

PHOTONISCHE LOKALOSZILLATOREN FÜR  
ANWENDUNGEN IN DER TERAHERTZ-RADIOASTRONOMIE

Vom Fachbereich Ingenieurwissenschaften der

Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigte Dissertation

von

Andrei M a l c o c i

aus Arad, Rumänien

Referent: Professor Dr. rer. nat. Dieter Jäger

Korreferent: Professor Dr. rer. nat. Franz-Josef Tegude

Tag der mündlichen Prüfung: 03.07.2006



## *Danksagung*

*Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Angestellter im Fachgebiet Optoelektronik der Universität Duisburg-Essen. Das dieser Arbeit zugrunde liegende Vorhaben wurde mit Mitteln des „European Southern Observatory“ (ESO) im Rahmen des Projektes „ALMA Photonic LO“ unter dem Kennzeichen 01 # 59608/MAP/00/6750/RFI gefördert.*

*An dieser Stelle möchte ich allen Personen sehr herzlich danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.*

*Besonders aber möchte ich Dank sagen meinem Doktorvater, Herrn Professor Dr.rer.nat. habil. Dieter Jäger, dem Leiter des Fachgebietes Optoelektronik, Zentrum für Halbleitertechnik und Optoelektronik (ZHO), für die stete Unterstützung und die Betreuung dieser Arbeit. Für die ausführlichen, intensiven Diskussionen im Bereich der Mikrowellen-Photonik bin ich Ihm äußerst dankbar.*

*Bei Herrn Professor Dr.rer.nat. Franz-Josef Tegude bedanke ich mich für die Übernahme des Korreferates.*

*Weiterhin möchte ich Herrn Dr.-Ing. Andreas Stöhr für die intensive Unterstützung dieses Projektes danken.*

*Wesentlich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen hat die Zusammenarbeit mit anderen Instituten. Für die Zusammenarbeit bei der Charakterisierung der photonischen Sender und für das Design resonanter Antennen danke ich den Herren Dipl.-Ing. Iván Cámara Mayorga, Dr. rer. nat. Frank Siebe, Dr. rer. nat.*

*Frank Schäffer, Dr. rer. nat. Peter van der Waal und Dr. rer. nat. Rolf Güsten vom Max-Planck Institut für Radioastronomie in Bonn.*

*Sämtlichen Mitarbeitern des Fachgebietes Optoelektronik danke ich für die stets vorhandene Hilfsbereitschaft bei technischen und wissenschaftlichen Problemen sowie für das angenehme Arbeitsklima. Besonders hervorheben möchte ich die Unterstützung von Frau Dipl.-Chem. Kirsten Lill und Herrn Igor Schestakov in der Reinraumtechnologie sowie den Einsatz von Frau. Dipl.-Ing. Irina Savcenko und Herrn Dipl.-Phys. Marc Schneider beim Herstellen von Masken. Für die Einweisung in die III-V-Halbleitertechnologie danke ich Herrn Dr.-Ing. Dirk Püttjer und bei Herrn cand.-Ing. Ioannis Ntelakis bedanke ich mich für die Erstellung von Bildern mit dem Programm „3DMax“. Für die Unterstützung beim Aufbau und bei der Inbetriebnahme der Messplätze und bei der Erstellung von Simulationsprogrammen danke ich den Herren Dipl.-Ing. Sven Schulz, Dipl.-Ing. Andres Sauerwald und Dipl.-Ing. Christof Kaczmarek. Ihre Mitarbeit in Form von Studien- und Diplomarbeiten hat mich sehr unterstützt.*

*Für den Einsatz beim Lektorat dieser Arbeit und den vielen Anmerkungen danke ich Frau Dipl.-Ing. Silke Diedenhofen sowie den Herren Dr.-Ing. Rüdiger Buß, Dipl.-Ing. Ralf Gindera, Dipl.-Ing. Stefan Herschbach und Dipl.-Ing. René Zimmer.*

*Für die intensive organisatorische Unterstützung und Ihre stets freundliche, kompetente Hilfsbereitschaft in allen verwaltungstechnischen Angelegenheiten möchte ich mich besonders herzlich bei Frau Karin Tempel bedanken.*

*Letztens, aber nicht zuletzt, gilt mein besonderer Dank meinen lieben Eltern.*

# Inhaltsverzeichnis

Konstanten .....	11
Abkürzungen .....	11
1 Einleitung .....	13
2 Photonische Lokaloszillatoren .....	19
2.1 DER LASER-SYNTHESIZER .....	20
2.2 DER PHOTOMISCHER.....	23
2.3 PHOTONISCHE SENDER .....	36
3 Analytisches Modell für einen Wanderwellen-Photomischer.....	41
3.1 TRANSVERSALER STROMTRANSPORT.....	42
3.2 LONGITUDINALER STROMTRANSPORT .....	52
4 Herstellung der Wanderwellen-Photomischer .....	85
4.1 HERSTELLUNG ELEMENTARER WANDERWELLEN-PHOTOMISCHER .....	85
4.2 HERSTELLUNG VON WANDERWELLEN-PHOTOMISCHER MIT INTEGRIERTEN BOW-TIE-ANTENNEN .....	88
4.3 HERSTELLUNG VON WANDERWELLEN-PHOTOMISCHERN MIT INTEGRIERTEN SLOT-ANTENNEN .....	91
5 Experimentelle Charakterisierung der photonischen Lokaloszillatoren .....	99
5.1 MESSAUFBAU FÜR DEN MMW-BEREICH .....	99
5.2 MESSAUFBAU FÜR DEN THZ-BEREICH.....	101
5.3 MESSAUFBAU FÜR DIE MESSUNGEN PHOTONISCHER SENDER .....	108
5.4 METHODEN ZUR ERHÖHUNG DER VERFÜGBAREN LEISTUNG UND EFFIZIENZ.....	109
6 Optische MMW- und THz-Generierung: Messergebnisse und Diskussion .... .....	117
6.1 MESSERGEBNISSE IM MMW-BEREICH .....	117
6.2 ANPASSUNG DES MODELLS AN MESSDATEN.....	121
6.3 MESSERGEBNISSE IM THZ-BEREICH .....	126
6.4 ERGEBNISSE EINIGER METHODEN ZUR ERHÖHUNG DER VERFÜGBAREN LEISTUNG UND EFFIZIENZ .....	130
7 Zusammenfassung .....	135
Anhang .....	139
NEBENRECHNUNGEN.....	139
Literaturverzeichnis.....	155



## Formelzeichen

Formelzeichen	Bedeutung
$a_1, a_2, a_3$	Term in Anhang A6
$b_1, b_2, b_3$	Term in Anhang A7
$C_0'$	Kapazitätsbelag der koplanaren Leitung
$C_B'$	Kapazitätsbelag des Bahngebietes
$C_i'$	Kapazitätsbelag der intrinsischen Zone
$d_0$	Dicke des aktiven intrinsischen Gebiets
$d_i$	Gesamtdicke des intrinsischen Gebiets
$d_{in}$	Dicke des nicht absorbierenden intrinsischen Gebiets angrenzend an das n-Gebiet
$d_{ip}$	Dicke des nicht absorbierenden intrinsischen Gebiets angrenzend an das p-Gebiet
$d_n$	Dicke des n-dotierten Gebiets
$D_n$	Elektronendiffusionskonstante
$d_p$	Dicke des p-dotierten Gebiets
$D_p$	Löcherdiffusionskonstante
$e_t$	Eindringtiefe
$E_1, E_2$	Amplitude der elektrischen Feldstärke
$\vec{E}, \vec{E}_1, \vec{E}_2$	Elektrische Feldstärke, Vektore
$\underline{E}, \underline{E}_1, \underline{E}_2, \underline{E}_{ges}$	Komplexe elektrische Feldstärke
$\underline{E}^*, \underline{E}_{ges}^*$	Konjugiert komplexe elektrische Feldstärke
$f_c$	Differenzfrequenz im optischen Mischprozess
$G$	Generationsrate
$G_0$	Amplitude der Generationsrate bei $z = 0$
$G_i'$	Leitfähigkeitsbelag
$G_n$	Generationsrate für Elektronen

$G_p$	Generationsrate für Löcher
$H(\omega)$	Übertragungsfunktion
$i'(z), i_0'(z)$	Strombelag
$\tilde{i} = i'(0)$	$z$ -unabhängiger Teil des Strombelags = Strombelag für $z = 0$
$\tilde{i}_0' = i_0'(0)$	$z$ -unabhängiger Teil des Strombelags = Strombelag für $z = 0$
$i'_h, i'_{h_a}, i'_{h_b}$	Transformierter Strombelag
$i_p$	Strom durch $Z_p$
$i_{ph}$	Photostrom
$i_{Z_a}, i_{Z_b}$	Strom durch $Z_a, Z_b$
$\vec{J}$	Stromdichte (Vektor)
$J_n$	Elektronenstromdichte
$\vec{J}_n$	Vektor Elektronenstromdichte
$J_p$	Löcherstromdichte
$\vec{J}_p$	Vektor Löcherstromdichte
$L, L_{ges}, L_y$	Länge
$L'$	Induktivitätsbelag
$r_a, r_b, r_e, r_y$	Reflexionsfaktoren (bezogen auf Amplitude)
$r'_a, r'_b, r'_e, r'_y$	Reflexionsfaktoren (transformiert über eine Leitungsstrecke)
$P_0, P_1, P_2, P_{ges}$	optische Leistungen
$P(z)$	optische Leistung, abhängig von $z$
$P_{AI}, P_{PI}$	elektrische Leistungen
$R$	Reflexionsfaktor (bezogen auf Intensität)
$R', R_B', R_i'$	Widerstandsbeläge
$R_n$	Rekombinationsrate für Elektronen



$R_p$	Rekombinationsrate für Löcher
$R'_S$	Widerstandsbelag in transversaler Richtung
$S(\omega)$	Empfindlichkeit des Detektors bei der Kreisfrequenz $\omega$
$TZ_1, TZ_2, TZ_3, TZ_4$	Terme in Gleichung ( 3.31 )
$v_n$	Betrag der Elektronen-Sättigungsgeschwindigkeit
$v_p$	Betrag der Löcher-Sättigungsgeschwindigkeit
$W_F$	Fermi-Niveau
$W_G$	Bandlückenenergie
$W_L$	Energieniveau der Unterkante des Leitungsbands
$W_{Ph}$	Energie eines Photons
$W_V$	Energieniveau der Oberkante des Valenzbands
$W_{TZ}(\omega)$	Übertragungsfunktion
$W_{R'_B'C'_B'G'_iC'_i}(\omega)$	Übertragungsfunktion
$W_{AE}(\omega)$	Übertragungsfunktion
$x, y, z$	Richtung einer Achse im Koordinatensystem
$y_0$	Breite des Bauelementes
$Y'_V$	Admittanzbelag
$z_s$	Position auf der z-Achse
$Z_0$	Wellenwiderstand, komplex
$Z_a, Z_b, Z_e, Z_p, Z_y$	Impedanzen, komplex
$Z'_a, Z'_b, Z'_e, Z'_y$	Impedanzen, komplex, transformiert über eine Leitungsstrecke
$Z'_B, Z'_i, Z'_H$	Impedanzbeläge, komplex
$Z_a^*, Z_0^*$	Impedanzen, komplex konjugiert
$\alpha_{eff}$	Effektiver Absorptionskoeffizient
$\beta_{eff}$	Effektiver Phasenkoeffizient

$\gamma$	Elektrischer Ausbreitungskoeffizient
$\Gamma$	Füllfaktor
$\gamma_{opt}$	Optischer Ausbreitungskoeffizient
$\lambda_0$	Optische Wellenlänge
$\Delta\lambda$	Differenz der Wellenlängen
$\mu_n$	Elektronenbeweglichkeit
$\mu_p$	Löcherbeweglichkeit
$\eta$	Optische Einkopplungseffizienz
$\eta_{int}$	Interner Quantenwirkungsgrad
$\omega, \omega_1, \omega_2$	Kreisfrequenzen

## Konstanten

Konstante	Wert	Bezeichnung
$c$	$2,997924580 \cdot 10^8$ m/s	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$e$	2,7182818	Eulersche Zahl
$j$	$\sqrt{-1}$	Imaginäre Einheit
$h$	$6,6261755 \cdot 10^{-34}$ Ws <sup>2</sup>	Plancksches Wirkungsquantum
$\hbar$	$h/2 \cdot \pi$	Plancksches Wirkungsquantum / $2 \cdot \pi$
$q$	$1,60217733 \cdot 10^{-19}$ As	Elementarladung
$\epsilon_0$	$8,854187817 \cdot 10^{-12}$ As/Vm	Elektrische Feldkonstante
$\pi$	3,141592653589793	Kreiszahl Pi

## Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
ALMA	<u>A</u> tacama <u>L</u> arge <u>M</u> illimeter/ <u>S</u> ubmillimeter <u>A</u> rray
CW	<u>C</u> ontinuous <u>W</u> ave
CPW	<u>C</u> oplanar <u>W</u> aveguide
DC	<u>D</u> irect <u>C</u> urrent
dBi	<u>D</u> ecibels relative to <u>i</u> sotropic
EDFA	<u>E</u> rbium <u>D</u> oped <u>F</u> iber <u>A</u> mplifier
ESA	<u>E</u> uropean <u>S</u> pace <u>A</u> gency
ESO	<u>E</u> uropean <u>S</u> outhern <u>O</u> bservatory
FIR	<u>F</u> ar <u>I</u> nfrare <u>d</u>
i	Intrinsischer (undotierter / schwach dotierter) Halbleiter
IR	<u>I</u> nfrare <u>d</u>
LED	<u>L</u> ight <u>E</u> mitting <u>D</u> iode
LO	<u>L</u> ocal <u>O</u> scillator

LTG	<u>L</u> ow <u>T</u> emperature <u>G</u> rown
IMPATT	<u>I</u> mpact <u>A</u> valanche <u>T</u> ransit- <u>T</u> ime
MMW	<u>M</u> illimeterwelle ( <u>M</u> illimeter- <u>W</u> ave)
MOVPE	<u>M</u> etal <u>O</u> rganic <u>V</u> apor <u>P</u> hase <u>E</u> pitaxy
MPIfR	<u>M</u> ax- <u>P</u> lanck <u>I</u> nstitut <u>f</u> ür <u>R</u> adioastronomie
MSM	<u>M</u> etal <u>S</u> emiconductor <u>M</u> etal
n	n-dotierter Halbleiter
n <sup>+</sup>	Hochdotierter n-Halbleiter
NEP	<u>N</u> oise <u>E</u> quivalent <u>P</u> ower
NMP	<u>N</u> ormal(1)- <u>M</u> ethyl-2- <u>P</u> yrrolidon
OAD	<u>O</u> ptical <u>A</u> coustic <u>D</u> evice
OE	<u>O</u> ptoelektronik
OHS	<u>O</u> ptisches <u>H</u> eterodyn <u>s</u> ignal
OE-NWA	<u>O</u> ptoelektronische <u>N</u> ezwerkanalyse ()
p	p-dotierter Halbleiter
p <sup>+</sup>	Hochdotierter p-Halbleiter
PLO	<u>P</u> hotonischer <u>L</u> okaloszillator
PLL	<u>P</u> hase <u>L</u> ocked <u>L</u> oop
RF	<u>R</u> adio <u>F</u> requency
RTD	<u>R</u> esonant <u>T</u> unneling <u>D</u> iode
SMMW	Sub-Millimeterwelle ( <u>S</u> ub- <u>M</u> illimeter- <u>W</u> ave)
TLM	<u>T</u> ransmission <u>L</u> ine <u>M</u> odel
TUNNETT	<u>T</u> unnel Injection <u>T</u> ransit- <u>T</u> ime
TW-PD	<u>T</u> ravelling- <u>W</u> ave <u>P</u> hotodetector
UTC	<u>U</u> ni- <u>T</u> raveling <u>C</u> arrier

# 1 Einleitung

In der heutigen Kommunikations- und Hochfrequenztechnik spielen Lokaloszillatoren (LO) in Empfängern eine entscheidende Rolle. Lokaloszillatoren erzeugen eine hochfrequente Schwingung, mit der das Empfangssignal gemischt wird [1]. Die erzeugte Zwischenfrequenz kann weiter verarbeitet werden. Diese Empfangstechnik wird als Heterodyntechnik bezeichnet.

In der optischen Empfangstechnik wird üblicherweise die Intensitätsmodulation verwendet, da die Realisierung photonischer Oszillatoren wegen der endlichen Kohärenzzeit (geringen Gütefaktor) auch moderner optischer Sender (Laserdioden) schwierig ist. Für Anwendungen in der THz-Technik hat sich hingegen in den vergangenen Jahren der so genannte „photonische Lokaloszillator“ (PLO) etabliert; darunter versteht man das Mischen von zwei optischen Signalen und Erzeugung der Differenzfrequenz im Bereich von Hunderten von Gigahertz bis zu einigen Terahertz. Photonische Lokaloszillatoren sind zurzeit in immer mehr Bereichen gefragt; Anwendungen reichen von drahtlosen Übertragungen [2] über Sensoren [3] und Instrumente [4], die Ferninfrarot-Spektroskopie [5] und Terahertz-Diagnostik [6, 7, 8, 9, 10] bis zur Terahertz-Radioastronomie [11, 12].

Der photonische Lokaloszillator besteht aus zwei photonischen Quellen mit einer Differenz in den Frequenzen  $\Delta f$  beziehungsweise einer Differenz der Wellenlängen  $\Delta \lambda$ , die in einem Photomischer gemischt werden. Mit Photomischer ist dabei ein schneller Photodetektor gemeint, in dem der Mischprozess durch die quadratische Abhängigkeit des Photostroms von der elektrischen Feldstärke der optischen Signale stattfindet. Als optische Quellen werden zwei verschiedene Laser oder ein einziger Laser mit mehreren Moden benutzt. Für hohe Stabilität ist eine Phasen-Synchronisation zwischen den optischen Frequenzen notwendig, die üblicherweise mit Hilfe einer

„Phase Locked Loop“- („PLL“-)-Schaltung sichergestellt wird. Neben der optischen Quelle wird heute ein Hauptaugenmerk auf schnelle Photodetektoren gelegt, die i.a. noch nicht kommerziell verfügbar sind. Die Performanz kommerzieller Photodetektoren ist bei einigen zehn GHz durch Transitzeiten und der „RC“-Zeitkonstanten begrenzt. Um diese Effekte zu umgehen, ist es notwendig, Materialien mit kurzen Ladungsträger-Lebensdauern einzusetzen oder den Photodetektor als verteiltes Bauelement zu entwerfen, in dem Ausbreitungseffekte berücksichtigt werden.

Generierung von THz-Strahlung durch optische Heterodyntechnik wurde bis zu 3,8 THz [13] und 5 THz [14] mit auf „Low Temperature Grown“ („LTG“-)-GaAs basierenden Photoleitern mit kurzen Ladungsträger-Lebenszeiten schon 1995 experimentell demonstriert. Wegen den hohen Bandlückenenergien konnten auf GaAs und LTG-GaAs basierende Photodetektoren jedoch nur bei Wellenlängen um ca. 800 nm effektiv eingesetzt werden. Die Entfernung zwischen Laserquellen und Photomischer ist begrenzt durch die höheren Verluste, die in Glasfasern bei dieser Wellenlänge auftreten.

Aktive Zwei-Terminal-Komponenten [15, 16] wie Gunn-, IMPATT-, TUNNETT-, oder resonante Tunneldioden erlauben es, auch elektronische Strahlungsquellen bei bis zu 712 GHz [17] zu bauen. Wiederholte Vervielfachung ermöglicht es außerdem, Frequenzen bis zu 2,7 THz [18] zu erreichen. Die Bandbreite solcher Komponenten ist allerdings auf 10 % bis 20 % der zentralen Frequenzen limitiert.

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen eines Projekts der THz Radioastronomie entstanden:

„Die große Millimeter/Submillimeter Antennenanordnung von Atacama (ALMA=Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array) ist ein revolutionäres Instrument in seinem wissenschaftlichen Konzept, in seinem technischen Design und in seiner Organisation als globales wissenschaftliches Forschungsvorhaben.

ALMA wird den Blick in die Vergangenheit vor zwölf Milliarden Jahren erlauben, es wird Bilder von Galaxien in der damaligen Anordnung aufnehmen, den chemischen Aufbau von zuvor unbekanntem, noch in ihrem formativen Prozess sich befindende Sterne und Planeten enthüllen und genaue Informationen über die Größe und Bewegung der nach der Bildung unseres Sonnensystems übergebliebenen Eisfragmente liefern, die sich zurzeit in einer Umlaufbahn hinter dem Planeten Neptun befinden. Diese Ziele, sowie viele weitere, werden durch das Designkonzept von ALMA ermöglicht, das die Detailklarheit einer Anordnung von nicht weniger als 64 Antennen mit der Empfindlichkeit einer einzigen parabolischen Antennenstruktur vereint.“ [19], Abbildung 1.1 (aus dem Englischen übersetzt). Die Entfernung der Einzelantennen liegt im Bereich von mehr als 10 Km.



Abbildung 1.1: Das "Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array", Chajnantor, Chile [22].

Da im (Sub-)Millimeterwellenbereich eine elektrische Übertragung der empfangenen Signale über mehrere Kilometer wegen der hohen Dämpfung unmöglich ist, müssen in den Empfängern der Antennen eine oder mehrere Frequenzkonversionen stattfinden. Im Fall von ALMA werden zweistufige Mischer eingesetzt (Abbildung 1.2). Für den ersten Wechsel wird ein lokaler Oszillator (LO) mit einer Frequenz zwischen 27,3 GHz und 938 GHz an jeder Antenne benötigt.

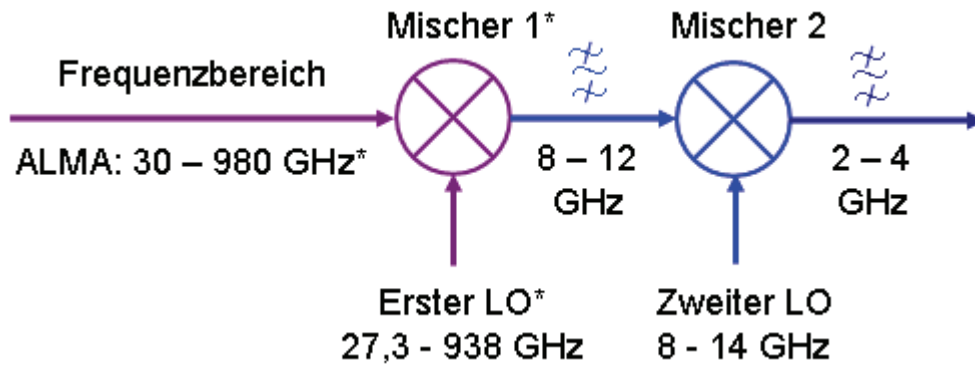


Abbildung 1.2: Zweistufiger Frequenzwechsel in ALMA. \*Beim ersten Frequenzwechsel werden für jedes Frequenzband unterschiedliche Mischer und LOs benutzt. Die erste Zwischenfrequenz (8 – 12 GHz) wird mittels eines zweiten LOs (8 – 14 GHz) in das Grundband (2 - 4 GHz) konvertiert.

