte sind relevant.

Die hier gezeigten THz-Detektorstrukturen "leben "von der Möglichkeit, dass der Halbleiter

direkt in eine abgeschlossene HF-Umgebung eingebettet und angepasst wird. Ein Test von anderen Halbleitertechnologien, die weniger parasitäre Kontaktwiderstände und hohe Steilheiten besitzen, sollte zukünftig in Betracht gezogen werden. Dafür würden sich GaAs und InP als Halbleitertechnologien anbieten. Allerdings sind diese Halbleitertechnologien durch ihre geringere Bandlücke nicht so robust gegenüber starken Feldern bzw. elektrostatische Entladung. Durch Änderung der HF-Umgebung ist es möglich ein höherer Spannungshub der Steuerspannung zu erreichen. Diese Art von Verbesserung wurde in später gefertigten THz-Detektorstrukturen, welche ein schmalbandigen Designs verwenden, noch einmal nachgewiesen. Bei diesen Designs wurden Slot-Strukturen verwendet, die auf dem Prinzip einer Lambda-Viertel-Transformation beruhen, bei der der Kurzschluss vom Ende der Schlitzstruktur in den hochomigen Impedanzbereich transformiert wird.
In der obersten Zeile in Abbildung 8.1 ist (a) die Photografie und (b) das schematische Layout des Chips dargestellt, auf dem die entsprechenden Detektorstrukturen realisiert wurden. Jedes Design deckt dabei verschiedene Frequenzbereiche ab. Die Detektorstruktur $C1$ ist die aus der Arbeit bekannte logarithmische Spiral-Detektorstruktur der zweiten Generation und dient als Referenzstruktur. $C2$ ist eine Detektorstruktur für das W-Band $75\,GHz$ bis$110\,GHz$. $B2$ ist ein Design für $100\,GHz$ bis $300\,GHz$, bei dem durch zusätzliche Resonatoren innerhalb der Öffnung der Schlitzantenne die Impedanz über einen größeren Frequenzbereich im hochohmigen induktiven Impedanzbereich gehalten wird. $B1$ ist für eine Detektionsfrequenz von $400\,GHz$ ausgelegt. In der unteren Zeile sind (c) die Impedanzverläufe der Detektorstrukturen und (d) die erzielte Empfindlichkeit dargestellt. Es zeigt sich, dass durch ein schmalbandiges Design deutlich höhere Empfindlichkeiten im Verhältnis zum breitbandigen Design erzielt werden können.
Ein wichtiger Aspekt für die Anwendung ist eine volumenorientierte Fertigungsmöglichkeit. Weil ein konventioneller MMIC-Prozess zum Einsatz kommt, ist dies zunächst gegeben. Dies wurde im Rahmen der Arbeit mit ein- und zweidimensionalen Arrays bereits demonstriert. Auf diese Weise können THz-Kamera-Chips in hoher Anzahl fehlerfrei gefertigt werden. Damit würden die Kosten pro Chip deutlich sinken und die Gesamtkosten des THz-Systems preislich konkurrenzfähig werden. Zukünftig können die in der Arbeit entwickelten THz-Detektoren durch ihren einfachen Aufbau und durch die Verwendung von etablierten Technologien dabei helfen, die THz-Lücke zu schließen.

Quellenverzeichnis

[1] **OMMIC III-V Prozess (https://www.ommic.com/iii-v-processes/)**. OMMIC, March 2022.

[2] V. Camarchia, R. Quaglia, A. Piacibello, D. P. Nguyen, H. Wang, and A.-V. Pham. **A Review of Technologies and Design Techniques of Millimeter-Wave Power Amplifiers**. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **68**(7):2957–2983, jul 2020. doi:10.1109/tmtt.2020.2989792.

[3] C. A. Schuetz, M. S. Mirotznik, S. Shi, G. J. Schneider, J. Murakowski, and D. W. Prather. **Applications of optical upconversion to sparse aperture millimeter-wave imaging**. In S. M. Kirkpatrick, R. Stoian, D. H. Titterton, R. Appleby, J. M. Chamberlain, and K. A. Krapels, editors, *Technologies for Optical Countermeasures II; Femtosecond Phenomena II; and Passive Millimetre-Wave and Terahertz Imaging II*, **5989**, pages 396 – 407. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2005. doi:10.1117/12.630664.