Nach dem Mischen ergibt sich eine Zwischenfrequenz von 8 – 12 GHz, die mittels eines zweiten LOs, mit einer Frequenz zwischen 8 GHz und 14 GHz auf 2 – 4 GHz umgesetzt wird. Dieses Signal wird dann zur Zentralstation übertragen.

Die gleichzeitige Funktion als Interferometer und als Antennenanordnung [20, 21] benötigt die Erhaltung des relativen Phasenunterschieds bei der Frequenzkonversion. Die LO-Signale für die Heterodynempfänger müssen deshalb aus der gleichen Quelle stammen und müssen wegen zu hoher elektrischer Dämpfung optisch übertragen werden.

Dies kann in der Praxis erreicht werden, indem ein zentral generiertes optisches Referenzsignal an alle Empfänger verteilt wird. Um die Anzahl der benötigten Frequenzvielfacher zu minimieren und im Idealfall diese zu eliminieren, soll die Frequenz des Referenzsignals möglichst hoch sein.

Photomischer bei 800 nm [13, 14] sind für den Einsatz in radioastronomischen Antennen Arrays wie ALMA (Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array) [22], wo das optische Lokaloszillator-Signal über Strecken von bis zu 30 Kilometern übertragen wird, wegen der hohen Dämpfung (ca. 2 dB/Km) in den Glasfaser nicht geeignet. In dieser Anwendung ist der Wellenlängenbereich um



1550 nm (Dämpfung ca. 0,2 dB/Km) für den photonischen Lokaloszillator Teil der Projektspezifikationen [23].

Ein Material mit kurzen Ladungsträger-Lebenszeiten und niedriger Bandlückenenergie, das bei 1550 nm eingesetzt werden könnte, ist zurzeit aber nicht vorhanden. Deshalb wurde in dieser Arbeit ein neuartiger Terahertz-Photomischertyp auf Basis des Wanderwellen-Prinzips [24, 25, 26] weiterentwickelt, realisiert und charakterisiert. Zudem wurde eine neue Messtechnik für die Charakterisierung photonischer Lokaloszillatoren bis in den THz-Bereich aufgebaut.

In Kapitel 2 dieser Arbeit werden photonische Lokaloszillatoren beschrieben und insbesondere im Hinblick auf die Konzeptauswahl geeigneter 1550 nm-Photomischer (Photodetektoren) für die Terahertz-Radioastronomie diskutiert.

Weiter wird ein zweidimensionales analytisches Modell für Wanderwellen-Photomischer auf Basis der Leitungstheorie (TLM = Transmission Line Model) vorgestellt, das die im Experiment vorkommenden Randbedingungen berücksichtigt.

Die Herstellung der Photomischer wird im vierten Kapitel beschrieben. Diese wurden als einzelne Komponenten sowie mit auf dem Chip integrierten, resonanten und breitbandigen Antennen hergestellt.

Im fünften Kapitel wird die Messtechnik zur Charakterisierung bis in den Terahertz-Bereich beschrieben. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Messverfahren ist zurzeit weltweit das einzige, welches die Durchführung von Tests auf dem Chip und auf dem Wafer im Frequenzbereich bis zu Terahertz-Frequenzen, erlaubt.

Schließlich werden die experimentellen Ergebnisse dargestellt und ein Vergleich zwischen Modell und Experiment durchgeführt.

Abschließend folgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse.



## 2 Photonische Lokaloszillatoren

Durch das Mischen zweier Lichtsignale, die von phasenkohärenten Laserquellen stammen, kann eine Millimeterwellen- oder THz-Quelle realisiert werden [27].

Ein solches System ist ein photonischer Lokaloszillator (PLO) dessen prinzipieller Aufbau in Abbildung 2.1 dargestellt ist.

Die optischen Signale mit unterschiedlicher Wellenlänge für das optische Heterodynsignal werden mittels zweier phasenstabilisierter Laser, eines multimodalen Lasers oder eines „Kamm“-Generators erzeugt [23, 27].

Der Frequenzunterschied zwischen den optischen Signalen kann leicht im Bereich von einigen THz eingestellt werden [23]. Die Bandbreite wird durch den photonischen Mischer begrenzt. Dieser ist ein Hochfrequenz-Photodetektor, der durch die bekannte quadratische Abhängigkeit zwischen Eingangssignal- (elektromagnetisches Feld) und Ausgangssignal (Photostrom) eine photonische Differenzfrequenzgenerierung ermöglicht [28].

Sowohl die Stabilisierung der Laserquellen, als auch das optische Mischen sind bei den in ALMA gewünschten Frequenzen nicht trivial.

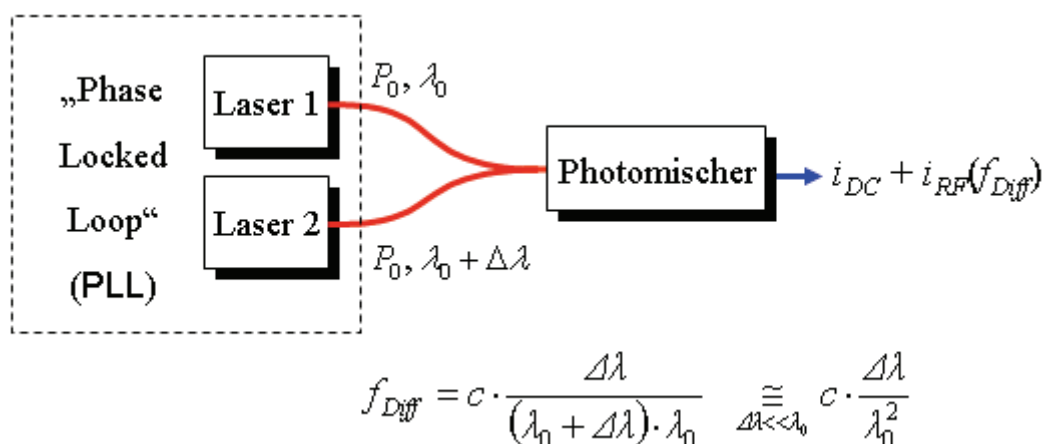


Abbildung 2.1: Photonischer Lokaloszillator mit zwei phasenstabilen Lasern.

Eine zusätzliche Herausforderung bei THz-Frequenzen ist die Übertragung des LO-Signals zu anderen Modulen, wie dem THz-Heterodynempfänger, die über den freien Raum quasioptisch [29] stattfinden soll, um die Übertragungsverluste zu minimieren [23]. Zu diesem Zweck werden die photonischen Chips mit Antennen versehen und in Sendermodule eingebaut, wie am Ende dieses Kapitels gezeigt wird.

Die verschiedenen Ansätze für die Generierung des optischen Heterodynsignals [23, 30, 31, 32] sowie das Konzept für den Photomischer und den photonischen Transmitter werden im Folgenden beschrieben.

## 2.1 Der Laser-Synthesizer

Referenzsignale in ALMA müssen mit der 5 MHz-Schwingung eines Wasserstoff-Masers phasenstabil sein und werden aus dieser durch Frequenzsynthese gewonnen. Für die Generierung des optischen Heterodynsignals mit einer Differenzfrequenz im THz-Bereich werden zwei Referenzsignale benutzt: eins, dessen Frequenz in 5 MHz-Schritten zwischen 8,62 GHz und 11,08 GHz eingestellt werden kann und ein 125 MHz-Referenz-Ton [23].

In Abbildung 2.2 ist ein Laser-Synthesizer für den Frequenzbereich von 27 bis 122 GHz dargestellt [23]. Er besteht aus einem hochstabilen Referenzlaser („Master“) und einem geführten Laser („Slave“). Die Bandbreite des Referenzlasers muss schmaler als 6 kHz sein, damit eine hohe Kohärenzlänge von  $\approx 50$  km erreicht wird.

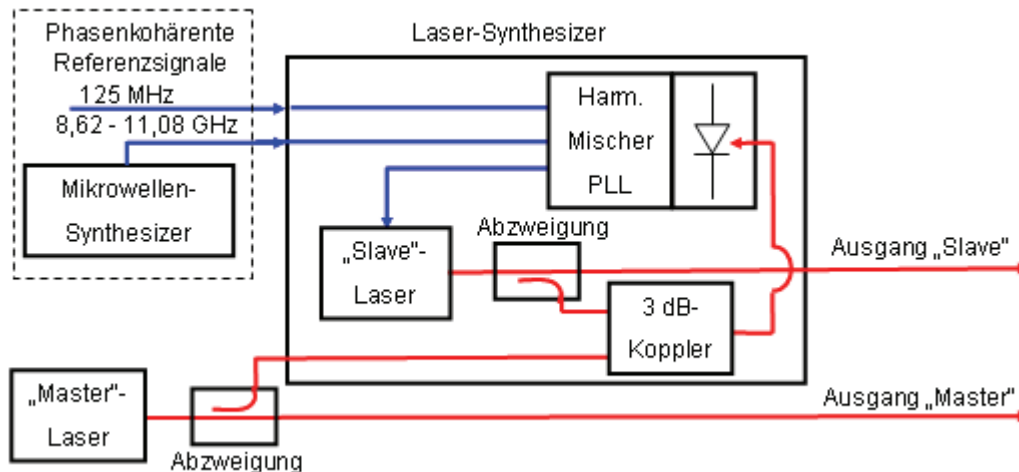


Abbildung 2.2: Laser-Synthesizer für 27 – 122 GHz [23].

Die Differenzfrequenz zwischen „Master“ und „Slave“ wird auf der dritten, neunten, elften oder 13 Harmonischen des 8,62 - 11,08 GHz Referenzsignals durch eine „Phase Locked Loop“- („PLL“-)Schleife stabilisiert. Dafür wird ein Teil des Lichts von den zwei Lasern abgezweigt und ein geeigneter Photodetektor erzeugt deren Differenzfrequenz durch optische Heterodyntechnik. Weiter wird die Differenzfrequenz mit dem 8,62 - 11,08 GHz Referenzsignal in einem harmonischen Mischer heruntergemischt. Die Zwischenfrequenz wird mit dem 125 MHz-Referenzsignal verglichen. Der festgestellte Phasenfehler wird anschließend benutzt, um den „Slave“-Laser zu korrigieren und somit eine Phasenstabilisierung mit dem „Master“ zu erreichen. Beim Laser-Synthesizer aus Abbildung 2.3 erfolgt die Generierung der Harmonischen auf optischem Wege [23]. Die Frequenz des „Master“-Lasers wird um ein Vielfaches der Mikrowellenreferenz verschoben; dadurch fällt die Differenzfrequenz unter ein Gigahertz und die PLL-Schleife kann mit einem kommerziellen Photodetektor implementiert werden. Diese Technik kann Harmonische viel höherer Ordnung nutzen und erlaubt Differenzfrequenzen von über einem Terahertz zwischen „Master“ und „Slave“. Außerdem wird kein harmonischer Mischer benötigt.

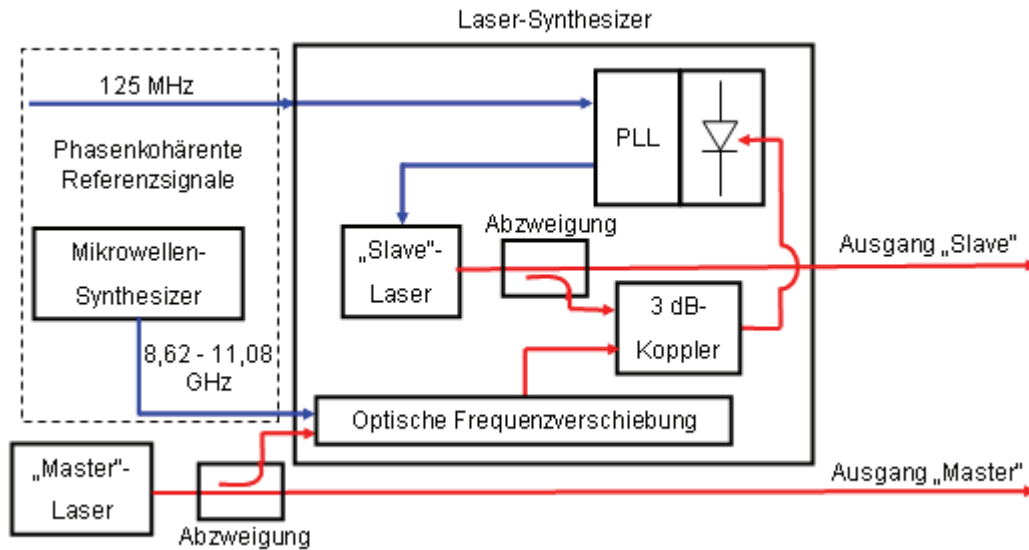


Abbildung 2.3: Laser-Synthesizer mit optischer PLL [23].

Es ist auch möglich, aus einem einzigen Lasersignal einen so genannten optischen „Kamm“ zu generieren [23, 31, 32]. Diese Technik wurde für die optische Frequenzsynthese entwickelt und stellt auch eine Möglichkeit dar, um die für den Laser-Synthesizer aus Abbildung 2.3 benötigte Frequenzverschiebung zu realisieren. Das Verfahren basiert auf einer optischen Kavität in der das Licht mehrmals durch einen Phasenmodulator geht. Durch die wiederholte Phasenmodulation mit dem Mikrowellensignal mit einer Frequenz zwischen 8,6 und 11,1 GHz entstehen Seitenbänder um den optischen Träger, die einen „Kamm“ spektraler Linien bilden. Der relative Frequenzabstand jedes Seitenbandes zum Träger ist ein Vielfaches der Mikrowellenfrequenz und kann bis zu 4 THz betragen [23].

In Abbildung 2.4 ist ein faseroptischer „Kamm“-Generator dargestellt [23, 31]. Die Schleife enthält den Phasenmodulator, den Erbium-dotierten Faser-Verstärker („EDFA“) und einen Polarisationssteller, der sicherstellt, dass die Polarisation nach jedem Umlauf erhalten bleibt. Der „Kamm“-Generator kann auch freistrahloptisch realisiert werden, in diesem Fall wird kein Verstärker benötigt und der Rausch-Pegel ist somit niedriger [23, 32].

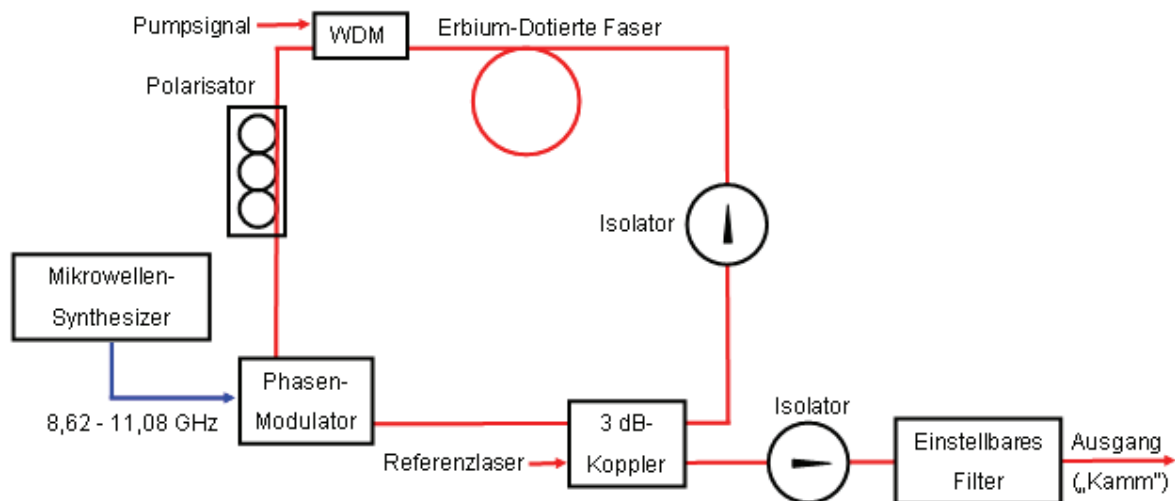


Abbildung 2.4: Faseroptischer „Kamm“-Generator [23, 31].

## 2.2 Der Photomischer

In diesem Abschnitt wird das Prinzip der optischen Heterodyntechnik erläutert. Die Differenzfrequenzgenerierung in Photodetektoren basiert auf der quadratischen Abhängigkeit zwischen Photostrom ( $i_{ph}$ ) und elektrischem Feld ( $\underline{E}_{ges}$ ) der elektromagnetischen Welle mit Frequenz im Infrarot-Bereich:

$$i_{ph} \sim |\underline{E}_{ges}|^2 = \underline{E}_{ges} \cdot \underline{E}_{ges}^* \quad (2.1)$$

Die vom Laser-Synthesizer stammenden optischen Signale

$$\underline{E}_1 = E_1 \cdot e^{j\omega_1 t} \quad (2.2)$$

$$\underline{E}_2 = E_2 \cdot e^{j\omega_2 t} \quad (2.3)$$

werden am Eingang eines Photodetektor zu

$$\underline{E}_{ges} = \underline{E}_1 + \underline{E}_2 \quad (2.4)$$

überlagert, wobei gleiche Polarisation eingestellt wird.

Die Intensität  $|\underline{E}_{ges}|^2$  hat folgenden Ausdruck:

$$|\underline{E}_{ges}|^2 = \underline{E}_{ges} \cdot \underline{E}_{ges}^* \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} &= (E_1 e^{j \cdot \omega_1 \cdot t} + E_2 e^{j \cdot \omega_2 \cdot t}) \cdot (E_1 e^{-j \cdot \omega_1 \cdot t} + E_2 e^{-j \cdot \omega_2 \cdot t}) \\ &= E_1^2 + E_2^2 + E_1 \cdot E_2 \cdot (e^{j \cdot (\omega_1 - \omega_2) \cdot t} + e^{-j \cdot (\omega_1 - \omega_2) \cdot t}) \\ &= E_1^2 + E_2^2 + 2 \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot \cos [(\omega_1 - \omega_2) \cdot t] \end{aligned} \quad (2.6)$$

Aus ( 2.6 ) ergibt sich die im Detektor eingestrahelte optische Leistung

$$P_{ges} = P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos [(\omega_1 - \omega_2) \cdot t], \quad (2.7)$$

wobei  $P_1$ ,  $P_2$  die Leistung der beiden optischen Eingangssignale bezeichnen, die proportional zu  $E_1^2$  beziehungsweise  $E_2^2$  sind.

Damit berechnet sich der Photostrom zu

$$i_{ph} = S(0) \cdot (P_1 + P_2) + 2 \cdot S(\omega_1 - \omega_2) \cdot \sqrt{P_1 P_2} \cos [(\omega_1 - \omega_2) \cdot t], \quad (2.8)$$

wobei  $S(0)$  und  $S(\omega_1 - \omega_2)$  die Empfindlichkeit des Detektors bei Gleichstrom („DC“) beziehungsweise bei der Differenzfrequenz  $\omega_1 - \omega_2$  („RF“) bezeichnen.

Der Photostrom  $i_{ph}$  besteht aus einem Gleichstrom- (DC) und einem Wechselstromanteil (RF) bei der Differenzfrequenz  $\omega_1 - \omega_2$  (Gleichung ( 2.8 )). Mit der Voraussetzung, dass vor allem der Gleichstrom zur Erwärmung



des Photodetektors führt, ist es wünschenswert, dass das Verhältnis des RF-Anteils zum DC-Anteil möglichst groß ist. Die in diesem Sinne effektivste Überlagerung der zwei Lichtwellen erfolgt, wenn diese, wie vorausgesetzt, die gleiche Polarisation haben und wenn deren Leistung ebenfalls gleich ist. Letzteres kann sehr einfach hergeleitet werden. Wie man aus Gleichung ( 2.8 ) erkennt, bestimmt das arithmetische Mittel der Eingangsleistungen den DC-Anteil des Photostroms, wogegen das geometrische Mittel die RF-Leistung bestimmt. Wie bekannt ist, gilt:

$$\sqrt{P_1 P_2} \leq \frac{P_1 + P_2}{2}, \quad (2.9)$$

$$\text{und } \sqrt{P_1 P_2} = \frac{P_1 + P_2}{2}, \text{ wenn } P_1 = P_2 = P_0. \quad (2.10)$$

Die Gleichungen für den Photostrom reduzieren sich damit zu:

$$P_{ges} = 2 \cdot P_0 + 2 \cdot P_0 \cdot \cos[(\omega_1 - \omega_2) \cdot t] \quad (2.11)$$

$$i_{ph} = 2 \cdot S(0) \cdot P_0 + 2 \cdot S \cdot (\omega_1 - \omega_2) \cdot P_0 \cdot \cos[(\omega_1 - \omega_2) \cdot t] \quad (2.12)$$

Die Voraussetzung für einen Detektor, der in einer PLO-Konfiguration arbeitet, ist, dass dieser bei der gewünschten Differenzfrequenz funktionsfähig, das heißt ausreichend empfindlich, leistungsfähig und rauscharm ist. Dabei muss dieser zusätzlich eine gewisse kontinuierliche DC-Belastung aushalten (( 2.8 ) und ( 2.12 )).

Die unterschiedlichen Bauweisen aktueller Hochfrequenz-Photodetektoren sowie eine Möglichkeit, deren Einsetzbarkeit im THz-Bereich zu erweitern, werden im Weiteren vorgestellt.

## 2.2.1 Hochfrequenz Photodetektoren

Halbleiter-Photodetektoren werden nach unterschiedlichen Konzepten gebaut, die aber in der Regel alle auf der Ladungsträgergenerierung durch Interbandabsorption basieren. Durch die Absorption von Photonen werden freie Ladungsträger in der aktiven Schicht des Detektors erzeugt. Die Ladungsträgergenerierung erfolgt für Photonen, deren Energie größer ist als der Bandlückenabstand. Es gilt:

$$\hbar \cdot \omega = \frac{h \cdot c}{\lambda_0} = W_{Ph} > W_{BL} = W_L - W_V, \quad (2.13)$$

mit dem Planck'schen Wirkungsquantum  $\hbar$ , der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit  $c$  und der Wellenlänge  $\lambda$ , beziehungsweise Kreisfrequenz  $\omega$  der einfallenden optischen Strahlung.  $W_V$  ist die Energie des Valenzbands,  $W_L$  die Energie des Leitungsbands,  $W_{BL}$  die Bandlückenenergie und  $W_{Ph}$  die Energie des Photons.

### 2.2.1.1 pin-Photodioden

Bei einer pin-Photodiode liegt das aktive (absorbierende) Material zwischen den p- und n-dotierten Halbleiterschichten (Abbildung 2.5). Wenn die Diode in Sperrichtung gepolt wird, fällt der größte Teil der anliegenden Spannung über der intrinsischen Zone ab und sorgt für einen Photostrom, der durch Driften und Diffusion der photogenerierten Ladungsträger entsteht (Abbildung 2.6). Es ist von Vorteil, wenn die p- und n-dotierten Halbleitern nicht absorbierend sind, weil dann prinzipiell nur die in der i-Zone generierten Ladungsträger zum Photostrom beitragen und der Diffusionsstrom dadurch vernachlässigbar ist [33].

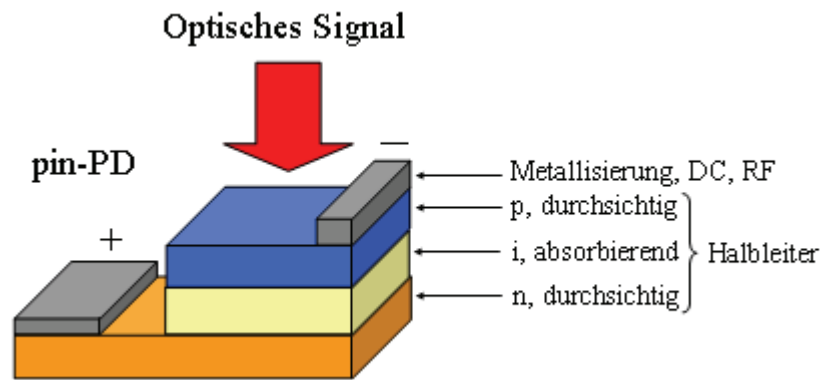


Abbildung 2.5: Aufbau einer pin-Photodiode.

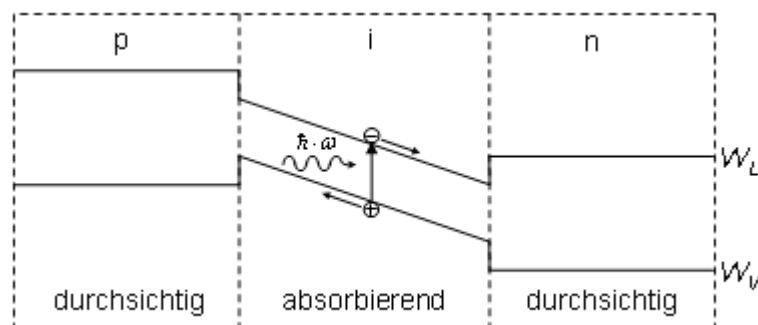


Abbildung 2.6: Ladungsträgergenerierung in der pin-Photodiode (nach [33]).

### 2.2.1.2 Metall-Halbleiter-Metall-Photodetektoren

Metall-Halbleiter-Metall- (MSM)-Photodetektoren werden durch Aufbringen einer Metallisierung in Form einer Interdigitalstruktur auf einer undotierten Halbleiterschicht realisiert (Abbildung 2.7).

Die Funktionsweise dieses Detektortyps ähnelt der von pin-Photodetektoren. Beim MSM-Photodetektor werden Ladungsträger zwischen den Metallkontakten generiert und durch das anliegende elektrische Feld getrennt (Abbildung 2.8). Im Vergleich zu pin-Photodetektoren ist die Kapazität der MSMs geringer [34]. Um die mittlere Laufzeit der Ladungsträger zwischen den Kontakten zu reduzieren, sind Strukturen im Submikrometerbereich zu realisieren [28, 34]. Zudem wird ein Teil des einfallenden Lichtes von der Metallisierung abgeschattet.

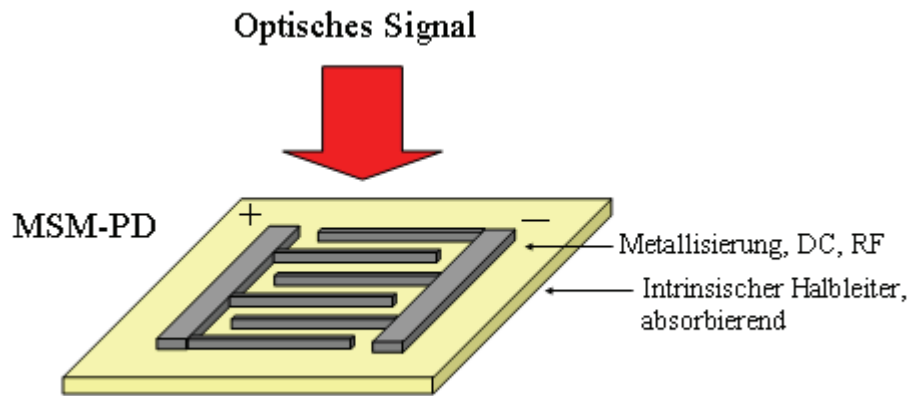


Abbildung 2.7: Aufbau von MSM-Photodetektoren.

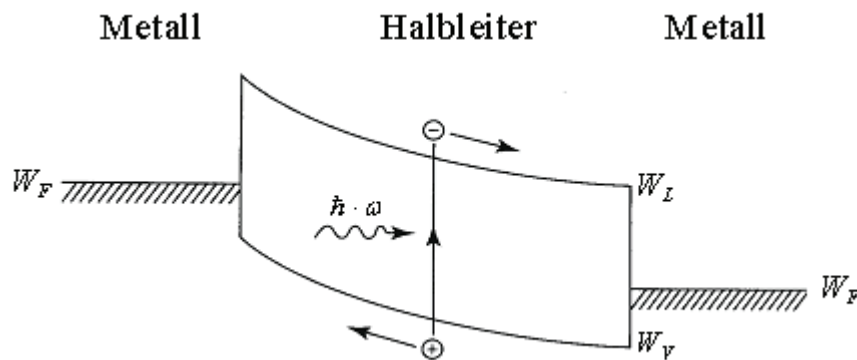


Abbildung 2.8: Ladungsträgergenerierung in einem MSM-Photodetektor (nach [35]).

### 2.2.1.3 „Uni-Traveling Carrier“-Photodetektoren

Bei starker optischer Einstrahlung kann die Anzahl der generierten Ladungsträger, die sich in der Driftzone befinden, so hoch sein, dass das anliegende E-Feld abgeschirmt wird (Abbildung 2.9). Die Geschwindigkeit der Ladungsträger nimmt ab, was zu einer längeren Verweildauer der Ladungsträger und weiter zur Verringerung des E-Felds führt [36]. Diese Effekte haben eine Sättigung der Ausgangsleistung und Reduzierung der Bandbreite bei starker optischer Einstrahlung zur Folge [36, 37].

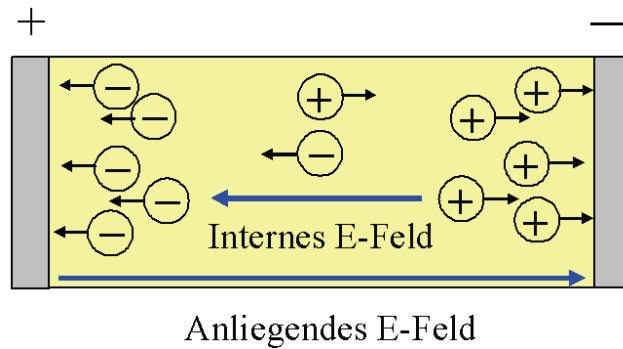


Abbildung 2.9: Abschirmung durch Ladungsträger in der Drift-Zone.

Um die Abschirmung zu reduzieren, wurden Strukturen vorgeschlagen, bei denen zum Driftstrom nur eine Sorte von Ladungsträgern beiträgt („UTC“-„Uni-Traveling Carrier“) [38].

Die (pin-),„UTC“-Photodiode unterscheidet sich von der pin-PD dadurch, dass der Absorptionsprozess in der p-Schicht und nicht in der i-Schicht stattfindet. Dies wird aus dem Bandverlauf aus Abbildung 2.10 ersichtlich. Die generierten Elektronen diffundieren aus dem p-Absorber in die i-Schicht, wo sie vom elektrischen Feld weiter transportiert werden.

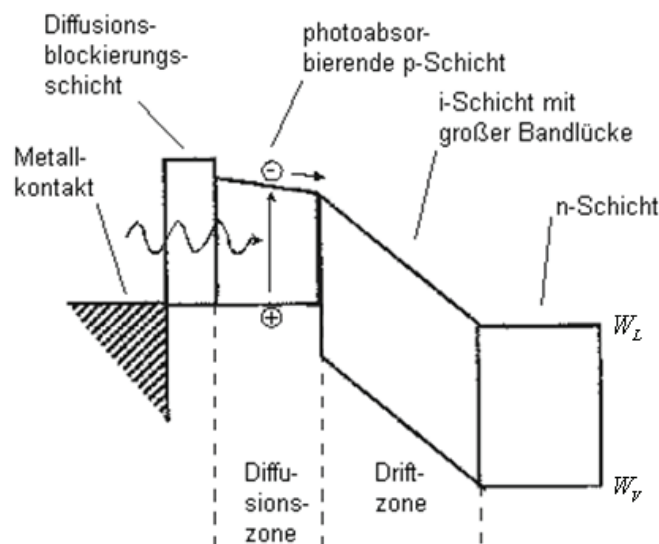


Abbildung 2.10: Ladungsträgergenerierung im UTC-Photodetektor (nach [39]).

Löcher tragen beim „UTC“-Detektor nicht zum Photostrom bei wie normalerweise üblich-, da sie Majoritätsladungsträger sind und somit sehr

schnell innerhalb der dielektrischen Relaxationszeit in der p-Schicht rekombinieren [39].

Die Diffusionsblockierungsschicht verhindert die Diffusion der Elektronen zur Anode. Dies ist notwendig, da durch den geringen Potentialgradient der p-Schicht Elektronen zur Anode diffundieren könnten und sie somit nicht zum Stromfluss beitragen würden. Dies würde zu einer Reduktion des Wirkungsgrads des Photodetektors führen.

Dadurch, dass die Absorption nicht in der i-Schicht, sondern in der p-Schicht stattfindet, muss die i-Schicht komplett durchquert werden. Diese längere Strecke, mit einem pin-Detektor mit gleicher Dicke der Absorptionsschicht verglichen, wird in der i-Schicht jedoch durch die höhere Driftgeschwindigkeit der Elektronen kompensiert. Wie in Abbildung 2.11 zu erkennen ist, muss die Feldstärke im Bauteil durch die DC-Sperrspannung sehr genau eingestellt werden, um von dem Überschwinger im Geschwindigkeitsprofil der Elektronen [40] profitieren zu können. Ansonsten würde bei höheren, wie auch bei niedrigeren Feldstärken die Driftgeschwindigkeit abnehmen und somit die Vorteile der UTC-Struktur entfallen [28].

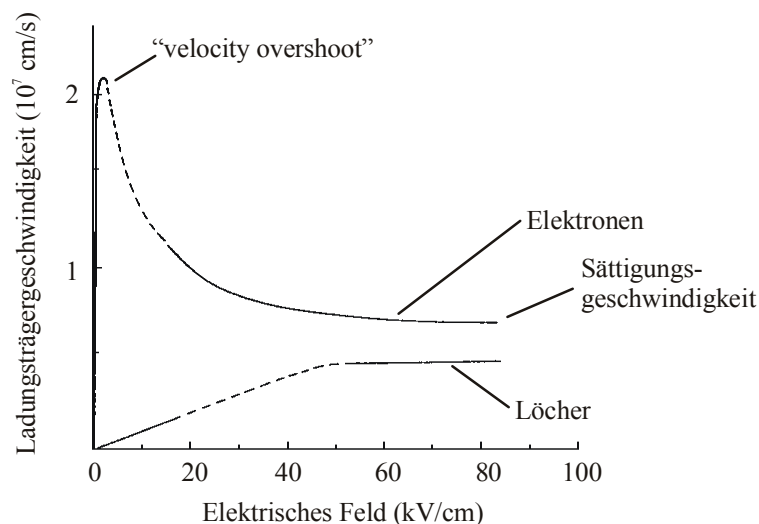


Abbildung 2.11: Ladungsträgergeschwindigkeiten in InGaAs (nach [40]).

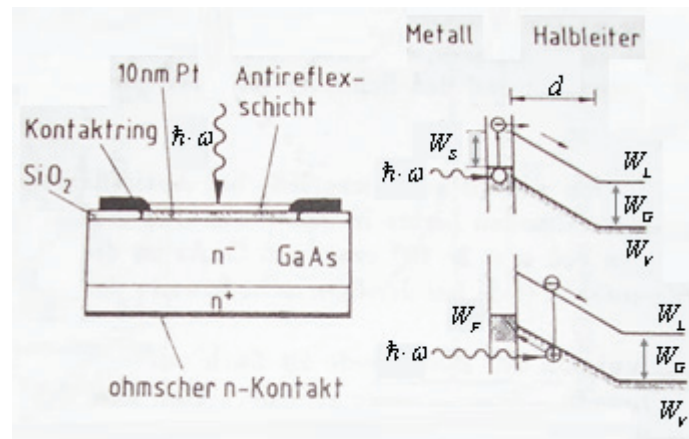


Abbildung 2.12: Schematischer Aufbau und Bänderdiagramm einer Pt-n-GaAs Schottky-Photodiode (nach [33]).

Problematisch beim UTC-Detektor ist die Dicke der aktiven Schicht, da durch den geringen Potentialgradienten dieser Schicht der Ladungstransport nur durch Diffusionsprozesse stattfindet. Die benötigte Zeit zur Überbrückung dieser Schicht mittels Diffusion steigt im Gegensatz zur Bewegung durch Drift, bei dem ein linearer Zusammenhang zwischen Transitzeit und Schichtdicke besteht, quadratisch mit der Schichtdicke [28, 38].

Aufgrund der höheren Transitzeit ist die Grenzfrequenz von UTC-Photodetektoren bei Dicken der aktiven Schicht von über  $0,1 \mu\text{m}$  schlechter als bei pin-Photodetektoren [28, 38]. Durch Erhöhung des Potentialgradienten in der absorbierenden p-Zone [41] und durch Reduzierung der Dicke dieser Zone auf  $0,03 \mu\text{m}$  [42] konnten Grenzfrequenzen bis zu 150 GHz und 310 GHz erreicht werden [41, 42].

Diese Bandbreiten wurden allerdings aus der Antwort auf Femtosekunden-Pulse berechnet; der Gleichstrom der durch die Photodioden unter kontinuierlicher Belastung fließen würde, und der die Bandbreite durch Sättigung begrenzen könnte [36], wäre jedoch wesentlich höher, wenn diese unter kontinuierlicher Belastung als Photomischer eingesetzt wären.

Als Randbemerkung wird hier darauf hingewiesen, dass auch bei Schottky-Photodioden (Abbildung 2.12) in einem gewissen Wellenlängenbereich zum

Driftstrom nur eine Sorte von Ladungsträgern beitragen; bei Beleuchtung des Metall-Halbleiter-Übergangs mit Photonen deren Energie niedriger als die Bandlücke des Halbleiters ( $W_G = W_L - W_V$ ), aber höher als die Barrierenhöhe des Schottky Kontakts ( $W_S$ ) ist, gelangen nur Elektronen aus dem Metall in der Driftzone [33].

#### 2.2.1.4 Wellenleiter-Photodetektoren

Durch die Wahl der Brechungsindizes der einzelnen Schichten wird bei diesem Photodetektor-Typ (Abbildung 2.13) eine optische Wellenführung erreicht.

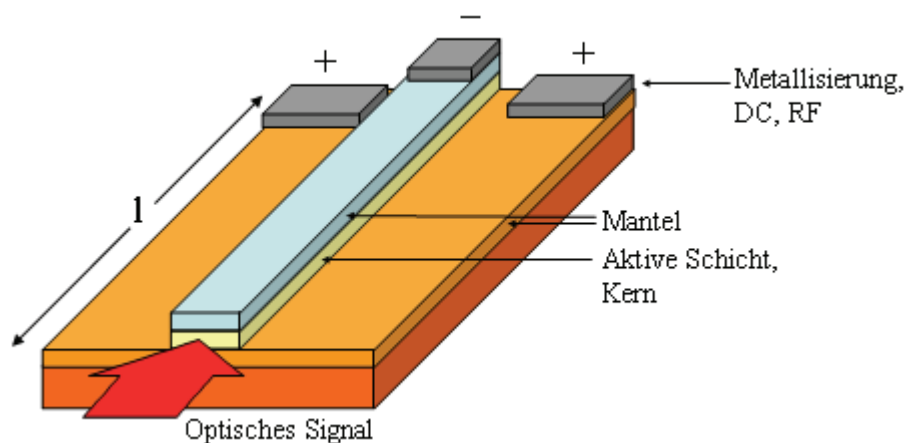


Abbildung 2.13: Aufbau eines Wellenleiter-pin-Photodetektors.

Bei Integration des pin-Detektors in einer Wellenleiterstruktur wird der Brechungsindex der aktiven Schicht höher als der Brechungsindex der Mantelschichten ausgelegt, so dass das Licht durch Totalreflexion geführt wird. Der interne Wirkungsgrad dieses Detektortyps wird im Wesentlichen über die Länge der aktiven Schicht und nicht über deren Dicke, wie bei den vertikal beleuchteten Photodetektoren, definiert:



$$\eta_{\text{int}} = 1 - e^{-\alpha_{\text{eff}} l}, \quad (2.14)$$

wobei  $l$  die Länge und  $\alpha_{\text{eff}}$  die effektive Absorptionskonstante des Wellenleiters sind.

Bei genügend langem Wellenleiter wird trotz der zur Minimierung der Transitzeit benötigten dünnen aktiven Schicht ein interner Wirkungsgrad von nahezu 100 % möglich [28]. Die verteilte Absorption führt zu einer geringeren thermischen Belastung des Detektors, da die optische Strahlung über eine längere Strecke absorbiert wird und die Stromdichte dann niedriger ist. Eine Möglichkeit, die thermische Belastung des Detektors weiter zu verringern ohne die Führungseigenschaften des Wellenleiters zu beeinträchtigen, besteht in einem nicht absorbierenden Kern mit einer darunter oder darüber liegenden dünnen Absorptionsschicht [28]. Durch diesen Aufbau kann der effektive Absorptionskoeffizient und damit die Absorptionslänge eingestellt werden. Man spricht in diesem Fall von einem „Leck-Wellenleiter“ [28].

### 2.2.1.5 Wanderwellen-Photodetektoren

Kommerzielle Photodetektoren, die bei einer Wellenlänge von 1550 nm absorbieren und nach den bisher beschriebenen Grundsätzen gebaut sind, sind zurzeit bis zu 120 GHz käuflich [2, 43, 44, 45]. Für den Frequenzbereich von 60 bis 120 GHz werden diese in WR10-Wellenleitermonturen eingebaut [2, 45]. Die Begrenzung bei hohen Frequenzen resultiert aus den Laufzeiten der Ladungsträger und der „RC-Zeitkonstanten“, ist also in beiden Fällen von den geometrischen Größen des Detektors abhängig, die bei der Anwendung im (S)MMW-Bereich nicht mehr vernachlässigt werden können. Die Entwicklung von Detektoren für hohe und höchste Frequenzen basiert daher üblicherweise

auf einer Herunterskalierung der Dimensionen [27, 46, 47], was eine Reduzierung des aktiven Volumens zur Folge hat. Dadurch sinkt die generierbare Leistung: eine hohe optische Eingangsleistung wird nicht mehr verarbeitet, da nicht alle Photonen durch Ladungsträgergenerierung absorbiert werden können [28].

Es besteht ein über einen weiten Bereich linearer Zusammenhang zwischen aktivem Volumen des Photodetektors und der erzielbaren elektrischen Ausgangsleistung [48].

Eine Funktion bei hohen Frequenzen und mit hoher Leistung schließen sich jedoch nicht gegenseitig aus; wenn die Ausbreitungsphänomene und die Laufzeiten der Ladungsträger im Entwurf der photonischen Komponenten berücksichtigt und genutzt werden [27], ist es nicht mehr nötig, die geometrischen Dimensionen weiter zu reduzieren. Nach diesem Ansatz entsteht ein Wanderwellenbauelement [24, 49], in dem sich sowohl optische als auch elektrische Signale ausbreiten. Das Konzept hat seinen Ursprung in der nichtlinearen Optik, wo die Interaktionen obligatorisch während der Wellenausbreitung stattfinden [27].

Dieses Konzept lässt sich auf alle schon erwähnten Typen von Photodetektoren anwenden. Es gibt zum Beispiel Ansätze, bei denen mehrere Lichtsignale auf einer oberflächenbeleuchteten Detektorstruktur durch Überlagerung wandernde Interferenzmuster bilden [50, 51]. Durch Justage der Freistrahloptik ist es hier möglich, die optische Gruppengeschwindigkeit an der elektrische anzupassen. Die elektrische Welle breitet sich auf einer planaren Wellenleiterstruktur aus. Der Detektor ist jedoch oberflächenbeleuchtet, was einen kurzen Absorptionsbereich zur Folge hat und die dazugehörige Optik relativ aufwändig ist.

Die meisten Wanderwellen-Photodetektoren (TW-PDs) bestehen aus einer Kombination von elektrischem und optischen Wellenleiter [52, 53, 54, 55].

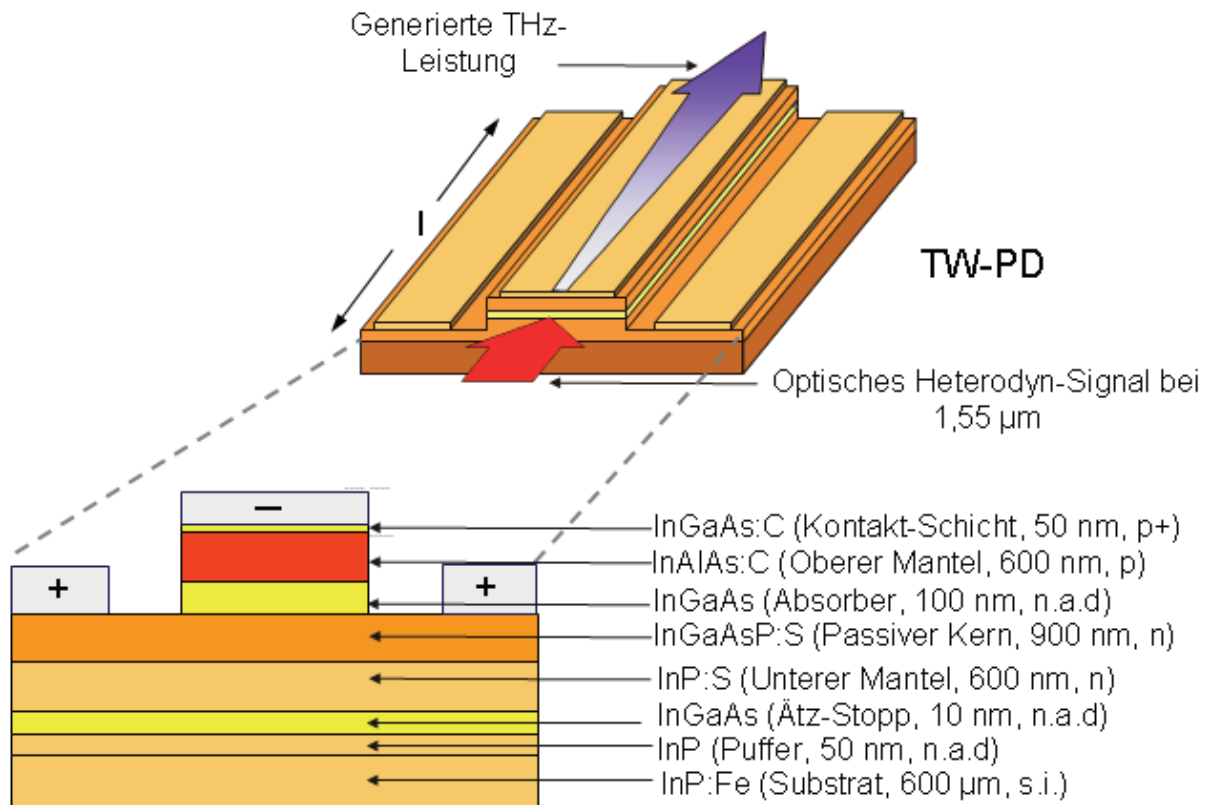


Abbildung 2.14: Schichtstruktur des pin-TW-PD aus [25] (n.a.d = nicht absichtlich dotiert, s.i. = semi isolierend).