[4] M. C. Kemp, P. F. Taday, B. E. Cole, J. A. Cluff, A. J. Fitzgerald, and W. R. Tribe. **Security applications of terahertz technology**. In R. J. Hwu and D. L. Woolard, editors, *SPIE Proceedings*. SPIE, aug 2003. doi:10.1117/12.500491.

[5] S. S. Nabiev and L. A. Palkina. **Modern technologies for detection and identification of explosive agents and devices**. *Russian Journal of Physical Chemistry B*, **11**(5):729–776, sep 2017. doi:10.1134/s1990793117050190.

[6] Z. D. Taylor, R. S. Singh, D. B. Bennett, P. Tewari, C. P. Kealey, N. Bajwa, M. O. Culjat, A. Stojadinovic, H. Lee, J.-P. Hubschman, E. R. Brown, and W. S. Grundfest. **THz Medical Imaging: in vivo Hydration Sensing**. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, **1**(1):201–219, sep 2011. doi:10.1109/tthz.2011.2159551.

[7] B. Alexandrov, V. Gelev, A. Bishop, A. Usheva, and K. Rasmussen. **DNA breathing dynamics in the presence of a terahertz field**. *Physics Letters A*, **374**(10):1214–1217, feb 2010. doi:10.1016/j.physleta.2009.12.077.

[8] E. S. Swanson. **Modeling DNA response to terahertz radiation**. *Physical Review E*, **83**(4):040901, apr 2011. doi:10.1103/physreve.83.040901.

[9] T. Kleine-Ostmann and T. Nagatsuma. **A Review on Terahertz Communications Research**. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, **32**(2):143–171, jan 2011. doi:10.1007/s10762-010-9758-1.

[10] M. Koch. **Terahertz Communications: A 2020 vision**. In *Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects*, pages 325–338. Springer Netherlands. doi:10.1007/978-1-4020-6503-3_18.

[11] N. Naeem, S. Parveen, and A. Ismail. **Terahertz Communications for 5G and Beyond**. In *Antenna Fundamentals for Legacy Mobile Applications and Beyond*, pages 305–322. Springer International Publishing, oct 2017. doi:10.1007/978-3-319-63967-3_16.

[12] D. A. Walsh, M. J. Cliffe, R. Pan, E. W. Snedden, D. M. Graham, W. A. Gillespie, and S. P. Jamison. **Role of misalignment-induced angular chirp in the electro-optic detection of THz waves**. *Optics Express*, **22**(10):12028, may 2014. doi:10.1364/oe.22.012028.

[13] B. F. Spencer, M. J. Cliffe, A. S. Knight-Percival, W. F. Smith, and D. M. Graham. **Single-shot terahertz magneto-spectrometer**. In *2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*. IEEE, sep 2014. doi:10.1109/irmmw-thz.2014.6956078.

[14] D. J. Benford, M. J. Amato, J. C. Mather, S. H. Moseley, and D. T. Leisawitz. **Mission Concept for the Single Aperture Far-Infrared (SAFIR) Observatory**. *Astrophysics and Space Science*, **294**(3-4):177–212, dec 2004. doi:10.1007/s10509-004-5377-4.

[15] R. You, Z. Tao, R. Ni, and L. Zhang. **Space Applications of Terahertz Present and Potential Future**. In *2018 11th UK-Europe-China Workshop on Millimeter Waves and Terahertz Technologies (UCMMT)*. IEEE, sep 2018. doi:10.1109/ucmmt45316.2018.9015780.

[16] https://www.vadiodes.com/en/products/detectors. **Schottky diode detectors**, March 22.

[17] M. Dyakonov and M. Shur. **Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current**. *Physical Review Letters*, **71**(15):2465–2468, oct 1993. doi:10.1103/physrevlett.71.2465.

[18] E. Javadi, D. B. But, K. Ikamas, J. Zdanevičius, W. Knap, and A. Lisauskas. **Sensitivity of Field-Effect Transistor-Based Terahertz Detectors**. *Sensors*, **21**(9):2909, apr 2021. doi:10.3390/s21092909.