Eine solche Struktur basiert auf dem Prinzip der Wellenleiterphotodiode und hat gegenüber den oberflächenbeleuchteten Strukturen die folgenden Vorteile: das eingekoppelte Licht wird geführt und über der Länge des Wellenleiters nahezu komplett absorbiert.

Ein pin-TW-PD ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Unter dem Mittelleiter des koplanaren Wellenleiters (CPW) befindet sich eine Heterostruktur: aufgrund deren Dotierung bilden die Halbleiterschichten eine pin-Diode, durch das Brechungsindex-Profil einen optischen Wellenleiter mit Kern und zwei Mantelschichten, und durch die Auswahl der Bandlückenenergie eine bei 1550 nm transparente Struktur, die nur in der dünnen i-Zone aus InGaAs absorbiert. Diese Schichtstruktur wurde für die Realisierung eines 460-GHz-

PLOs benutzt [25] und wird, aufbauend auf der bisherigen Erfahrung, auch in dieser Arbeit verwendet.

### 2.3 Photonische Sender

Die Übertragung der (S)MMW-Strahlung von einem Photomischer zum radioastronomischen Heterodynempfänger kann über Hohlleiter oder mittels Antennen [26, 56, 57] über den freien Raum quasioptisch [58] erfolgen.

Da die Verluste von Hohlleitern mit der Frequenz steigen und kommerzielle Mikrowellenkomponenten über 325 GHz nicht verfügbar sind, ist die quasioptische Übertragung insbesondere im SMMW-Bereich vorzuziehen. Dafür werden so genannte „Photonische Sender“ gebaut, indem Photomischer mit Antennen auf dem Chip integriert oder an externe Antennen gekoppelt werden. Wie bekannt, erfolgt die maximale Energieübertragung, wenn die Impedanzen eines Generators (Photomischer) und die der Last (Antenne) komplex konjugiert sind [29]. Für den photonischen Sender aus Abbildung 2.15 heißt dies:

$$Z_0 = Z_a^* . \quad (2.15)$$

Je nach Breite des Frequenzbereichs, bei dem diese Bedingung (annähernd) erfüllt ist, werden die photonischen Sender in schmal- und breitbandig klassifiziert.

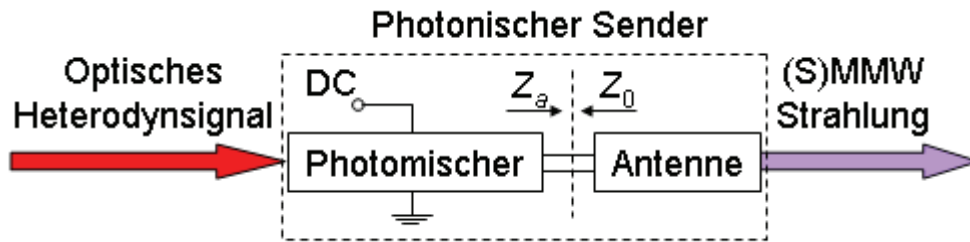
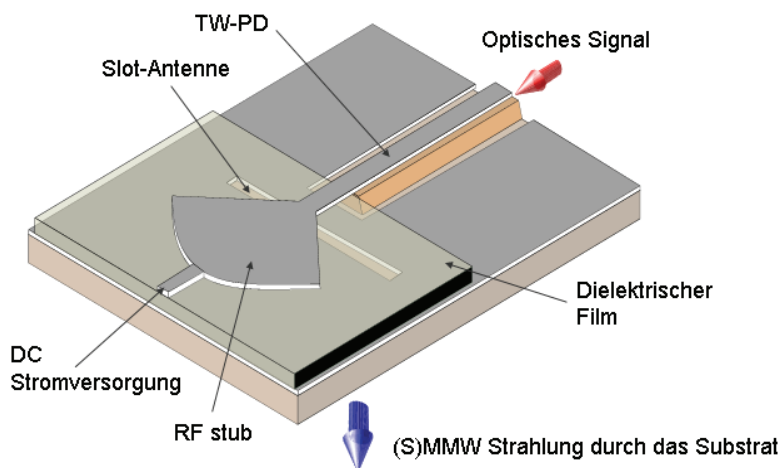


Abbildung 2.15: Ein photonischer Sender besteht aus einem Photomischer der an einer Antenne gekoppelt ist.

In Abbildung 2.16 ist ein TW-PD mit integrierter resonanter Antenne dargestellt. Dieser enthält eine verlustarme Mikrostreifenleitung auf 1  $\mu\text{m}$  dünnem Polyimidfilm (TFMSL „Thin Film Mikrostrip Line“ [59]). Über den radialen stub wird die Ausgangsleistung einer bei 460 GHz resonanten slot-Antenne<sup>1</sup> gekoppelt [25], die dominant in Richtung des Substrats strahlt. Der Sender-Chip ist auf einer Silizium-Linse montiert die die Strahlung fokussiert und im freien Raum überträgt (Abbildung 2.16.b und Abbildung 2.17).

a)



b)

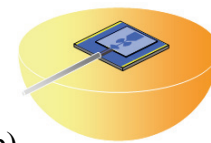


Abbildung 2.16:

a) Sender Chip mit TW-PD und integrierter resonanter slot-Antenne.

b) Sendermodul: der Chip wird auf einer Silizium Linse (10 mm Durchmesser) montiert. [25].

<sup>1</sup> Design MPIfR Bonn (Impedanz 20  $\Omega$  bei 460 GHz)

In den Abbildungen 2.18 und 2.19 sind photonische Sender mit Hornantennen für den Frequenzbereich von 200 bis 300 GHz beziehungsweise 75 bis 110 GHz dargestellt [45, 60]. Als Photomischer werden kommerzielle Wellenleiter-Photodioden benutzt. Der Sender aus Abbildung 2.19 a) wurde multimodal bis zu 620 GHz betrieben [60].

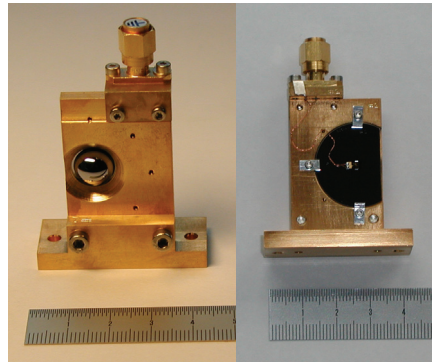


Abbildung 2.17: Sender-Chip montiert auf einer 10 mm Silizium Linse (Sendermodul OE Duisburg/MPIfR Bonn), gesehenen von der Seite der Linse (links) und des Chips (rechts). Der Maßstab ist in Zentimeter [25].



Abbildung 2.18<sup>2</sup>: Photonischer Sender für den 200 - 300 GHz Frequenzbereich, bestehend aus einer resonanten Kavität, in der ein Photomischer eingebaut ist, gekoppelt an eine Hornantenne.

<sup>2</sup> zur Verfügung gestellt von „Rutherford Appleton Laboratory“, Chilton, Didcot, Oxfordshire, Großbritannien

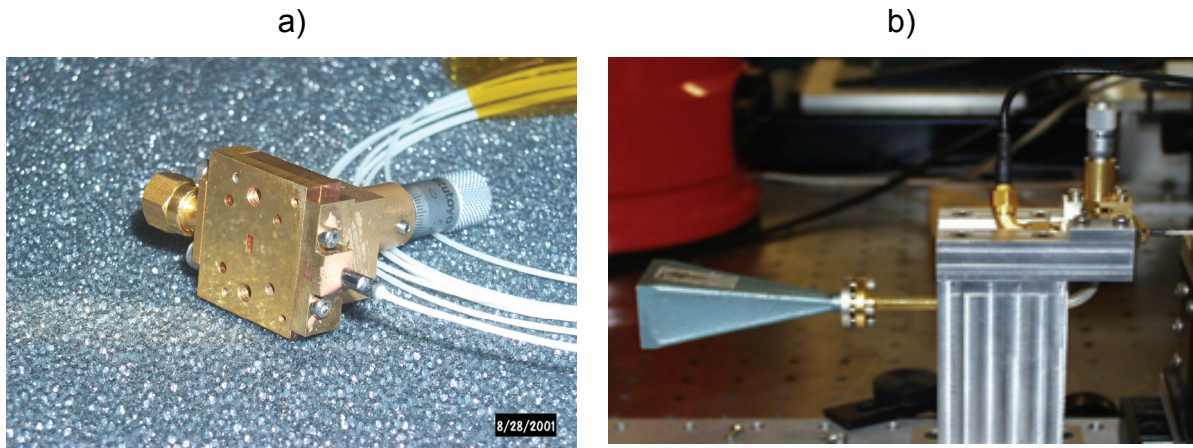


Abbildung 2.19<sup>3</sup>:

a) WR10-Hohlleiterblock zum Einbau von Photomischern [45, 60].

b) Photonischer Sender für den Frequenzbereich von 75 bis 110 GHz bestehend aus dem WR10-Hohlleiterblock (Abbildung 2.19.a) mit eingebautem Photomischer, der an eine Hornantenne gekoppelt wird [45, 60]. Der Sender funktioniert im multimodalen Betrieb bis 625 GHz [60].

---

<sup>3</sup> zur Verfügung gestellt von „Rutherford Appleton Laboratory“, Chilton, Didcot, Oxfordshire, Großbritannien





### 3 Analytisches Modell für einen Wanderwellen-Photomischer

Für die Interpretation und die Verbesserung des Verhaltens hochfrequenter TW-PDs ist die Identifizierung relevanter physikalischer Effekte, die den Frequenzgang von TW-PDs begrenzen, unverzichtbar. Das Studium der Auswirkungen von Designvariationen auf die Hochfrequenzeigenschaften ist der Schlüssel zur Bauelementoptimierung [53].

Zu diesem Zweck wird im Folgenden eine theoretische Analyse vorgestellt, die alle relevanten Phänomene, verbunden mit der photonischen Generierung freier Ladungsträger sowie mit der Ausbreitung optischer und elektrischer Wellen, berücksichtigt. Dieses Modell unterscheidet sich von herkömmlichen theoretischen Studien [24, 39, 50] dadurch, dass die elektrische TW-PD Transmissionslinie durch eine quasistatische Ersatzschaltung mit verteilten Stromquellen beschrieben wird, wobei bei der Berechnung der Ströme die Generierung freier Ladungsträger und deren Dynamik ortsabhängig berücksichtigt wird.

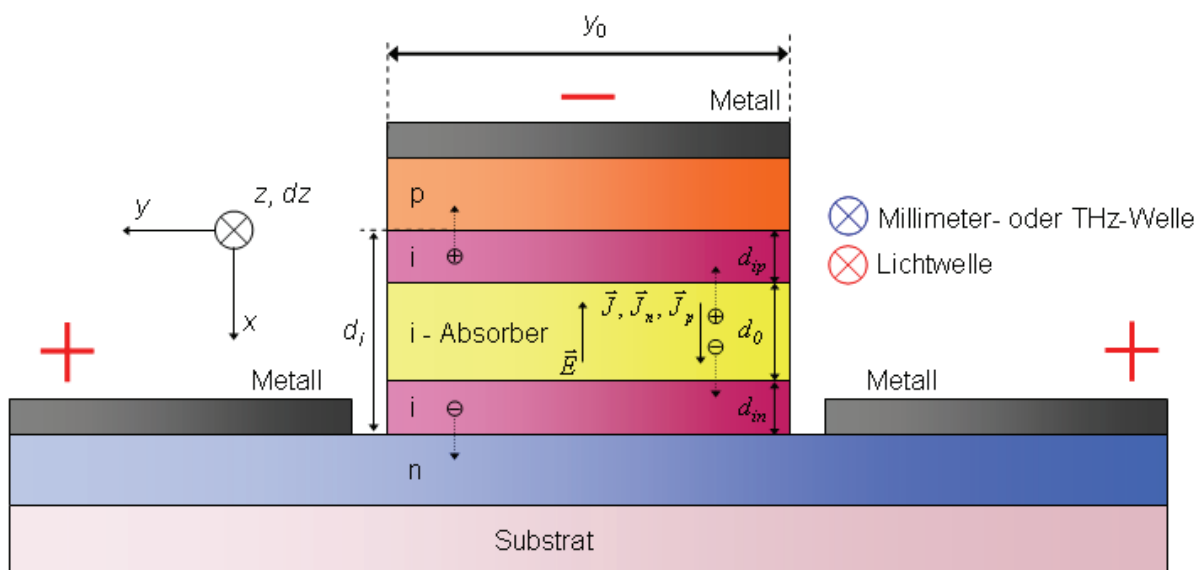


Abbildung 3.1: Querschnitt durch den Wanderwellen Photomischer.

Die Methode wurde in [53] und [61] präsentiert und im Rahmen dieser Arbeit in Form von Erweiterungen im Ersatzschaltbild modifiziert, (Abbildung 3.2) um das Verhalten bei hohen Frequenzen besser zu modellieren. Zusätzlich wurde die Berechnung der Ausgangsleistung für den Fall, dass die Lastimpedanz parallel zu dem TW-PD angeschlossen ist, über die gesamte Länge des Detektors durchgeführt, womit nun auch die Stromgenerierung hinter dem Aufsetzpunkt berücksichtigt wird.

In diesem Modell wird angenommen, dass sich der TW-PD in fünf verschiedene homogene Gebiete unterteilen lässt (Abbildung 3.1). Der Übergang entspricht einer pin-Struktur. Die Kontakte zwischen dem p-Gebiet (Dicke  $d_p$ ) und dem Metall bzw. zwischen dem n-Gebiet (Dicke  $d_n$ ) und dem Metall sind ohmsch angenommen. Ladungsträgergenerierung durch die optische Welle soll nur im aktiven intrinsischen Gebiet der Dicke  $d_0$  stattfinden. Das aktive Gebiet ist eingebettet in zwei weitere intrinsische Gebiete mit den Dicken  $d_{ip}$  und  $d_{in}$ , welche bei gewissen Schichtsystemen [25, 53, 61] nötig sind, um die Diffusion der Dotieratome während der Prozessierung bei hohen Temperaturen in den aktiven Bereich zu verhindern.

### 3.1 Transversaler Stromtransport

Im aktiven Bereich werden Photonen absorbiert, und dadurch Elektron-Loch-Paare generiert. Die Elektronen und Löcher werden vom anliegenden elektrischen Feld in Bewegung gesetzt und driften durch das intrinsische Gebiet: zuerst in der aktiven Zone, wo kontinuierlich neue Ladungsträger generiert werden, danach durch die intrinsischen und dotierten Schichten. Die erzeugte Stromdichte ist die zu berechnende Größe.

### 3.1.1 Transversale Stromdichte im intrinsischen Bereich

Der Ansatz basiert auf der eindimensionalen Kontinuitätsgleichung im Frequenzbereich bei harmonischer Anregung mit Elektronen beziehungsweise Löchern als Ladungsträger [62]:

$$j\omega \cdot n(x, z) = G_n(z) - R_n(z) + \frac{1}{q} \cdot \frac{d}{dx}(J_n(z)) \quad (3.1)$$

$$j\omega \cdot p(x, z) = G_p(z) - R_p(z) - \frac{1}{q} \cdot \frac{d}{dx}(J_p(z)) \quad (3.2)$$

Die Rekombinationsrate für Elektronen  $R_n$  und Löcher  $R_p$  wird jeweils vernachlässigt, da die Ladungsträgerlebensdauer in den Materialien, zum Beispiel InGaAsP, in der Größenordnung von einigen Nanosekunden liegt [63], also drei Größenordnungen größer ist als die durchschnittlichen Laufzeiten in der hier untersuchten Schichtstruktur [53].

$$j\omega \cdot n(x, z) = \frac{1}{q} \cdot \frac{d}{dx}(J_n(z)) + G_n(z) \quad (3.3)$$

$$j\omega \cdot p(x, z) = -\frac{1}{q} \cdot \frac{d}{dx}(J_p(z)) + G_p(z) \quad (3.4)$$

Die Stromdichte  $\vec{J}$  berechnet sich allgemein zu

$$\vec{J}(x, z) = \vec{J}_n(x, z) + \vec{J}_p(x, z), \quad (3.5)$$

mit

$$\vec{J}_n(x, z) = q \cdot n(x, z) \cdot \mu_n \cdot \vec{E} + q \cdot D_n \cdot \nabla(n(x, z)) \quad (3.6)$$

$$\vec{J}_p(x, z) = q \cdot p(x, z) \cdot \mu_p \cdot \vec{E} - q \cdot D_p \cdot \nabla(p(x, z)). \quad (3.7)$$

Der Anteil des Diffusionsstroms für beide Ladungsträgerarten darf ebenfalls vernachlässigt werden, da in [64] gezeigt wurde, dass diese bei elektrischen Feldern  $\vec{E}$  von über 20 kV/cm verhältnismäßig klein werden. Diese Feldstärken treten auf, wenn die intrinsische Zone unter 1  $\mu\text{m}$  dick ist und eine Sperrspannung zwischen -2 V und -7 V angelegt wird [53]. Die Annahme hoher Felder führt ebenso dazu, dass die Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger durch die jeweiligen Sättigungsgeschwindigkeiten ersetzt werden können und somit konstant sind [65, 66].

Unter Berücksichtigung der Bezugspfeile (Abbildung 3.1) ergibt sich somit für die skalaren Stromdichten in x-Richtung folgendes:

$$J_n(x, z) = -q \cdot v_n \cdot n(x, z) \quad (3.8)$$

$$J_p(x, z) = -q \cdot v_p \cdot p(x, z). \quad (3.9)$$

Hierbei sind  $v_n$  und  $v_p$  die Sättigungsgeschwindigkeiten für Elektronen bzw. Löcher. Die Generationsraten können ausgehend von der makroskopischen Absorptionsgleichung berechnet werden [33]. Die optische Leistung im Photodetektor entspricht einem Gleichanteil und einer Welle, die sich mit der Fortpflanzungskonstanten

$$\gamma_{opt} = \alpha_{eff} + j \cdot \beta_{eff} \quad (3.10)$$

innerhalb des optischen Wellenleiters ausbreitet [24].

Dabei berechnen sich  $\alpha_{eff}$  und  $\beta_{eff}$  aus den effektiven Absorptionskonstanten  $\alpha_1, \alpha_2$  und den Phasenkoeffizienten  $\beta_1, \beta_2$  der zwei Wellen, die zum Heterodynsignal überlagert werden als [24].

$$\alpha_{eff} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \quad (3.11)$$

$$\beta_{eff} = \beta_1 - \beta_2. \quad (3.12)$$

Für die optische Leistung, die effektiv zur Generierung zur Verfügung steht, gilt:

$$P(z) = \eta \cdot (1 - R) \cdot P_0 \cdot e^{-\gamma_{opt} z}, \quad (3.13)$$

wobei

$\eta$  das Leistungsüberlappungsintegral [33] zwischen dem eingestrahnten Spot und dem Modenprofil des (TW-PD-)Wellenleiters,

$R$  die Reflexion an der Oberfläche des TW-PDs,

$P_0$  die eingestrahelte optische Leistung

ist.

Die Generationsrate errechnet sich allgemein zu [24]:

$$G(z) = -\frac{\lambda_{opt}}{d_0 \cdot y_0 \cdot h \cdot c} \cdot \frac{d|P(z)|}{dz} \cdot e^{-j \cdot \beta_{eff} \cdot z}. \quad (3.14)$$

Daraus ergibt sich in diesem Fall:

$$G(z) = \frac{\eta \cdot \lambda_{opt} \cdot \alpha_{eff}}{d_0 \cdot y_0 \cdot h \cdot c} \cdot P_0 \cdot (1 - R) \cdot e^{-\gamma_{opt} z}. \quad (3.15)$$

Die Generationsrate für Elektronen und Löcher ist identisch, da ein absorbiertes Photon je ein Elektron und ein Loch erzeugt [33].

$$G_n(z) = G_p(z) = G(z) = G_0 \cdot e^{-\gamma_{opt} \cdot z} \quad (3.16)$$

Werden die Gleichungen (3.8) und (3.16) in (3.3) sowie (3.9) und (3.16) in (3.3) eingesetzt, so erhält man je eine gewöhnliche inhomogene Differentialgleichung erster Ordnung mit konstanten Koeffizienten für die Elektronen- und Löcherstromdichte:

$$\frac{dJ_n(x, z)}{dx} = -\frac{j\omega}{v_n} \cdot J_n(x, z) - q \cdot G(z) \quad (3.17)$$

$$\frac{dJ_p(x, z)}{dx} = +\frac{j\omega}{v_p} \cdot J_p(x, z) + q \cdot G(z). \quad (3.18)$$

Als Randbedingungen für die Lösung dieser Differentialgleichungen gilt folgendes: die Elektronen, die im aktiven Bereich generiert wurden, können aufgrund der angelegten Sperrspannung nur in positiver  $x$ -Richtung driften. Dies bedeutet aber, dass bei  $x = 0$  die Elektronenstromdichte gleich Null ist. Die Löcher hingegen bewegen sich im Feld der Sperrspannung ausschließlich in negativer  $x$ -Richtung. Somit ist die Löcherstromdichte bei  $x = d_0$  gleich Null.

$$J_n(x = 0, z) = 0 \quad (3.19)$$

$$J_p(x = d_0, z) = 0 \quad (3.20)$$

Als Lösung der Differentialgleichungen ergibt sich (Anhang A.1 und A.2):

$$J_n(x, z) = \frac{q \cdot G(z) \cdot v_n}{j\omega} \cdot \left[ e^{-j\omega \frac{x}{v_n}} - 1 \right] \quad (3.21)$$

$$J_p(x, z) = \frac{q \cdot G(z) \cdot v_p}{j\omega} \cdot \left[ e^{-j\omega \frac{d_0 - x}{v_p}} - 1 \right] \quad (3.22)$$

Hierdurch wird das eindimensionale Verhalten der Ladungsträger in der aktiven Schicht beschrieben.

### 3.1.2 Transversale Stromdichte in den nicht aktiven intrinsischen Bereichen

Die Ladungsträger driften nun durch die angrenzenden, nicht aktiven i-Schichten zu den hoch dotierten n- beziehungsweise p-Gebieten. Dieser Driftstrom wird wieder mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung formelmäßig erfasst.

#### 3.1.2.1 Transversaler Driftstrom im nicht aktiven intrinsischen Gebiet der Dicke $d_{in}$

Da angenommen wird, dass in diesen Gebieten weder Rekombination noch Generierung stattfinden, und nach wie vor davon ausgegangen wird, dass der Diffusionsanteil vernachlässigt werden darf, vereinfacht sich die eindimensionale Kontinuitätsgleichung zu:

$$j\omega \cdot n(x, z) = + \frac{1}{q} \cdot \frac{d}{dx} (J_n(x, z)) \quad (3.23)$$

Da Gleichung ( 3.8 ) den Zusammenhang zwischen der Elektronenkonzentration und der Elektronenstromdichte wiedergibt, können die Gleichungen ineinander eingesetzt werden, so dass sich eine lineare Differentialgleichung erster Ordnung für  $J_n$  ergibt:

$$\frac{d}{dx}(J_n(x, z)) = -\frac{j\omega}{v_n} \cdot J_n(x, z) \quad (3.24)$$

Die für die Lösung erforderliche Randbedingung ergibt sich aus der Stetigkeit der Elektronenstromdichte in der Grenzschicht zwischen den beiden intrinsischen Bereichen bei  $x = d_0$  und unter Verwendung von Gleichung ( 3.21 ) zu:

$$J_n(x = d_0, z) = \frac{q \cdot G(z) \cdot v_n}{j\omega} \cdot \left[ e^{-j\omega \cdot \frac{d_0}{v_n}} - 1 \right] \quad (3.25)$$

Somit ergibt sich als Lösung für die Elektronenstromdichte im nicht aktiven intrinsischen Gebiet der Dicke  $d_{in}$  folgende Gleichung (Anhang A.3):

$$J_n(x, z) = \frac{q \cdot G(z) \cdot v_n}{j\omega} \cdot \left[ e^{-j\omega \cdot \frac{d_0}{v_n}} - 1 \right] \cdot e^{-j\omega \cdot \frac{x-d_0}{v_n}} \quad (3.26)$$

### 3.1.2.2 Transversaler Driftstrom im nicht aktiven intrinsischen Gebiet der Dicke $d_{ip}$

Für die Löcher im Gebiet der Dicke  $d_{ip}$  vereinfacht sich die Kontinuitätsgleichung mit denselben Annahmen wie für die Elektronen zu:



$$j\omega \cdot p(x, z) = -\frac{1}{q} \cdot \frac{d}{dx} (J_p(x, z)). \quad (3.27)$$

Wird nun die Löcherdichte durch die Stromdichte gemäß Gleichung (3.9) ersetzt, ergibt sich wiederum eine Differentialgleichung erster Ordnung mit konstanten Koeffizienten:

$$\frac{d}{dx} (J_p(x, z)) = \frac{j\omega}{v_p} \cdot J_p(x, z). \quad (3.28)$$

Die für die Lösung erforderliche Randbedingung ergibt sich aus der Stetigkeit der Löcherstromdichte in beiden Bereichen. Gleichung (3.22) an der Stelle  $x = 0$  ausgewertet ergibt:

$$J_p(x = 0, z) = \frac{q \cdot G(z) \cdot v_p}{j\omega} \cdot \left[ e^{-j\omega \frac{d_0}{v_p}} - 1 \right]. \quad (3.29)$$

Somit ergibt sich als Lösung für die Löcherstromdichte im nicht aktiven intrinsischen Gebiet folgende Gleichung (Anhang A.4):

$$J_p(x, z) = \frac{q \cdot G(z) \cdot v_p}{j\omega} \cdot \left[ e^{-j\omega \frac{d_0}{v_p}} - 1 \right] \cdot e^{j\omega \frac{x}{v_p}}. \quad (3.30)$$

Aus den gewonnenen Lösungen für die Elektronen und Löcherstromdichte in den einzelnen Bereichen kann der Strom, der in  $x$ -Richtung durch die intrinsischen Gebiete fließt, ermittelt werden.

### 3.1.3 Transversaler Strombelag im Wanderwellen-Photodetektor

Der formale Ausdruck für den Strombelag resultiert aus der Integration der Stromdichten über der intrinsischen Zone. Für den Transversalen Strombelag, ergibt sich somit folgender Ausdruck (Anhang A.5):

$$i'(z) = \frac{y_0 \cdot q \cdot G_0 \cdot e^{-\gamma_{opt} \cdot z}}{d_{in} + d_{ip} + d_0} \cdot (TZ_1 + TZ_2 + TZ_3 + TZ_4) \quad (3.31)$$

mit

$$TZ_1 = \frac{v_n}{j\omega} \cdot \left[ \frac{v_n}{j\omega} \cdot \left( 1 - e^{-j\omega \cdot \frac{d_0}{v_n}} \right) - d_0 \right],$$

$$TZ_2 = \frac{v_p}{j\omega} \cdot \left[ \frac{v_p}{j\omega} \cdot \left( 1 - e^{-j\omega \cdot \frac{d_0}{v_p}} \right) - d_0 \right],$$

$$TZ_3 = \left( \frac{v_n}{j\omega} \right)^2 \cdot \left[ 1 - e^{-j\omega \cdot \frac{d_{in}}{v_n}} \right] \cdot \left[ e^{-j\omega \cdot \frac{d_0}{v_n}} - 1 \right],$$

$$TZ_4 = \left( \frac{v_p}{j\omega} \right)^2 \cdot \left[ 1 - e^{-j\omega \cdot \frac{d_{ip}}{v_p}} \right] \cdot \left[ e^{-j\omega \cdot \frac{d_0}{v_p}} - 1 \right].$$

Dabei beschreiben  $TZ_1$  und  $TZ_2$  den Beitrag des Elektronentransports bzw. Löchertransports in der absorbierenden intrinsischen Schicht der Dicke  $d_i$ ,  $TZ_3$  den Beitrag des Elektronentransports in der nicht absorbierenden intrinsischen Schicht der Dicke  $d_{in}$  und  $TZ_4$  den Beitrag des Löchertransports in der nicht absorbierenden intrinsischen Schicht der Dicke  $d_{ip}$  zum Photostrom.

Im Folgenden wird  $i'(z)$  gemäß

$$i'(z) = \tilde{i}' \cdot e^{-\gamma_{opt} \cdot z} \quad (3.32)$$

abgekürzt, wobei  $\tilde{i}'$  den von  $z$  unabhängigen Teil des Strombelages bezeichnet (Anhang A.5).

Weiter kann  $\tilde{i}'$  in einen frequenzunabhängigen Term  $K$  und in einen frequenzabhängigen Term  $W_{TZ}$  aufgeteilt werden:

$$\tilde{i}' = K \cdot W_{TZ}(\omega), \quad (3.33)$$

wobei

$$K = \frac{y_0 \cdot q \cdot G_0}{d_{in} + d_{ip} + d_0} \quad (3.34)$$

und

$$W_{TZ}(\omega) = TZ_1 + TZ_2 + TZ_3 + TZ_4 \quad (3.35)$$

ist.

Die Funktion  $W_{TZ}$  beschreibt den Einfluss der Transitzeiten der Ladungsträger im RF-Photostrombelag.

Somit ist rein formal ein Modell für den durch fundamentale Interbandabsorption generierten transversalen Strombelag im Wanderwellendetektor gefunden, das sich von herkömmlichen theoretischen Studien [39, 50, 52] durch eine ortsabhängige Berücksichtigung der Generierung freier Ladungsträgern und deren Dynamik unterscheidet.

## 3.2 Longitudinaler Stromtransport

In diesem Abschnitt wird untersucht, wie sich die Stromwellen, die an unterschiedlichen Orten entlang der Leitung generiert werden, ausbreiten und im Lastwiderstand überlagern.

### 3.2.1 Elektrisches Ersatzschaltbild

Der Wanderwellen-Photodetektor mit seiner Hybrid-Mikrostreifen-/Koplanarleitung kann als verlustbehaftete elektrische Leitung aufgefasst werden, sofern die Stromgenerierung dabei besonders berücksichtigt wird. Das elektrische Verhalten eines infinitesimalen Stückes der elektrischen Leitung wird durch das in Abbildung 3.2 angegebenem Ersatzschaltbild beschrieben.

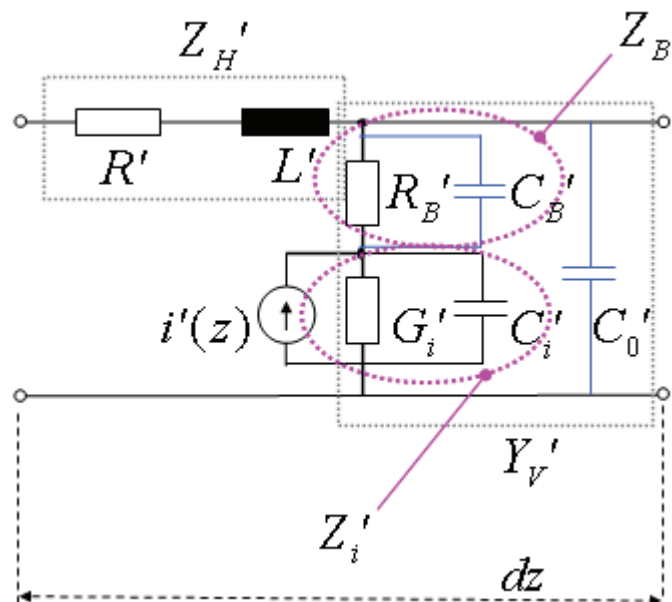


Abbildung 3.2: Infinitesimal kurzes Leitungsstück. Das Modell aus [53, 61] wurde mit  $C_B'$  und  $C_0'$  gemäß [24] erweitert.

Die charakteristische Impedanz  $Z_0$ , beziehungsweise der elektrische Ausbreitungskoeffizient  $\gamma$  berechnen sich mit der Impedanz  $Z_H'$  im horizontalen Zweig und der Admittanz  $Y_V'$  im vertikalen Zweig des Ersatzschaltbilds (Abbildung 3.2) gemäß:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z_H'}{Y_V'}} \quad (3.36)$$

bzw.

$$\gamma = \sqrt{Z_H' \cdot Y_V'}, \quad (3.37)$$

wobei

$$Z_H' = R' + j \cdot \omega \cdot L' \quad (3.38)$$

und

$$Y_V' = j \cdot \omega \cdot C_0' + \frac{1}{(Z_i' + Z_B')}. \quad (3.39)$$

Die Impedanzen des dotierten Bahngiets ( $Z_B'$ ) beziehungsweise der intrinsischen Zone ( $Z_i'$ ) berechnen sich zu:

$$Z_B' = \frac{R_B'}{1 + j \cdot \omega \cdot C_B' \cdot R_B'} \quad (3.40)$$

und

$$Z_i' = \frac{R_i'}{1 + j \cdot \omega \cdot C_i' \cdot R_i'}. \quad (3.41)$$

Im nächsten Schritt werden die aktiven und die passiven Komponenten des Ersatzschaltbilds nach Abbildung 3.2 getrennt, das die Anwendung des Transmissionslinienmodells ermöglicht. Es ergibt sich ein Ersatzschaltbild mit einem Segment passiver verlustbehafteter Leitung (stärkere Linie) und einer

davor geschalteten Stromquelle (Abbildung 3.3). Die Transformation geschieht mit Hilfe einfacher Spannungs-/Stromquellenumwandlungen [110], wobei sich die Werte der passiven Elemente im Ersatzschaltbild nicht ändern.

Der Ausdruck für den Strombelag ist:

$$i_0'(z) = i'(z) \cdot \frac{Z_i'}{Z_i' + Z_B'} = i'(z) \cdot W_{R'C'} \quad (3.42)$$

Der Faktor

$$W_{R'C'}(\omega) = \frac{Z_i'}{Z_i' + Z_B'}(\omega) \quad (3.43)$$

beschreibt den Einfluss der Reaktanzen aus dem Ersatzschaltbild auf den transversalen Strombelag.

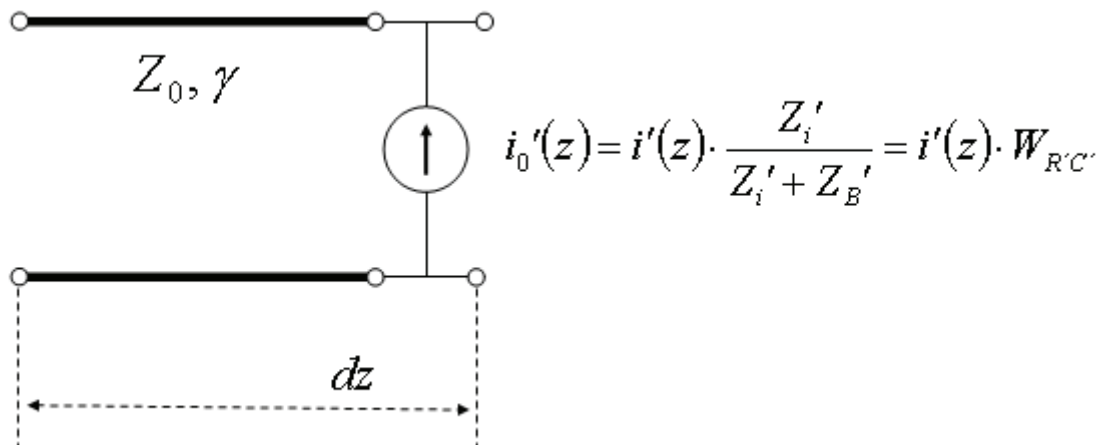


Abbildung 3.3: Transformiertes infinitesimal kurzes Leitungstück.

### 3.2.1.1 Beispielrechnung für Impedanz und elektrische Dämpfung

Mit den Parametern des Ersatzschaltbildes die im Abschnitt 6.2 ermittelt werden können charakteristische Impedanz und Verluste der TW-PD-Leitung berechnet

werden (Abbildung 3.4 beziehungsweise Abbildung 3.5). In Abbildung 3.4 sind Real- und Imaginärteil der charakteristischen Impedanz des TW-PD „I“ nach aktuellem und vereinfachtem Modell aus [53, 61], in dem der Kapazitätsbelag des Bahngebietes  $C_B'$  und der Metallisierung  $C_0'$  vernachlässigt wurden (Abbildung 6.7) aufgetragen. Bei höheren Frequenzen tendiert die charakteristische Impedanz nach aktuellem Modell zu einem Wert, der nur durch die Reaktanzen im Ersatzschaltbild bestimmt ist. Dieses Verhalten ist konform zu den Theorien von kapazitätsbelasteten Transmissionsleitungen [67].

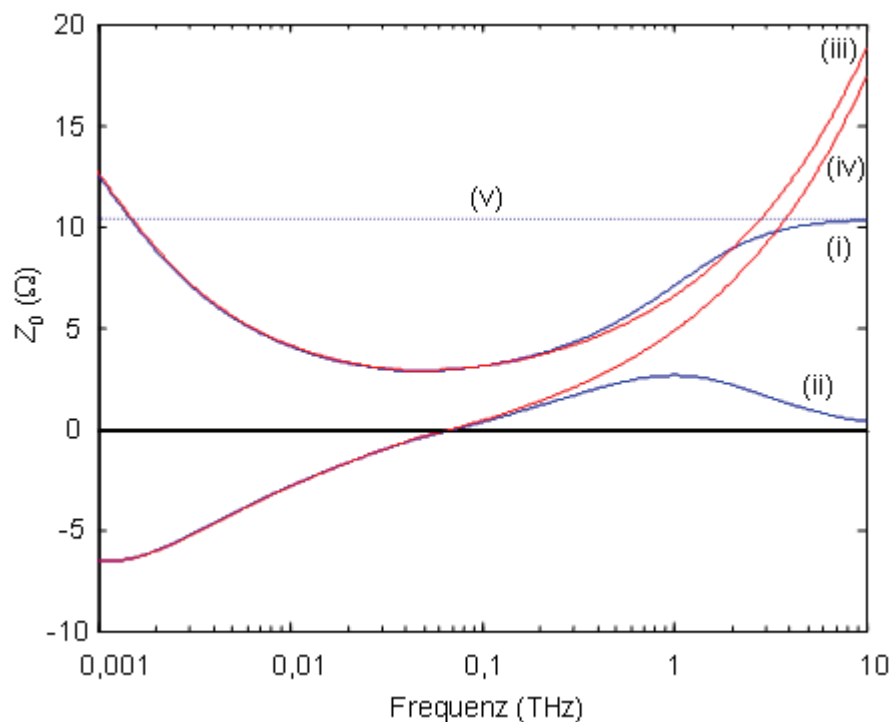


Abbildung 3.4: (i) Real- und (ii) Imaginärteil der charakteristischen Impedanz des TW-PD „I“, berechnet mit der Ersatzschaltung aus Abbildung 3.2. (iii) Real- und (iv) Imaginärteil der charakteristischen Impedanz, berechnet mit der Ersatzschaltung aus Abbildung 6.5 ohne  $C_B'$  und  $C_0'$  [53, 61]. (v) charakteristische Impedanz, berechnet nur mit den reaktiven Elemente  $L'$ ,  $C_i'$ ,  $C_B'$  und  $C_0'$ .

In Abbildung 3.5 ist die berechnete elektrische Dämpfung für TW-PD „I“, jeweils nach dem aktuellen und vereinfachtem Modell aus [53, 61] dargestellt (Kurve (i) bzw. (ii)). Die Übereinstimmung des Frequenzverhaltens im THz-Bereich mit den theoretischen Studien aus [67] ist beim aktuellen Modell besser, weil der Kapazitätsbelag der leitenden Halbleiterschicht  $C_B'$  und der koplanaren Metallisierung  $C_0'$  (Abbildung 6.7) berücksichtigt wurden.

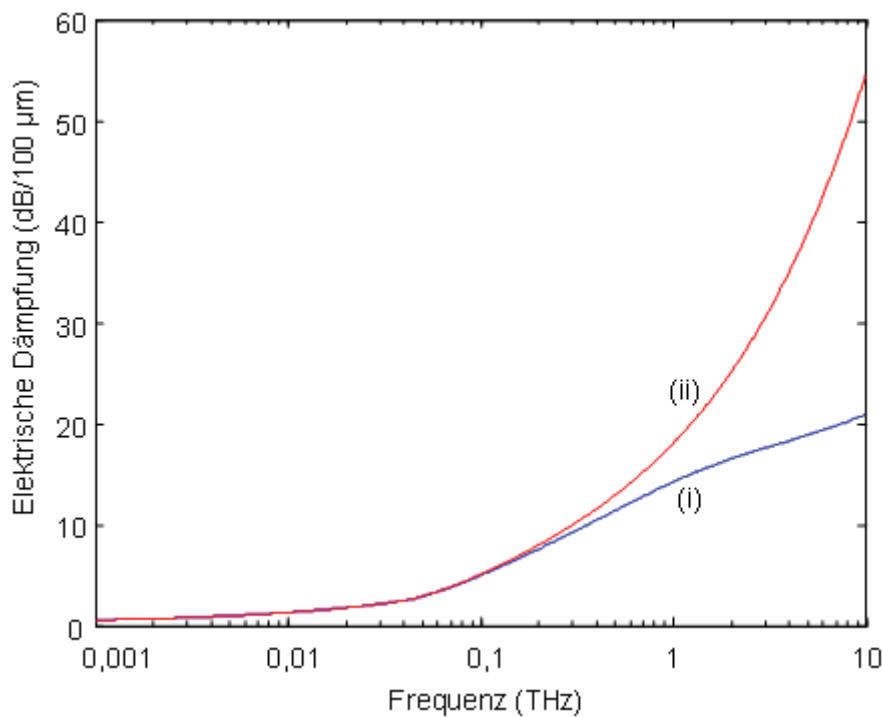


Abbildung 3.5: (i) Elektrische Dämpfung für TW-PD „I“, berechnet mit der Ersatzschaltung aus Abbildung 3.2. (ii) Elektrische Dämpfung für TW-PD „I“, berechnet mit der Ersatzschaltung aus Abbildung 3.2 ohne  $C_B'$  und  $C_0'$  [53, 61].



### 3.2.2 Berechnung des longitudinalen Stromtransports mit dem TLM Leitungsmodell

Im Folgenden wird der longitudinale Stromtransport für den Fall betrachtet, wenn eine Lastimpedanz am Ende der elektrischen Leitung (3.2.2.1) und auf der Leitung (3.2.2.2) angeschlossen ist.

#### 3.2.2.1 Abschlussimpedanz $Z_a$

Im Transmissionslinienmodell (Abbildung 3.6), das auf der Ersatzschaltung aus Abbildung 3.3 basiert, wird die verteilte Stromgenerierung durch die ortsabhängige Stärke ( 3.42 ) der sich auf der Leitung befindenden Stromquellen  $i_0'(z)$  berücksichtigt.

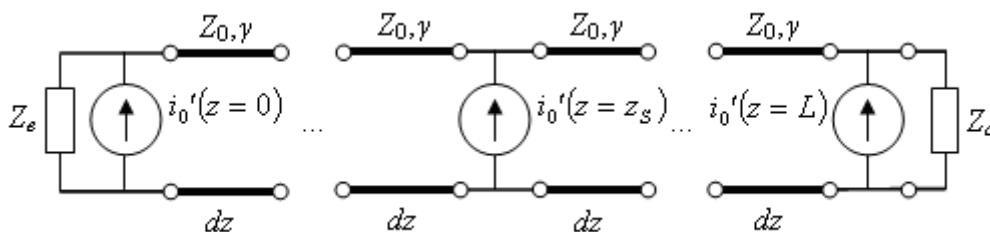


Abbildung 3.6: TLM-Modell des TW-PD.

Für jede dieser Quellen wird der Anteil des Stroms bestimmt, der sich in Richtung der Lastimpedanz  $Z_a$  ausbreitet. Die anderen Stromquellen werden bei dieser quasistatischen Betrachtung als nicht vorhanden angenommen. Durch Superposition aller Einzelströme wird in einem weiteren Schritt der Gesamtstrom am Ende der Leitung und in der Lastimpedanz bestimmt.

Für eine Stromquelle bei  $z = z_s$  ergibt sich unter obiger Annahme das Ersatzschaltbild nach Abbildung 3.7. Die Quelle ist auf einer passiven Linie im Punkt  $z_s$  angeschlossen. Die Abschlussimpedanzen sind  $Z_e$  bei  $z = 0$  und  $Z_a$  bei  $z = L$ .

Die Abschlüsse der Leitung ergeben die Reflexionsfaktoren

$$r_e = \frac{Z_e - Z_0}{Z_e + Z_0} \quad (3.44)$$

und

$$r_a = \frac{Z_a - Z_0}{Z_a + Z_0}. \quad (3.45)$$

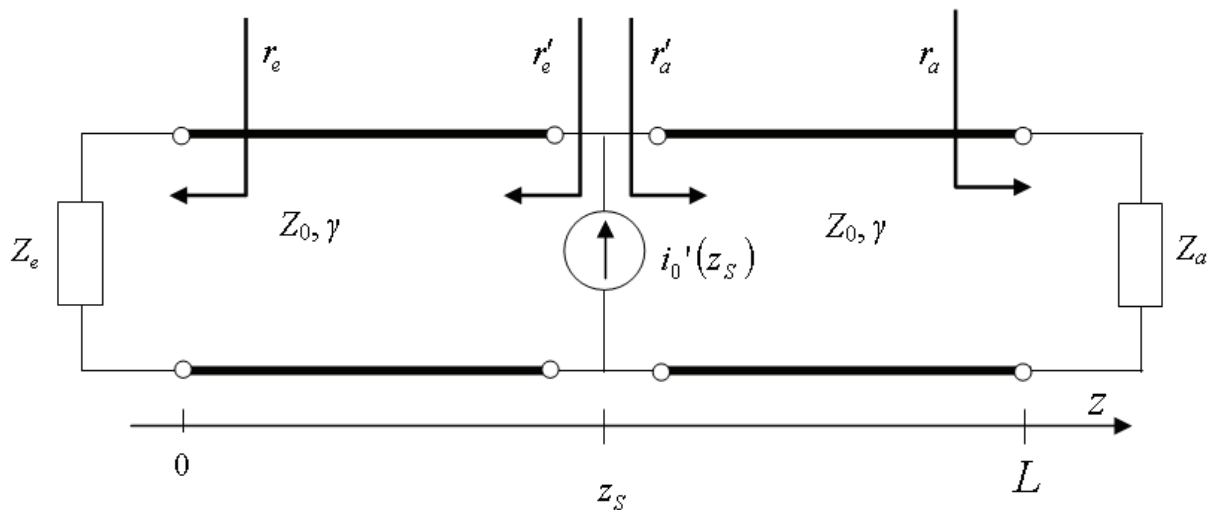


Abbildung 3.7: Leitung mit Berücksichtigung der verteilten Stromquelle bei  $z_s$ .