[19] K. Ikamas, D. Cibiraite, M. Bauer, A. Lisauskas, V. Krozer, and H. G. Roskos. **Ultrabroadband Terahertz Detectors Based on CMOS Field-Effect Transistors with Integrated Antennas**. In *2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. IEEE, sep 2018. doi:10.1109/irmmw-thz.2018.8510062.

[20] M. W. Ryu, J. S. Lee, K. S. Kim, K. Park, J.-R. Yang, S.-T. Han, and K. R. Kim. **High-Performance Plasmonic THz Detector Based on Asymmetric FET With Vertically Integrated Antenna in CMOS Technology**. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **63**(4):1742–1748, apr 2016. doi:10.1109/ted.2016.2526677.

[21] Z. yang Liu, F. Qi, Y. long Wang, P. xiang Liu, and W. fan Li. **A 150-to-1050 GHz Terahertz Detector in 65 nm CMOS**. In *2021 IEEE Asian Solid-State Circuits Conference (A-SSCC)*. IEEE, nov 2021. doi:10.1109/a-sscc53895.2021.9634828.

[22] M. Andree, J. Grzyb, R. Jain, B. Heinemann, and U. R. Pfeiffer. **Broadband Modeling, Analysis, and Characterization of SiGe HBT Terahertz Direct Detectors**. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **70**(2):1314–1333, feb 2022. doi:10.1109/tmtt.2021.3134646.

[23] M. Khatib, M. Perenzoni, and D. Stoppa. **A CMOS 0.15-μm in-pixel noise reduction technique for readout of antenna-coupled FET-based THz detectors**. In *2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*. IEEE, sep 2016. doi:10.1109/irmmw-thz.2016.7758741.

[24] S. Domingues, D. Perenzoni, M. Perenzoni, and D. Stoppa. **CMOS Integrated Lock-in Readout Circuit for FET Terahertz Detectors**. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, **38**(6):679–688, feb 2017. doi:10.1007/s10762-017-0372-3.

[25] M. Hassanalieragh, Z. Ignjatovic, J. D. Newman, and K. Fourspring. **Design and Characterization of a 10 $\times$ 10 Pixel Array THz Camera in 350 nm CMOS Technology**. *IEEE Sensors Journal*, **20**(17):9834–9848, sep 2020. doi:10.1109/jsen.2020.2991410.

[26] U. Pfeiffer, E. Ojefors, A. Lisauskas, D. Glaab, F. Voltolina, V. F. Nzogang, P. H. Bolivar, and H. Roskos. **A CMOS focal-plane array for terahertz imaging**. In *2008 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*. IEEE, sep 2008. doi:10.1109/icimw.2008.4665429.

[27] S. Boppel, M. Ragauskas, A. Hajo, M. Bauer, A. Lisauskas, S. Chevtchenko, A. Rämer, I. Kasalynas, G. Valusis, J. Wurfl, W. Heinrich, G. Trankle, V. Krozer, and H. G. Roskos. **Terahertz edge detection with antenna-coupled field-effect transistors in 0.25 μm AlGaN/GaN technology**. In *2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*. IEEE, sep 2014. doi:10.1109/irmmw-thz.2014.6956066.

[28] M. Dyakonov and M. Shur. **Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid**. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **43**(3):380–387, mar 1996. doi:10.1109/16.485650.

[29] J. Garcia, J. Pedro, M. L. D. L. Fuente, N. D. Carvalho, A. Sanchez, and A. Puente. **Resistive FET mixer conversion loss and IMD optimization by selective drain bias**. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **47**(12):2382–2392, 1999. doi:10.1109/22.808985.

[30] N. Bronstein, H. Mühlig, G. Musio, and K. Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik (Bronstein)*. 2010.

[31] T. Arens, F. Hettlich, C. Karpfinger, U. Kockelkorn, K. Lichtenegger, and H. Stachel. *Mathematik*. Springer Berlin Heidelberg, 2018. doi:10.1007/978-3-662-56741-8.