Die Reflexionsfaktoren, die die Stromquelle sieht, sind

$$r'_e = r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot z_s} \quad (3.46)$$

und

$$r'_a = r_a \cdot e^{-2\gamma(L-z_s)}. \quad (3.47)$$

Damit können die Impedanzen  $Z_e$  beziehungsweise  $Z_a$  über die Leitung an die Stelle  $z = z_s$  folgendermaßen transformiert werden:

$$Z'_e = Z_0 \cdot \frac{1 + r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot z_s}}{1 - r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot z_s}} \quad (3.48)$$

bzw.

$$Z'_a = Z_0 \cdot \frac{1 + r_a \cdot e^{-2\gamma(L-z_S)}}{1 - r_a \cdot e^{-2\gamma(L-z_S)}}. \quad (3.49)$$

Das vereinfachte Ersatzschaltbild, in dem nun keine verlustbehafteten Leitungsstücke mehr enthalten sind, ist in Abbildung 3.8 wiedergegeben.

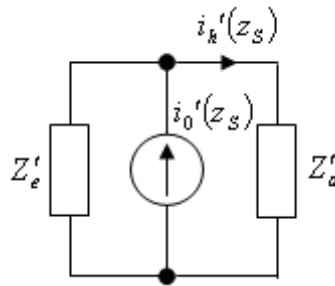


Abbildung 3.8: Ersatzschaltbild mit transformierten Impedanzen.

Mit Hilfe der Stromteilerregel ergibt sich für den Beitrag des Strombelags, der in einem infinitesimal kleinen Leitungsstück bei  $z = z_S$  in Richtung der  $z$ -Achse fließt:

$$i_h'(z_S) = i_0'(z_S) \cdot \frac{Z'_e}{Z'_e + Z'_a}. \quad (3.50)$$

$i_h'(z_S)$  muss nun noch mit  $e^{-\gamma(L-z_S)}$  multipliziert werden, um den Beitrag des infinitesimal kurzen Leitungsstücks am Ende der Leitung bei  $z = L$  zu erhalten. Dieser Strombelag wird  $i'_{h_a}(z_S)$  genannt. Werden ferner die Gleichungen (3.48) und (3.49) in Gleichung (3.50) eingesetzt, ergibt sich:

$$i'_{h_a}(z_S) = \frac{i_0'(z_S) \cdot (1 + r_e e^{-2\gamma z_S}) \cdot (1 - r_a e^{-2\gamma(L-z_S)}) \cdot e^{-\gamma(L-z_S)}}{(1 + r_e e^{-2\gamma z_S}) \cdot (1 - r_a e^{-2\gamma(L-z_S)}) + (1 - r_e e^{-2\gamma z_S}) \cdot (1 + r_a e^{-2\gamma(L-z_S)})}. \quad (3.51)$$

Um den Gesamtstrom am Ende der Leitung zu berechnen, müssen alle Beiträge der infinitesimalen kleinen Leitungsstücke aufaddiert werden. Diese Addition geht in eine Integration von  $z = 0$  bis  $z = L$  über:

$$i_{h_a}(z=L) = \int_{z=0}^L i'_{h_a}(z_S) \cdot dz. \quad (3.52)$$

Als Ergebnis ergibt sich (Anhang A.6):

$$i_{h_a} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot \left[ \begin{array}{c} \frac{e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-\gamma \cdot L}}{\gamma - \gamma_{opt}} - \frac{r_a (e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-3\gamma \cdot L})}{(1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot L}) \cdot (3\gamma - \gamma_{opt})} \\ - \frac{r_e (e^{-\gamma_{opt} \cdot L - 2\gamma \cdot L} - e^{-\gamma \cdot L})}{(1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot L}) \cdot (\gamma + \gamma_{opt})} \end{array} \right], \quad (3.53)$$

wobei

$$\tilde{i}'_0 = \tilde{i}' \cdot \frac{Z'_i}{Z'_i + Z'_S}. \quad (3.54)$$

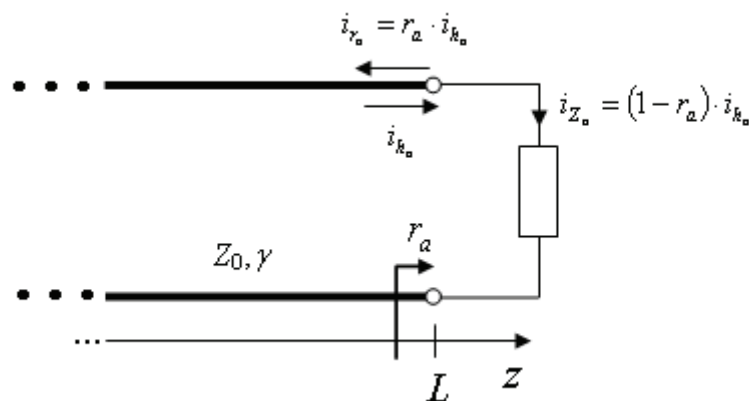


Abbildung 3.9: Reflexion am Ende der Leitung; hinlaufender ( $i_{h_a}$ ), rücklaufender ( $i_{r_a}$ ) und an der Lastimpedanz übertragener Strom  $i_{Z_a}$ .

Dies ist der Anteil der hinlaufenden Stromwelle am Ende der Leitung vor der Last. Nur ein Anteil dieses Stromes wird an die Lastimpedanz  $Z_a$  übertragen und

berechnet sich durch Multiplikation mit dem Transmissionsfaktor  $(1-r_a)$  (Abbildung 3.9) zu:

$$i_{Z_a} = \frac{\tilde{i}_0'}{2} \cdot \left[ \frac{e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-\gamma \cdot L}}{\gamma - \gamma_{opt}} - \frac{r_a (e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-3\gamma \cdot L})}{(1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot L}) \cdot (3\gamma - \gamma_{opt})} \right] \cdot (1 - r_a) - \frac{r_e (e^{-\gamma_{opt} \cdot L - 2\gamma \cdot L} - e^{-\gamma \cdot L})}{(1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot L}) \cdot (\gamma + \gamma_{opt})} \right] \cdot (1 - r_a) \quad (3.55)$$

Man stellt fest, dass sich der Strom in der Lastimpedanz  $i_{Z_a}$  aus dem vertikalen (z-unabhängigen) Strombelag  $\tilde{i}_0'$  durch Multiplikation mit einem Faktor

$$W_{AE} = \frac{1}{2} \cdot \left[ \frac{e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-\gamma \cdot L}}{\gamma - \gamma_{opt}} - \frac{r_a (e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-3\gamma \cdot L})}{(1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot L}) \cdot (3\gamma - \gamma_{opt})} \right] \cdot (1 - r_a) - \frac{r_e (e^{-\gamma_{opt} \cdot L - 2\gamma \cdot L} - e^{-\gamma \cdot L})}{(1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot L}) \cdot (\gamma + \gamma_{opt})} \right] \cdot (1 - r_a) \quad (3.56)$$

berechnet.

$W_{AE}$  beschreibt den Einfluss der longitudinalen optischen und elektrischen (frequenzabhängigen) Wellenausbreitung entlang des TW-PD und der Reflektionen an den Enden der (TW-PD)-Leitung im RF-Ausgangsstrom.

Durch Gruppierung von (3.31), (3.41) und (3.53) ergibt sich folgender Ausdruck für den Strom:

$$i_{Z_a}(\omega) = K \cdot W_{TZ}(\omega) \cdot W_{R'C'}(\omega) \cdot W_{AE}(\omega). \quad (3.57)$$

Damit kann die Leistung in der Abschlussimpedanz berechnet werden zu:

$$P_{AI} = \operatorname{Re} \left( \frac{|i_{Z_a}|^2}{2} \cdot Z_a \right). \quad (3.58).$$

Die maximale Leistung wird übertragen, wenn die Impedanz der Last und die charakteristische Impedanz der Leitung komplex konjugiert sind [55].

### 3.2.2.2 Parallel angeschlossene Lastimpedanz $Z_p$

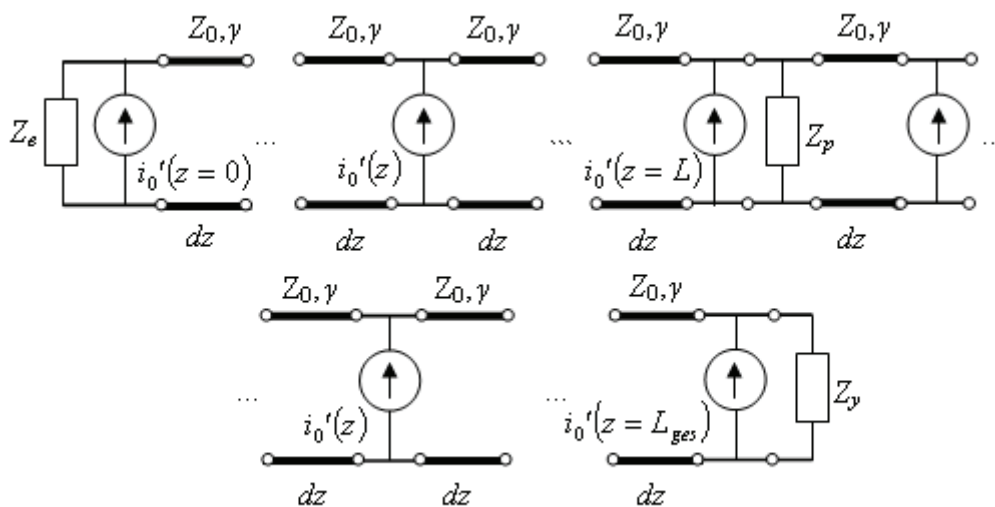


Abbildung 3.10: Elektrisches Ersatzschaltbild der Leitung mit Lastimpedanz  $Z_p$  und Abschlüssen  $Z_e$  und  $Z_y$ .

In diesem Fall wird angenommen, dass in einem beliebigen Punkt  $z = L$  eines TW-PD mit der Gesamtlänge  $L_{ges}$  eine Impedanz  $Z_p$  parallel angeschlossen wird. Diese Konfiguration ist in Abbildung 3.10 dargestellt.

Die Transmissionsleitung ist zusätzlich mit den Abschlussimpedanzen  $Z_e$  bei  $z = 0$  und  $Z_y$  bei  $z = L_{ges}$  abgeschlossen.

Im ersten Schritt wird die Stromgenerierung vor dem Aufsetzpunkt  $L$  betrachtet. Dafür ist es nützlich, den Teil der Linie nach  $Z_p$  als passiv anzunehmen. Die Impedanz, die vom Punkt  $z = L$  nach rechts gesehen wird (Abbildung 3.10), bekommt die Notation  $Z_a$ .

Die Impedanz  $Z_a$  besteht aus der Parallelschaltung der Lastimpedanz  $Z_p$  und der über die Leitung transformierten Abschlussimpedanz  $Z_y$  (Abbildung 3.11):

$$Z_a = \frac{Z_p \cdot Z_0 \cdot \frac{1 + r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}{1 - r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}}{Z_p + Z_0 \cdot \frac{1 + r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}{1 - r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}} \quad (3.59)$$

mit

$$r_y = \frac{Z_y - Z_0}{Z_y + Z_0}. \quad (3.60)$$

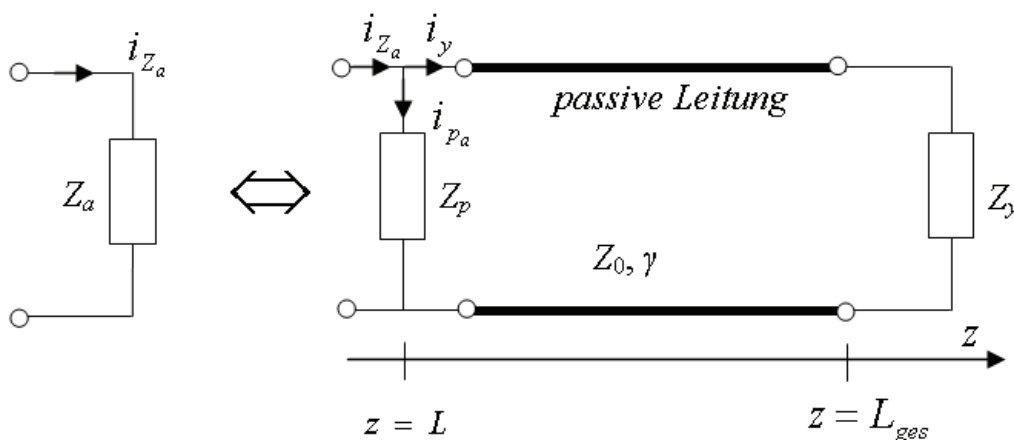


Abbildung 3.11: Verzweigung des Stroms  $i_{Z_a}$ .

Der Strom  $i_{Z_a}$ , der durch die kombinierte Impedanz  $Z_a$  fließt, kann mit Gleichung (3.55) berechnet werden. Der Anteil  $i_{p_a}$  von  $i_{Z_a}$ , der in  $Z_p$  eingekoppelt wird, berechnet sich zu:

$$i_{p_a} = i_{Z_a} \cdot \frac{Z_0 \cdot \frac{1 + r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}{1 - r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}}{Z_p + Z_0 \cdot \frac{1 + r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}{1 - r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}} \quad (3.61)$$

Dies ist der Beitrag zur Ausgangsleistung des vor der Lastimpedanz generierten Stroms.

Im zweiten Schritt wird die Stromgenerierung hinter dem Aufsetzpunkt  $L$  betrachtet. Dafür wird der Teil der Leitung vor  $Z_p$  als passiv angenommen. Die Impedanz, die von dem Punkt  $L$  nach links gesehen wird, bekommt die Notation  $Z_b$ .

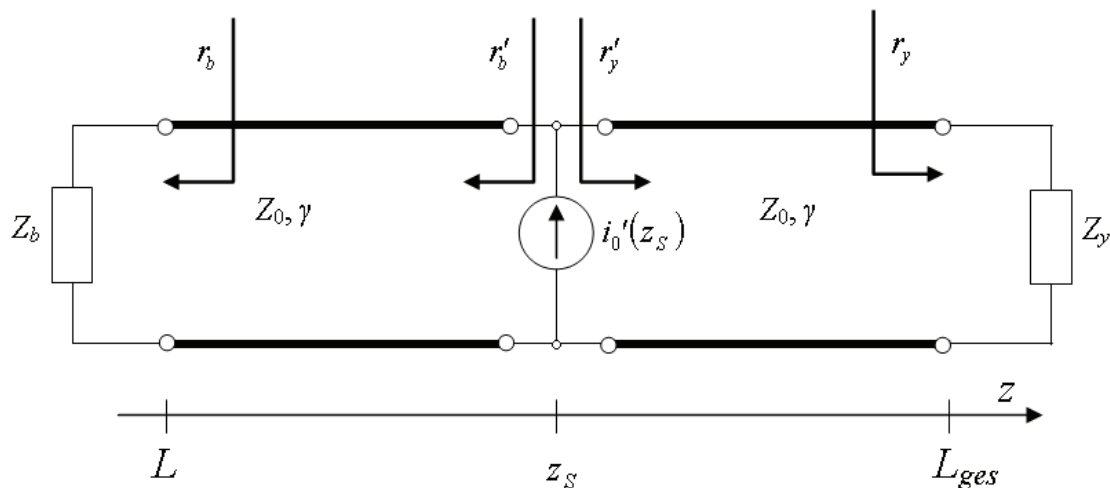


Abbildung 3.12: Ersatzschaltbild der Leitung unter Berücksichtigung der verteilten Stromquelle bei  $z_s$ .



Für eine Stromquelle bei  $z = z_s$  ( $L < z_s < L_{ges}$ ) ergibt sich unter der obigen Annahme das Ersatzschaltbild nach Abbildung 3.12. Die Quelle ist auf einer passiven Leitung im Punkt  $z_s$  angeschlossen. Die Abschlussimpedanzen sind  $Z_b$  bei  $z = L$  und  $Z_y$  bei  $z = L_{ges}$ .

Für die beiden Abschlüsse der Leitung ergeben sich die folgenden Reflexionsfaktoren:

$$r_b = \frac{Z_b - Z_0}{Z_b + Z_0} \quad (3.62)$$

$$r_y = \frac{Z_y - Z_0}{Z_y + Z_0} \quad (3.63)$$

Die Reflexionsfaktoren, die die Stromquelle sieht, sind

$$r'_b = r_b \cdot e^{-2\gamma \cdot (z_s - L)} \quad (3.64)$$

und

$$r'_y = r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - z_s)}. \quad (3.65)$$

Damit können die Impedanzen  $Z_b$  beziehungsweise  $Z_y$  über die Leitung an die Stelle  $z = z_s$  folgendermaßen transformiert werden:

$$Z'_b = Z_0 \cdot \frac{1 + r_b \cdot e^{-2\gamma \cdot (z_s - L)}}{1 - r_b \cdot e^{-2\gamma \cdot (z_s - L)}} \quad (3.66)$$

$$Z'_y = Z_0 \cdot \frac{1 + r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - z_s)}}{1 - r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - z_s)}} \quad (3.67)$$

Das vereinfachte Ersatzschaltbild, in dem nun keine verlustbehafteten Leitungsstücke mehr enthalten sind, ist in Abbildung 3.13 wiedergegeben.

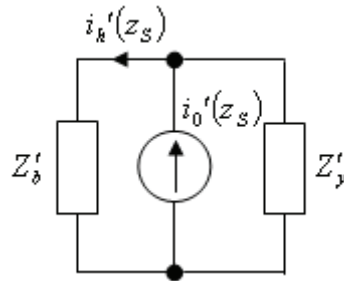


Abbildung 3.13: Ersatzschaltbild mit transformierten Impedanzen.

Mit Hilfe der Stromteilerregel ergibt sich schließlich der Beitrag des Strombelags eines infinitesimal kleinen Leitungsstückes bei  $z = z_S$ , der in negativer Richtung der  $z$ -Achse fließt:

$$i_h'(z_S) = i_0'(z_S) \cdot \frac{Z'_y}{Z'_y + Z'_b} \quad (3.68)$$

Um den Beitrag des infinitesimalen Leitungsstückes bei  $z = L$  zu erhalten, muss  $i_h'(z_S)$  mit  $e^{-\gamma(L-z_S)}$  multipliziert werden. Dieser Strombelag wird  $i'_{hb}(z_S)$  genannt. Werden ferner die Gleichungen (3.66) und (3.67) in Gleichung (3.68) eingesetzt so ergibt sich:

$$i'_{hb}(z_S) = \frac{i_0'(z_S) \cdot (1 + r_y e^{-2\gamma(L_{ges}-z_S)}) \cdot (1 - r_b e^{-2\gamma(z_S-L)}) \cdot e^{-\gamma(z_S-L)}}{(1 + r_y e^{-2\gamma(L_{ges}-z_S)}) \cdot (1 - r_b e^{-2\gamma(z_S-L)}) + (1 - r_y e^{-2\gamma(L_{ges}-z_S)}) \cdot (1 + r_b e^{-2\gamma(z_S-L)})} \quad (3.69)$$

Alle Beiträge der infinitesimalen kleinen Leitungsstücke von  $z = L$  bis  $z = L_{ges}$  werden integriert, um den Gesamtstrom am Ende der Leitung zu berechnen:

$$i_{h_b} = \int_{z=L}^{L_{ges}} i'_{h_b}(z_S) \cdot dz. \quad (3.70)$$

Als Ergebnis ergibt sich (Anhang A.7):

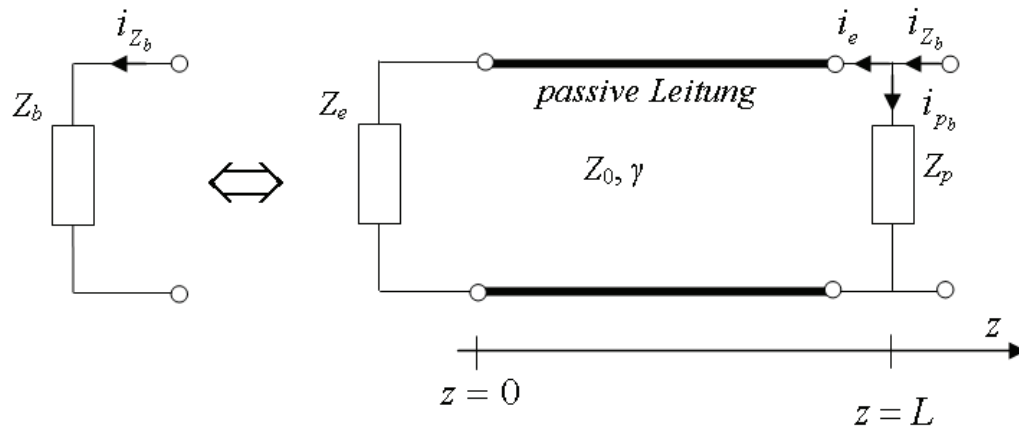
$$i_{h_b} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot \left[ \begin{array}{l} \frac{e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-\gamma \cdot (L_{ges}-L) - \gamma_{opt} \cdot L_{ges}}}{\gamma + \gamma_{opt}} - \frac{r_b \left( e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-3\gamma \cdot (L_{ges}-L) - \gamma_{opt} \cdot L_{ges}} \right)}{\left( 1 - r_b r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges}-L)} \right) \cdot (3\gamma + \gamma_{opt})} \\ + \frac{r_y \left( e^{-\gamma_{opt} \cdot L + \gamma \cdot (2 \cdot L - L_{ges})} - e^{-\gamma_{opt} \cdot L_{ges}} \right)}{\left( 1 - r_b r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges}-L)} \right) \cdot (\gamma_{opt} - \gamma)} \end{array} \right] \quad (3.71)$$

wobei

$$i'_0(z) = i'(z) \frac{Z'_i}{Z'_i + Z'_S}. \quad (3.72)$$

Dies ist der Anteil der hinlaufenden Stromwelle vor  $Z_b$ . Nur ein Anteil dieses Stromes wird in die Lastimpedanz  $Z_b$  übertragen und berechnet sich durch Multiplikation mit dem Transmissionsfaktor  $(1-r_b)$ :

$$i_{Z_b} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot \left[ \begin{array}{l} \frac{e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-\gamma \cdot (L_{ges}-L) - \gamma_{opt} \cdot L_{ges}}}{\gamma + \gamma_{opt}} \\ - \frac{r_b \left( e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-3\gamma \cdot (L_{ges}-L) - \gamma_{opt} \cdot L_{ges}} \right)}{\left( 1 - r_b r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges}-L)} \right) \cdot (3\gamma + \gamma_{opt})} \\ + \frac{r_y \left( e^{-\gamma_{opt} \cdot L + \gamma \cdot (2 \cdot L - L_{ges})} - e^{-\gamma_{opt} \cdot L_{ges}} \right)}{\left( 1 - r_b r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges}-L)} \right) \cdot (\gamma_{opt} - \gamma)} \end{array} \right] \cdot (1 - r_b). \quad (3.73)$$

Abbildung 3.14: Verzweigung des Stroms  $i_{Z_b}$ .

Die Impedanz  $Z_b$  besteht aus der Parallelschaltung der Lastimpedanz  $Z_p$  und der über die Leitung transformierten Abschlussimpedanz  $Z_e$  (Abbildung 3.14):

$$Z_b = \frac{Z_p \cdot Z_0 \cdot \frac{1 + r_e \cdot e^{-2\gamma L}}{1 - r_e \cdot e^{-2\gamma L}}}{Z_p + Z_0 \cdot \frac{1 + r_e \cdot e^{-2\gamma L}}{1 - r_e \cdot e^{-2\gamma L}}}, \quad (3.74)$$

mit

$$r_e = \frac{Z_e - Z_0}{Z_e + Z_0}. \quad (3.75)$$

Der Strom  $i_{Z_b}$ , der durch die kombinierte Impedanz  $Z_b$  fließt, kann mit Gleichung (3.73) berechnet werden. Die Parallelschaltung bildet einen Stromteiler (Abbildung 3.14).  $i_{p_b}$ , der Anteil von  $i_{Z_b}$ , der in  $Z_p$  abgezweigt wird, berechnet sich zu:

$$i_{p_b} = i_{Z_b} \cdot \frac{Z_0 \cdot \frac{1 + r_e \cdot e^{-2\gamma L}}{1 - r_e \cdot e^{-2\gamma L}}}{Z_p + Z_0 \cdot \frac{1 + r_e \cdot e^{-2\gamma L}}{1 - r_e \cdot e^{-2\gamma L}}}. \quad (3.76)$$

Dies ist der Beitrag zur Ausgangsleistung des vor der Lastimpedanz generierten Stroms.

Durch Superposition der Ströme, die vor und nach dem Aufsetzpunkt generiert werden, ergibt sich der in der Lastimpedanz anliegende Strom:

$$i_p = i_{p_a} + i_{p_b} \quad (3.77)$$

Wie im Unterkapitel 3.2.2.1 gezeigt, kann auch bei parallel angeschlossener Lastimpedanz  $Z_p$  ein Ausdruck für den Strom gefunden werden, so dass die unterschiedlichen Einflüsse von Transitzeiten, Widerstands- und Kapazitätsbelag der Halbleiterschichten und Wellenausbreitung und Reflexionen im Frequenzgang getrennt analysiert werden können (Anhang A.8).

Damit kann im allgemeinen Fall die Leistung, die in der parallel angeschlossenen Last  $Z_p$  verbraucht wird, berechnet werden:

$$P_{PI} = \operatorname{Re} \left( \frac{|i_p|^2}{2} \cdot Z_p \right). \quad (3.78)$$

### 3.2.3 Diskussion des Verhaltens von TW-PDs bei THz-Frequenzen

Anhand des Modells, dessen Parameter im Abschnitt 6.2 durch Anpassung an Messdaten ermittelt wurden, können die verschiedenen Einflüsse, die die Eigenschaften eines TW-PD bei THz-Frequenzen bestimmen, weiter diskutiert werden.

### 3.2.3.1 Einfluss der Transitzeiten

In Abbildung 3.15 ist die Übertragungsfunktion  $W_{TZ}(\omega)$  dargestellt (Gleichung (3.35)), die den Einfluss von Transitzeiten im Frequenzgang beschreibt. Für eine intrinsische Zone von 100 nm und mit den Sättigungsgeschwindigkeiten aus [40],  $4,8 \cdot 10^6$  cm/s für Löcher und  $6,5 \cdot 10^6$  cm/s für die Elektronen, kann ab einer Frequenz von etwa 200 GHz ein Abfall von 20 dB/Dekade festgestellt werden. Dabei wurde die Ortsabhängigkeit der Generierung berücksichtigt (Kapitel 3, [53, 61]).

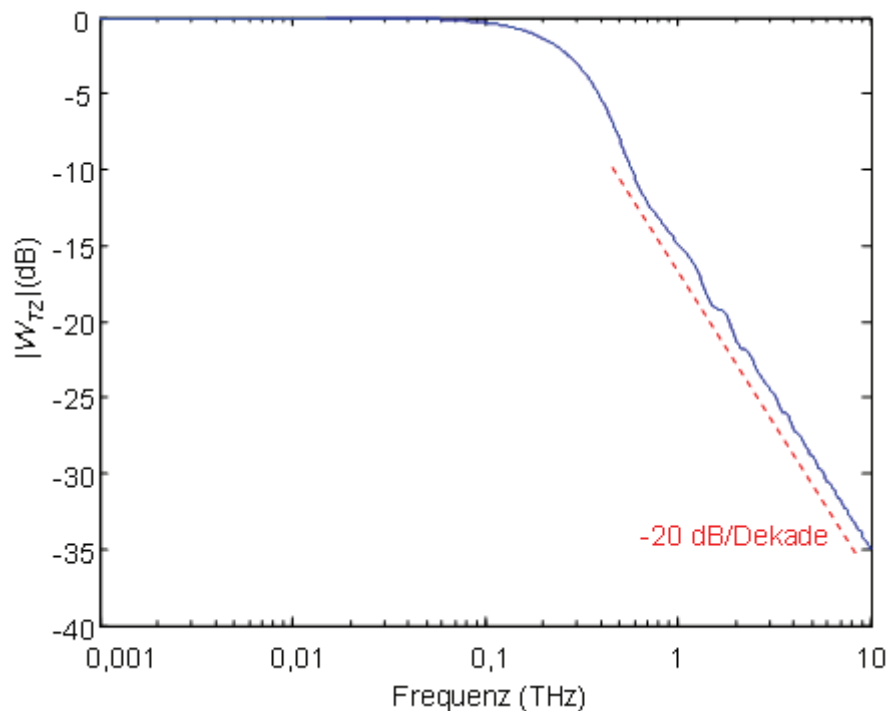


Abbildung 3.15: Einfluss der Transitzeiten von photogenerierten Ladungsträgern auf den Frequenzgang. Die Kurve ist auf 0 dB normiert.

### 3.2.3.2 Einfluss des Widerstandsbelags und Kapazitätsbelags der Halbleiterschichten

Die photogenerierten Ladungsträger, die in der intrinsischen Zone driften, bilden den photogenerierten Strom, der über die dotierten Bahngebiete auf die koplanaren Metallisierung gelangt. Die involvierten Halbleiterschichten werden im Ersatzschaltbild durch die Elemente  $G_i'$ ,  $C_i'$  beziehungsweise  $R_B'$ ,  $C_B'$  modelliert (Abbildung 6.7). Diese bilden ein Filter, dessen Funktion  $W_{R'C'}(\omega)$  (Gleichung (3.43)) in Abbildung 3.16, (Kurve (i)) dargestellt ist. Ein Abfall von 20 dB/Dekade kann ab etwa 80 - 90 GHz festgestellt werden, der zum größten Teil durch  $R_B'$  und  $C_i'$  verursacht ist. Ab einem Terahertz wird der Einfluss von  $C_B'$  bemerkbar, dadurch wird der Tiefpasseffekt neutralisiert.

Kurve (ii) ist für ein Ersatzschaltbild ohne  $C_B'$  und ohne  $C_0'$  (Modell aus [53, 61]) berechnet.

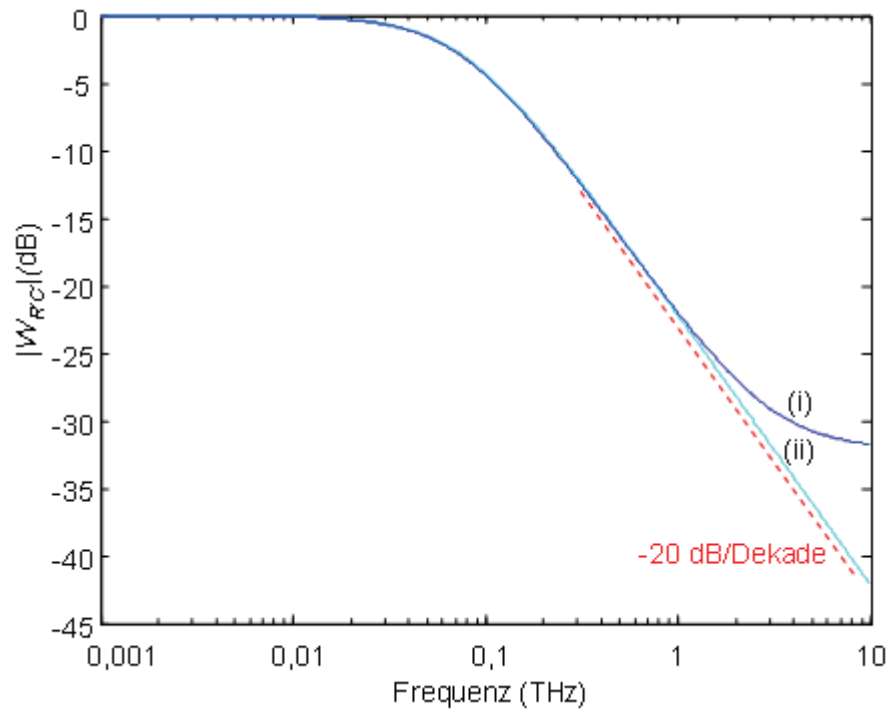


Abbildung 3.16: (i) Übertragungsfunktion, die den Einfluss des Widerstands- und Kapazitätsbelags nach dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 3.17 im Frequenzgang beschreibt. (ii) Übertragungsfunktion, die den Einfluss des Widerstands- und Kapazitätsbelags nach dem Modell aus [53, 61] (Ersatzschaltbild aus Abbildung 6.7 ohne  $C_B'$  und  $C_0'$ ) im Frequenzgang beschreibt. Beide Kurven sind auf 0 dB normiert.

### 3.2.3.3 Einfluss der Wellenausbreitung und der Reflexionen

Was bei einem Wanderwellen-Bauelement besonders berücksichtigt werden muss ist, dass sich entlang der (TW-PD)-Struktur Wellen ausbreiten, die verteilt absorbiert und generiert werden, und, falls die Leitung / das Bauelement nicht unendlich lang oder mit angepassten Abschlussimpedanzen versehen ist, auch reflektiert werden. Der Einfluss der Wellenausbreitung wird im Folgenden weiter diskutiert für eine Lastimpedanz  $Z_0^*$  als Abschluss und für eine parallel angeschlossene 50  $\Omega$ -Messsonde (Abschnitt 3.2.3.3.1 bzw. 3.2.3.3.2).



### 3.2.3.3.1 Diskussion für eine Abschlussimpedanz $Z_0^*$

Die Länge des TW-PD wird in der Simulation zwischen 10 und 530  $\mu\text{m}$  in 40- $\mu\text{m}$ -Schritten variiert. Am Ende des TW-PD wird eine Lastimpedanz  $Z_0^*$  angeschlossen, wodurch die Ausgangsleistung maximiert ist.

In der Abbildung 3.18 ist die Übertragungsfunktion  $W_{AE}(\omega)$  (Gleichung (3.56)) dargestellt, die den kombinierten Einfluss von Wellenausbreitung und Reflexionen in der Ausgangsleistung dargestellt. Die Simulation zeigt, dass auch in dieser Konfiguration für kürzere Längen der TW-PDs vor dem Abgriffpunkt der Sonde die Hochfrequenzeigenschaften besser sind.

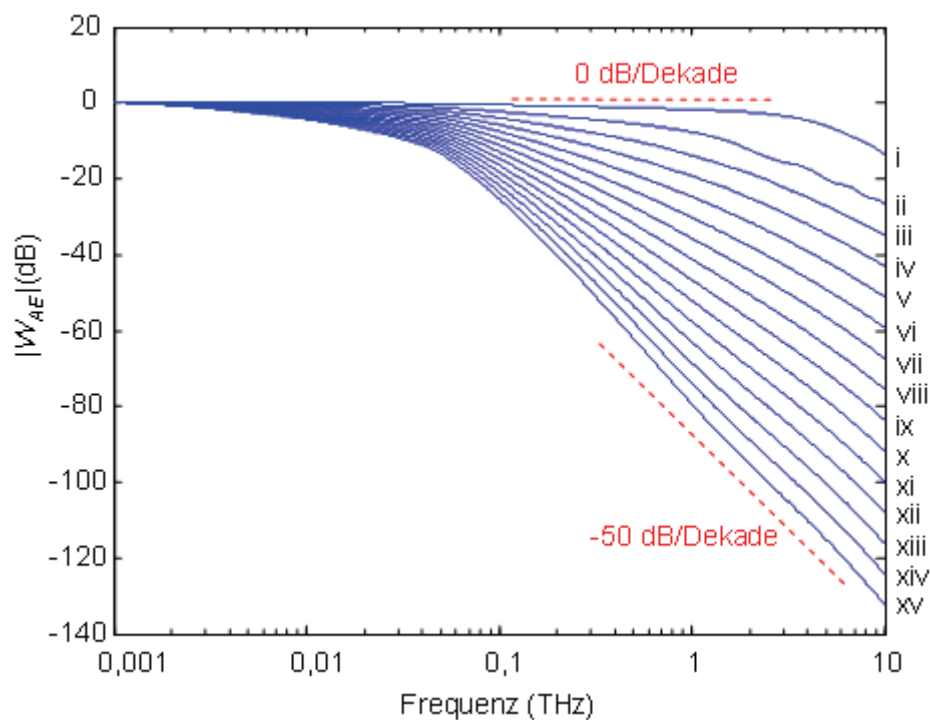


Abbildung 3.18: Einfluss der Ausbreitungs-(„Wanderwellen“-)Effekte für TW-PDs mit Abschlussimpedanz  $Z_0^*$  (charakteristische Impedanz konjugiert). Die Länge des TW-PD ist: (i) 10  $\mu\text{m}$ , (ii) 50  $\mu\text{m}$ , (iii) 90  $\mu\text{m}$ , (iv) 130  $\mu\text{m}$ , (v) 170  $\mu\text{m}$ , (vi) 210  $\mu\text{m}$ , (vii) 250  $\mu\text{m}$ , (viii) 290  $\mu\text{m}$ , (ix) 310  $\mu\text{m}$ , (x) 350  $\mu\text{m}$ , (xi) 390  $\mu\text{m}$ , (xii) 410  $\mu\text{m}$ , (xiii) 450  $\mu\text{m}$ , (xiv) 490  $\mu\text{m}$ , (xv) 530  $\mu\text{m}$ . Alle Kurven sind auf 0 dB normiert.

### 3.2.3.3.2 Diskussion für parallel angeschlossene 50 $\Omega$ -Messsonde

Die Länge des TW-PD vor dem Abgriffpunkt der 50  $\Omega$ -Messsonde auf dem TW-PD (siehe Abbildung 6.1) wird in der Simulation zwischen 10 und 530  $\mu\text{m}$  in 40  $\mu\text{m}$ -Schritten variiert. Die Länge des TW-PD nach dem Aufsetzpunkt beträgt jeweils 5000  $\mu\text{m}$ .

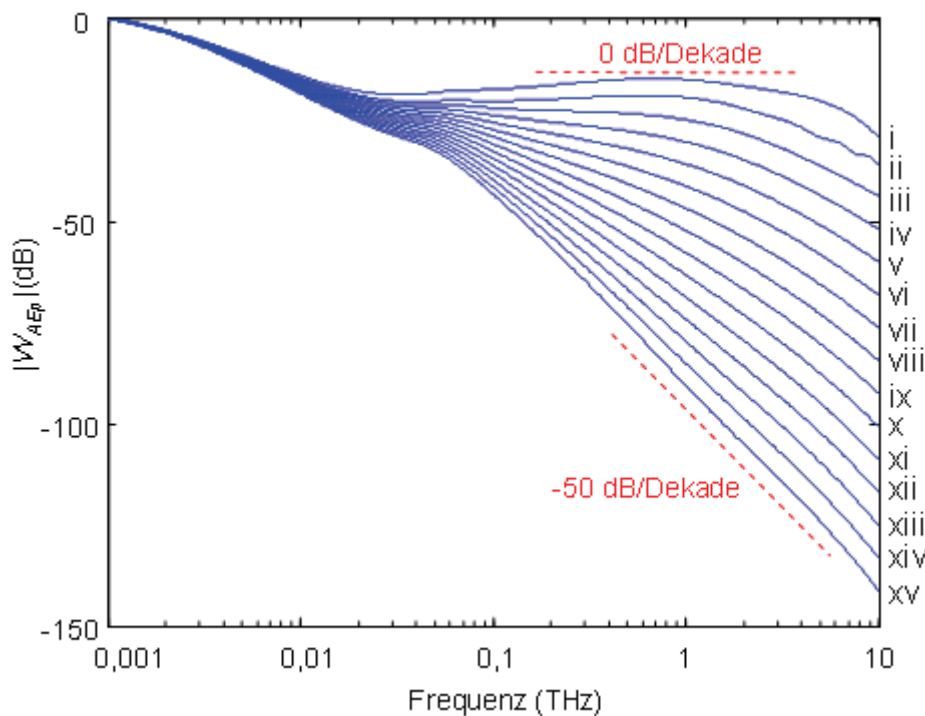


Abbildung 3.19: Einfluss der Ausbreitungs- („Wanderwellen“-)Effekte im Frequenzgang, bei Abgriff der Leistung mit 50  $\Omega$ -Messsonde. Die Länge nach dem Aufsetzpunkt der Messsonde beträgt jeweils 5000  $\mu\text{m}$ . Die Längen vor dem Aufsetzpunkt sind: (i) 10  $\mu\text{m}$ , (ii) 50  $\mu\text{m}$ , (iii) 90  $\mu\text{m}$ , (iv) 130  $\mu\text{m}$ , (v) 170  $\mu\text{m}$ , (vi) 210  $\mu\text{m}$ , (vii) 250  $\mu\text{m}$ , (viii) 290  $\mu\text{m}$ , (ix) 310  $\mu\text{m}$ , (x) 350  $\mu\text{m}$ , (xi) 390  $\mu\text{m}$ , (xii) 410  $\mu\text{m}$ , (xiii) 450  $\mu\text{m}$ , (xiv) 490  $\mu\text{m}$ , (xv) 530  $\mu\text{m}$ . Alle Kurven sind auf 0 dB normiert.

In der Abbildung 3.19 ist die Übertragungsfunktion  $W_{AEp}(\omega)$  (Anhang A.8) dargestellt, die den kombinierten Einfluss von Wellenausbreitung und Reflexionen auf die Ausgangsleistung beschreibt. Die Simulation zeigt, dass für kürzere Längen der TW-PDs vor dem Abgriffpunkt der Sonde die

Hochfrequenzeigenschaften besser sind. Die Erklärung dafür ist, dass für längere Bauelemente die elektrischen Verluste nicht mehr durch die photogenerierte Leistung kompensiert werden [24, 52] und die Fehlanpassung zwischen elektrischer und optischer Welle wichtiger wird.

Die Steigung bei niedrigen Frequenzen und eine gewisse Welligkeit im Frequenzgang sind Folgen der sich konstruktiv oder destruktiv überlagernden Reflexionen.

### 3.2.3.4 Beispielrechnungen zum Frequenzgang

Für die TW-PDs aus dem vorherigen Abschnitt wurde die verfügbare Leistung gemäß Gleichung ( 3.58 ) und ( 3.78 ) für Abschlussimpedanz  $Z_0^*$  und parallel angeschlossene 50  $\Omega$ -Messsonde berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.20 bzw. Abbildung 3.21 dargestellt.

Sowohl in der Simulation mit Abschlussimpedanz  $Z_0^*$  als auch in der Simulation mit parallel aufgesetzter 50  $\Omega$ -Messsonde ((i), (ii) in Abbildung 3.20 bzw. Abbildung 3.21) kann für TW-PDs mit Längen bis ca. 50  $\mu\text{m}$  bzw. für TW-PDs mit bis zu ca. 50  $\mu\text{m}$  Abstand von der Einkopplungsfläche zum Aufsetzpunkt der Sonde (Länge nach dem Aufsetzpunkt beträgt jeweils 5000  $\mu\text{m}$ ) eine Abnahme der Ausgangsleistung mit 40 dB/Dekade festgestellt werden.

Die Ursachen sind einerseits die Laufzeiten der freien Ladungsträger, andererseits der Tiefpasseffekt, verursacht durch den Widerstands- und Kapazitätsbelag der Halbleiterschichten. Dies ist auch die Erklärung für die Abnahme der Leistung mit 40 dB/Dekade in den Messdaten aus Abschnitt 6.3.1, Abbildung 6.9.

Bei längeren Bauelementen oder höheren Frequenzen, tragen die frequenzabhängigen Verluste auf der Leitung zusätzlich zur Reduzierung der Leistung bei ((iii)-(xv) in Abbildung 3.20 und. Abbildung 3.21).

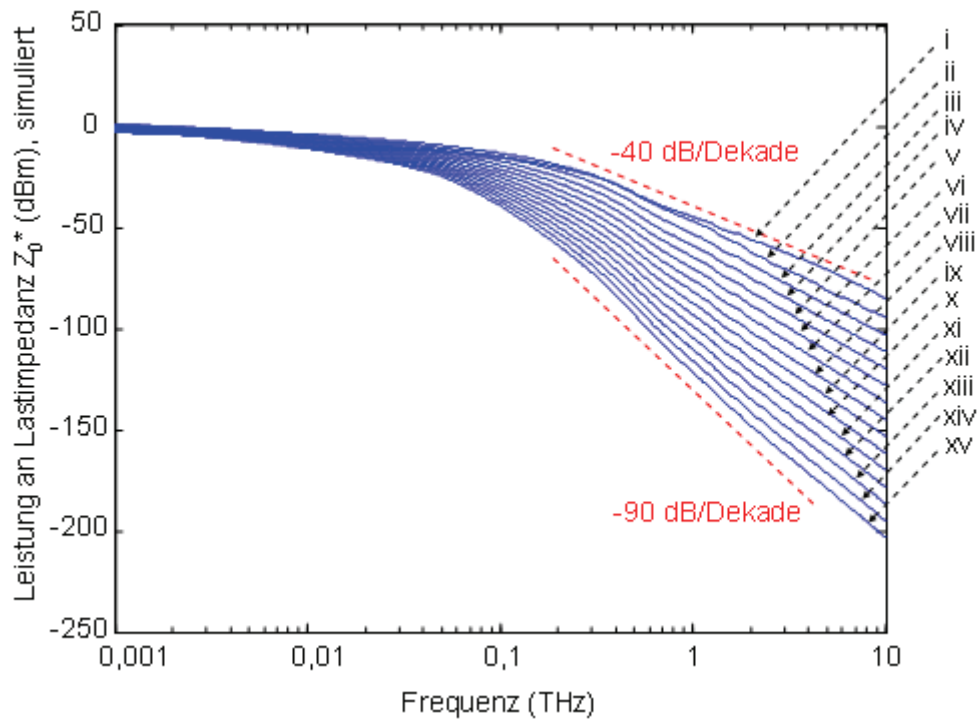


Abbildung 3.20: Berechnete Leistung an einer Abschlussimpedanz, die komplex konjugiert zu  $Z_0$  ist, für die TW-PDs aus Abbildung 3.19. Die Kurven sind nicht normiert. Die Länge des TW-PD ist: (i)  $10\ \mu\text{m}$ , (ii)  $50\ \mu\text{m}$ , (iii)  $90\ \mu\text{m}$ , (iv)  $130\ \mu\text{m}$ , (v)  $170\ \mu\text{m}$ , (vi)  $210\ \mu\text{m}$ , (vii)  $250\ \mu\text{m}$ , (viii)  $290\ \mu\text{m}$ , (ix)  $310\ \mu\text{m}$ , (x)  $350\ \mu\text{m}$ , (xi)  $390\ \mu\text{m}$ , (xii)  $410\ \mu\text{m}$ , (xiii)  $450\ \mu\text{m}$ , (xiv)  $490\ \mu\text{m}$ , (xv)  $530\ \mu\text{m}$ . Alle Kurven sind auf  $0\ \text{dB}$  normiert.