[32] S. Boppel, A. Lisauskas, M. Bauer, M. Mundt, V. Krozer, H. G. Roskos, R. Venckevicius, L. Minkevicius, I. Kasalynas, D. Seliuta, G. Valusis, S. Shevchenko, J. Wurfl, W. Heinrich, and G. Trankle. **Scalable, monolythically-integrated detectors for THz imaging**. In *2013 6th UK, Europe, China Millimeter Waves and THz Technology Workshop (UCMMT)*. IEEE, sep 2013. doi:10.1109/ucmmt.2013.6641509.

[33] W.Weller. *Hydrodynamik (Landau, L.D./E.M. Lifschitz: Lehrbuch der Theoretischen Physik)*. 1991.

[34] M. Bauer. *Hydrodynamic modeling and experimental characterization of the plasmonic and thermoelectric terahertz response of field-effect transistors with integrated broadband antennas in AlGaN/GaN HEMTs and CVD-grown graphene*. 2018.

[35] I. Khmyrova and Y. Seijyou. **Analysis of plasma oscillations in high-electron mobility transistorlike structures: Distributed circuit approach**. *Applied Physics Letters*, **91**(14):143515, oct 2007. doi:10.1063/1.2794772.

[36] P. J. Burke, I. B. Spielman, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. **High frequency conductivity of the high-mobility two-dimensional electron gas**. *Applied Physics Letters*, **76**(6):745–747, feb 2000. doi:10.1063/1.125881.

[37] K. K. N. Simon M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices, 3rd Edition*. 2006.

[38] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern. **Electronic properties of two-dimensional systems**. *Reviews of Modern Physics*, **54**(2):437–672, apr 1982. doi:10.1103/revmodphys.54.437.

[39] K. Chu, M. Murphy, J. Burm, W. Schaff, L. Eastman, A. Botchkarev, H. Tang, and H. Morkoc. **High speed high power AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors with improved ohmic contacts**. In *Compound Semiconductors 1997. Proceedings of the IEEE Twenty-Fourth International Symposium on Compound Semiconductors*. IEEE, 1997. doi:10.1109/iscs.1998.711681.

[40] J. Chung, J. Roberts, E. Piner, and T. Palacios. **Effect of Gate Leakage in the Subthreshold Characteristics of AlGaN/GaN HEMTs**. *IEEE Electron Device Letters*, **29**(11):1196–1198, nov 2008. doi:10.1109/led.2008.2005257.

[41] Krämer, MCJCM (Mark). **Gallium nitride-based microwave high-power heterostructure field-effect transistors:design, technology, and characterization**, 2006. doi:10.6100/IR613443.

[42] ADS. **https://www.keysight.com/de/de/products/software/pathwave-design-software/pathwave-advanced-design-system.html**.

[43] F. M. Yigletu, S. Khandelwal, T. A. Fjeldly, and B. Iniguez. **Compact Charge-Based Physical Models for Current and Capacitances in AlGaN/GaN HEMTs**. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **60**(11):3746–3752, nov 2013. doi:10.1109/ted.2013.2283525.

[44] D. Pradeep, M. Amit, and S. Karmalkar. **DC Extraction of Gate Bias-Dependent Parasitic Resistances and Channel Mobility in an HEMT**. *IEEE Electron Device Letters*, **37**(11):1403–1406, nov 2016. doi:10.1109/led.2016.2611597.

[45] T.-H. Yu and K. Brennan. **Theoretical study of a GaN-AlGaN high electron mobility transistor including a nonlinear polarization model**. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **50**(2):315–323, feb 2003. doi:10.1109/ted.2002.808519.

[46] H. Yacoub. *Characterization, Analysis and Modelling of DC and Dynamic Properties of GaN HFETs Grown on Silicon*. PhD thesis, 2017. doi:10.18154/RWTH-2017-06693.

[47] N. Drozdovski and R. Caverly. **GaN based high electron mobility transistors for microwave and RF control applications**. In *1999 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference*. IEEE. doi:10.1109/imoc.1999.866242.

[48] EpiGaN-RF. **https://www.epigan.com/nl/products/rf-26.html**, March 2022.

[49] Silvaco. **https://silvaco.com/**.

[50] G. H. Jessen, R. C. Fitch, J. K. Gillespie, G. Via, A. Crespo, D. Langley, D. J. Denninghoff, M. Trejo, and E. R. Heller. **Short-Channel Effect Limitations on High-Frequency Operation of AlGaN/GaN HEMTs for T-Gate Devices**. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **54**(10):2589–2597, oct 2007. doi:10.1109/ted.2007.904476.

[51] C. A. Balanis. *Antenna Theory: Analysis and Design, 4th Edition*. Wiley, 2016.

[52] K. W. Kark. *Antennen und Strahlungsfelder*. Springer Fachmedien Wiesbaden, 2014. doi:10.1007/978-3-658-03616-4.

[53] R. Compton, R. McPhedran, Z. Popovic, G. Rebeiz, P. Tong, and D. Rutledge. **Bow-tie antennas on a dielectric half-space: Theory and experiment**. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **35**(6):622–631, jun 1987. doi:10.1109/tap.1987.1144162.

[54] C. Brewitt-Taylor, D. Gunton, and H. Rees. **Planar antennas on a dielectric surface**. *Electronics Letters*, **17**(20):729, 1981. doi:10.1049/el:19810512.

[55] Z. Cui. *Nanofabrication*. Springer US, 2008. doi:10.1007/978-0-387-75577-9.

[56] A. Lisauskas, S. Boppel, P. Haring-Bolivar, and H. Roskos. **Terahertz responsivity and low-frequency noise in biased silicon field-effect transistors**. *Applied Physics Letters*, (102), 2013. doi:10.1063/1.4802208.

[57] M. Bauer, A. Rämer, S. A. Chevtchenko, K. Y. Osipov, D. Cibiraite, S. Pralgauskaite, K. Ikamas, A. Lisauskas, W. Heinrich, V. Krozer, and H. G. Roskos. **A High-Sensitivity AlGaN/GaN HEMT Terahertz Detector With Integrated Broadband Bow-Tie Antenna**. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, **9**(4):430–444, 2019. doi:10.1109/TTHZ.2019.2917782.

[58] E. Dischke. *Design und Realisierung der Ansteuerungs- undAuswerteelektronik für ein 2D-THz-Detektor-Array mit GaN-HEMTS*. 2017.

[59] A. Rämer, S. Shevchenko. **Patent: Strahlungsdetektor und Verfahren zu dessen Herstellung /DE102017103687B3 / EP 3 449 508 B1/ US2019/0393374/ JP6914967B22021.8.4**.

[60] W. Zouaghi, D. Vos, C. McDonnell, D. Mundy, J. R. P. Bain, N. Hempler, G. P. Malcolm, G. T. Maker, A. Ramer, S. A. Chevtchenko, W. Heinrich, V. Krozer, and H. G. Roskos. **Real-time detection of the THz pulses from a THz OPO using AlGaN/GaN TeraFETs**. In *2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*. IEEE, sep 2016. doi:10.1109/irmmw-thz.2016.7758406.

A

Appendix A

Detektorstruktur	**Sch.** $[V]$	**Kont.** $\frac{\Omega}{m}$	**Schi.** $\frac{\Omega}{\square}$	**Bew.**	**Max. Ladun.** $\frac{1}{cm^3}$	α	β	γ	T
Bow-Tie erste Gen.	-3	0.71	460	0.16	1.7e16	1.3	2	2.3	30
Bow-Tie erste Gen Gate-Länge 150 nm	-0.75	1.035	450	0.16	2.6e16	1	2	0.9	6.75
Bow-Tie zweite Gen.	-2.25	0.39	443.5	0.16	4.8e16	1.8	2	1.86	495
Slot-Bow-Tie	-3	0.97	551	0.16	1.7e16	1.3	2	1.89	8
Log-Spiral erste Gen.	-2.06	0.59	409.5	0.16	1.08e16	1.3	2	1.4	11
Log-Spiral zweite Gen.	-2.6	0.93	500	0.16	4.32e16	2.3	2	2.5	3
Log-Spiral zweite Gen. epi. Var.	-2.8	0.65	450	0.224	4.32e16	2.65	2	4.3	3
Slot-Log-Spiral	-2.06	0.965	500	0.16	9.45e16	1.3	2	6.5	33.96

Tabelle A.1: Verwendete Modellparameter