Bei Frequenzen größer als ein Terahertz wird der Tiefpasseffekt, verursacht durch den Kapazitätsbelag der intrinsischen Zone und den Widerstandsbelag des Bahngebietes, durch die Kapazität des Bahngebiets ( $C_B'$ ) neutralisiert, was den höheren elektrischen Verlusten gegenwirkt.

Die Simulationen wurden mit gleicher optischer Eingangsleistung durchgeführt. Die Kurven sind nicht normiert; im niedrigen Frequenzbereich kreuzen sich die einzelnen Kurven und es findet eine Umsortierung statt. Begründet werden kann dies durch den Umstand, dass längere TW-PDs einen höheren Anteil des eingestrahnten Lichts absorbieren und dadurch bei niedrigeren Frequenzen ( $\Rightarrow$  geringere elektrische Verluste) effizienter sind.

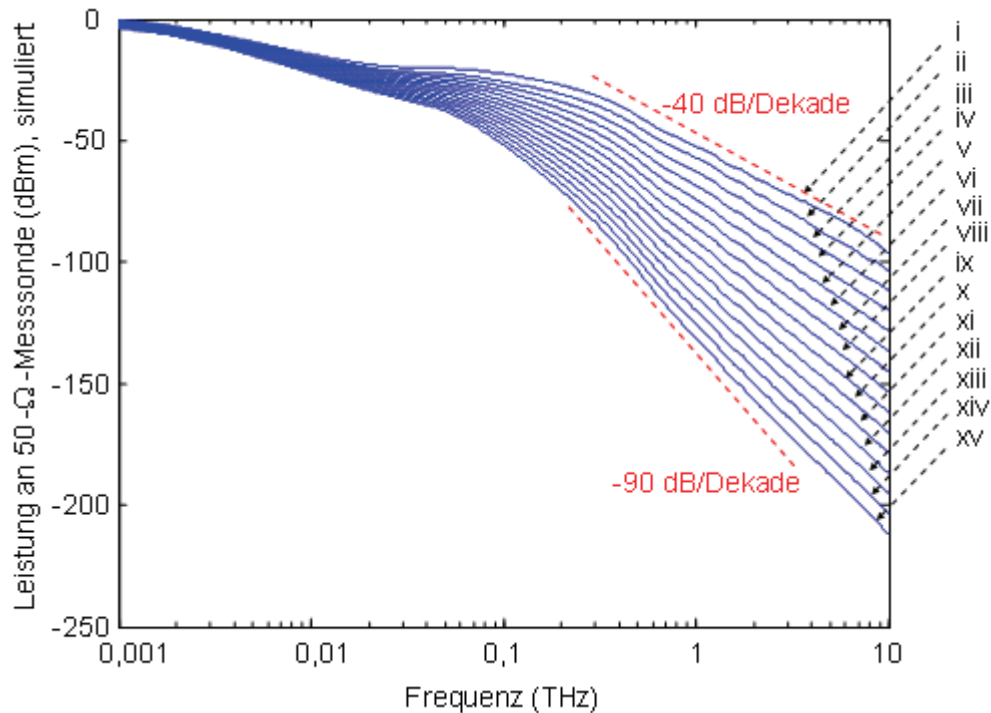


Abbildung 3.21: Berechnete Leistung an einer 50  $\Omega$ -Messsonde. Die Kurven sind nicht normiert. Die Länge nach dem Aufsetzpunkt der Messsonde beträgt jeweils 5000  $\mu\text{m}$ . Die Längen vor dem Aufsetzpunkt sind: (i) 10  $\mu\text{m}$ , (ii) 50  $\mu\text{m}$ , (iii) 90  $\mu\text{m}$ , (iv) 130  $\mu\text{m}$ , (v) 170  $\mu\text{m}$ , (vi) 210  $\mu\text{m}$ , (vii) 250  $\mu\text{m}$ , (viii) 290  $\mu\text{m}$ , (ix) 310  $\mu\text{m}$ , (x) 350  $\mu\text{m}$ , (xi) 390  $\mu\text{m}$ , (xii) 410  $\mu\text{m}$ , (xiii) 450  $\mu\text{m}$ , (xiv) 490  $\mu\text{m}$ , (xv) 530  $\mu\text{m}$ . Alle Kurven sind auf 0 dB normiert.

### 3.2.4 Beispielrechnung der potentiell entnehmbaren Leistung bei Frequenzen zwischen 50 GHz und 6,4 THz

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse von Rechnungen für die maximal entnehmbare Leistung mit Abschlussimpedanz  $Z_0^*$  und parallel angeschlossener 50  $\Omega$ -Messsonde bei Frequenzen zwischen 50 GHz und 6,4 THz gezeigt.

Die Parameter im Ersatzschaltbild werden im Abschnitt 6.2 durch Anpassung des Modells an Messdaten ermittelt. Für die nachfolgenden Simulationen wurde eine eingekoppelte optische Leistung von 25,28 mW angenommen, die sich aus der Anpassung an diejenigen Messergebnisse ergibt, bei denen eine

Ausgangsleistung von  $-7,9$  dBm bei  $110$  GHz an der  $50 \Omega$ -Messsonde (siehe auch Abschnitt 6.1, Abbildung 6.5) erreicht wird.

Im Fall der Abschlussimpedanz nimmt die Länge des TW-PDs Werte von  $0 \mu\text{m}$  bis  $65 \mu\text{m}$  an ( $65 \mu\text{m}$  ist die Länge des TW-PDs aus Abschnitt 6.2). Im Fall der Messsonde nimmt der Abstand von der Einkopplungsfläche des TW-PDs bis zur Sonde Werte von  $0 \mu\text{m}$  bis  $65 \mu\text{m}$  an, wobei die Gesamtlänge des TW-PD jeweils  $65 \mu\text{m}$  ist.

Wie erwartet ergibt die Simulation in Abbildung 3.22 für eine  $65 \mu\text{m}$  langen TW-PD mit  $50 \Omega$ -Abschlusswiderstand den gleichen Leistungswert wie für den Fall, dass eine  $50 \Omega$ -Messsonde am Ende eines  $65 \mu\text{m}$  langen TW-PD aufgesetzt wird.

Die Simulationen in Abbildung 3.23 wurden unter Annahme einer Abschlussimpedanz  $Z_0^*$  durchgeführt und ergeben die potentiell entnehmbare Leistung für die TW-PD-Struktur aus dieser Arbeit (vgl. Abbildung 6.3).

Der Widerstandsbelag  $R_B'$ , ermittelt im Abschnitt 6.2, beträgt  $3 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{m}$ . In den Simulationen aus Abbildung 3.24, Abbildung 3.25 und Abbildung 3.26 wird die Möglichkeit einer Leistungserhöhung insbesondere bei hohen Frequenzen demonstriert, indem  $R_B'$  auf  $1,5 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{m}$ ,  $0,3 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{m}$  und  $0 \Omega/\text{m}$  reduziert wurde.

Die potentiell entnehmbare Leistung und die dazugehörige optimale Länge der TW-PDs sind in Tabelle 3.1 dargestellt.

Die mit einer  $50 \Omega$ -Messsonde entnehmbare Leistung und der jeweils dazugehörige Abstand von der Einkopplungsfläche des TW-PDs zur Sonde findet man in der Tabelle 3.2.

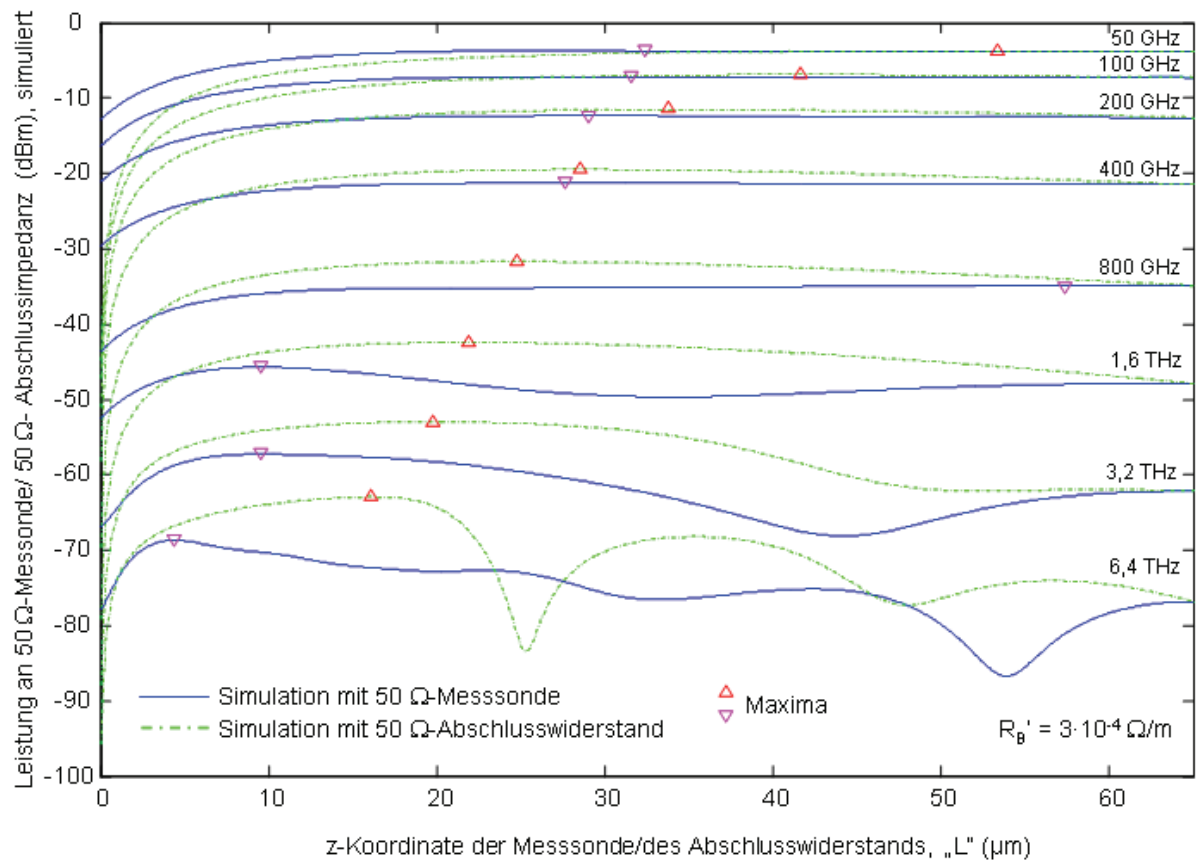


Abbildung 3.22: Überprüfung der Simulation für die berechnete Leistung bei Frequenzen zwischen 50 GHz und 6,4 THz an einem 50 Ω-Abschlusswiderstand (strichpunktiert) und an einer parallel angeschlossenen 50 Ω-Messsonde (durchgezogen). Der Wert des Bahnwiderstandsbelags  $R_B'$  der dotierten Schichten beträgt  $3 \cdot 10^{-4} \Omega/m$ .

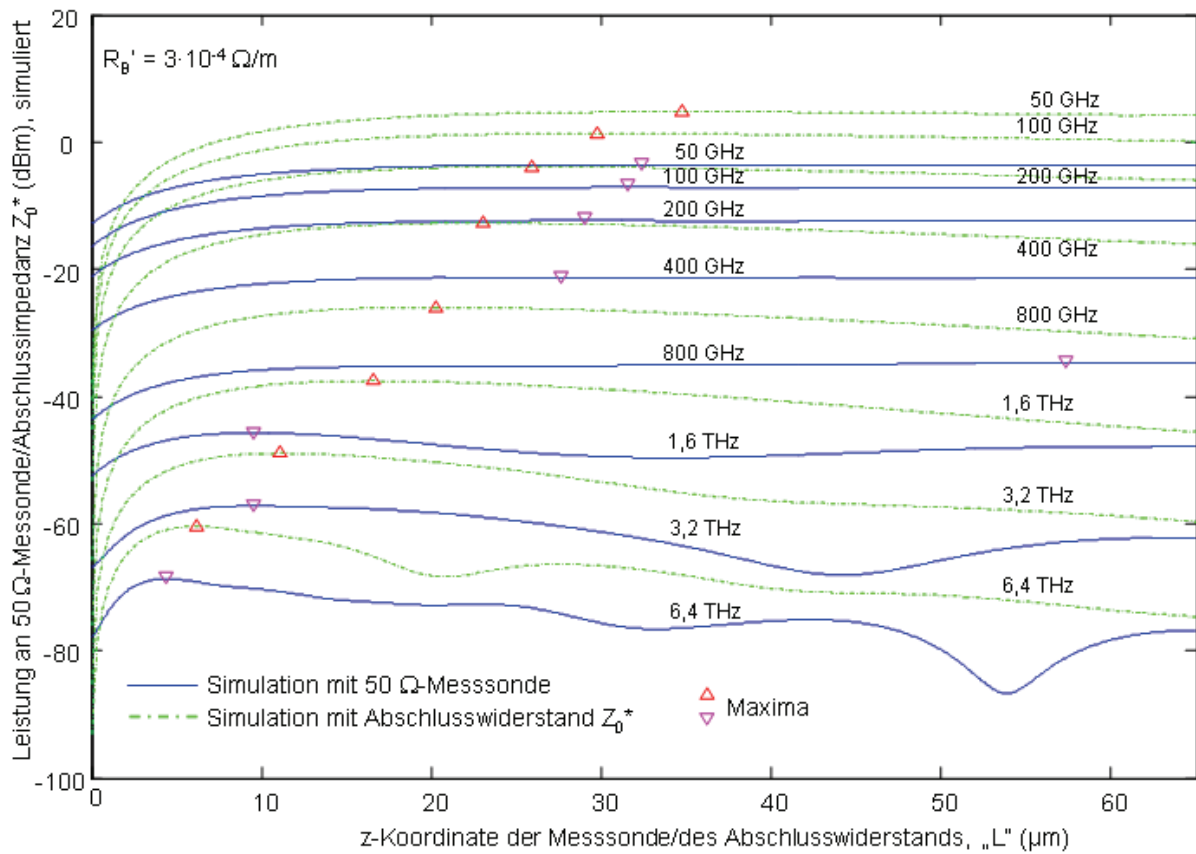


Abbildung 3.23: Berechnete Leistung bei Frequenzen zwischen 50 GHz und 6,4 THz an einer Abschlussimpedanz  $Z_0^*$  (strichpunktiert) und für den Fall einer parallel angeschlossenen 50 Ω-Messsonde (durchgezogen). Der Wert des Bahnwiderstandsbelags  $R_B'$  der dotierten Schichten beträgt  $3 \cdot 10^{-4} \Omega/m$ .



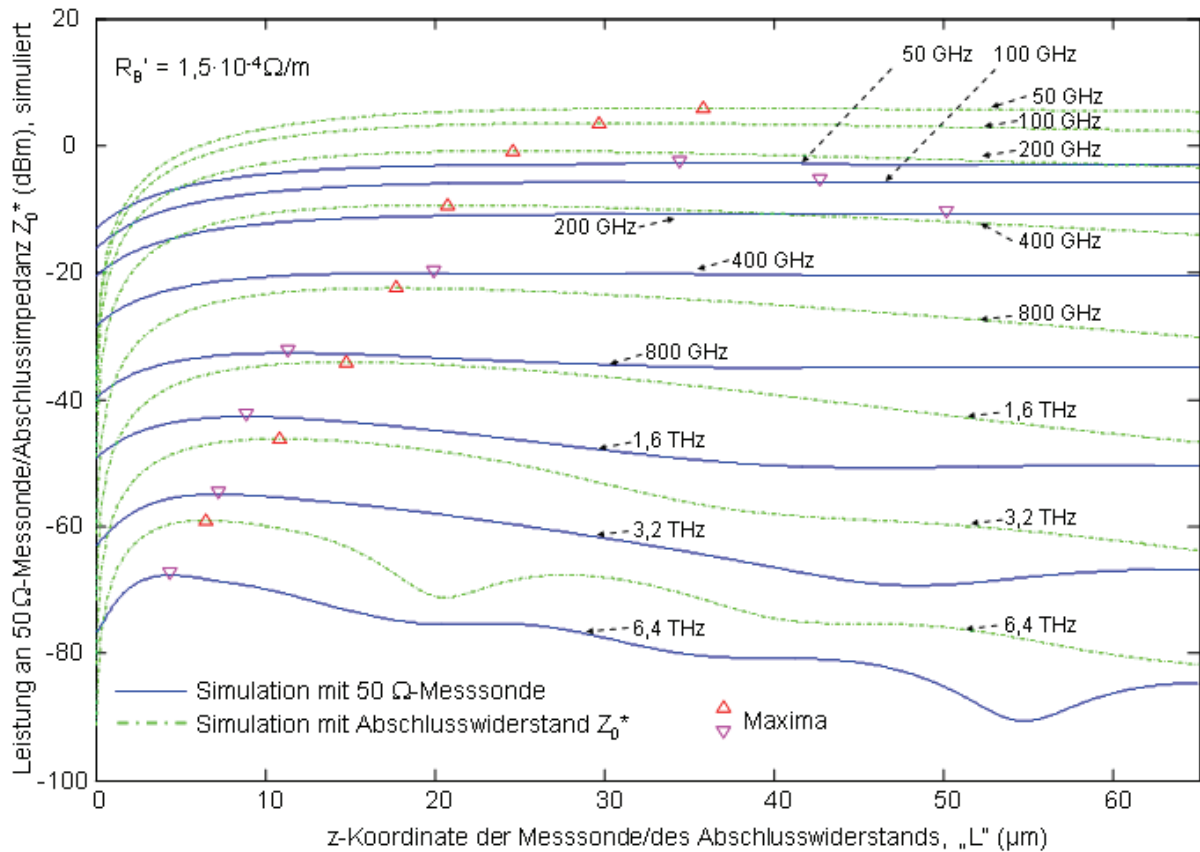


Abbildung 3.24: Berechnete Leistung bei Frequenzen zwischen 50 GHz und 6,4 THz an einer Abschlussimpedanz  $Z_0^*$  (strichpunktiert) und für den Fall einer parallel angeschlossenen 50 Ω-Messsonde (durchgezogen). Für den Bahnwiderstandsbelag  $R_B'$  der dotierten Schichten wird hier ein Wert von  $1,5 \cdot 10^{-4} \Omega/m$  angenommen.

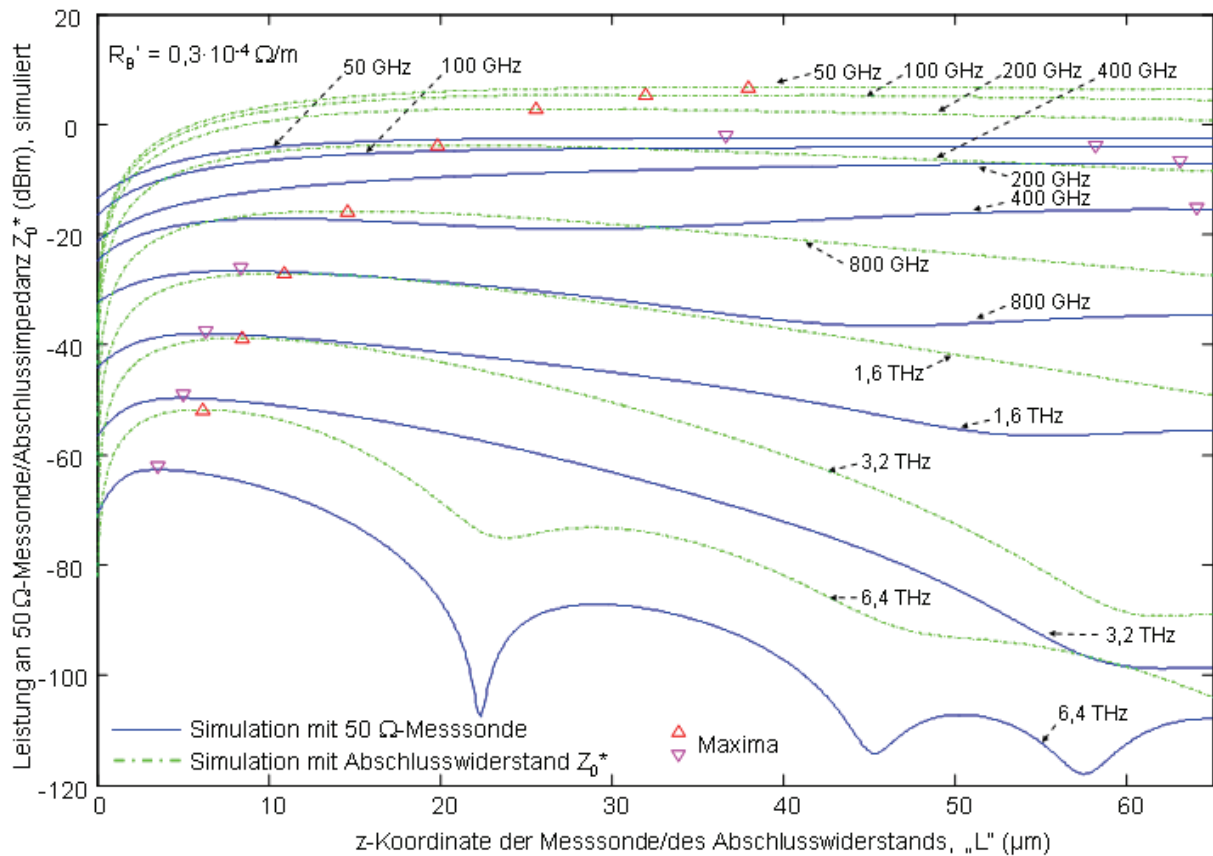


Abbildung 3.25: Berechnete Leistung bei Frequenzen zwischen 50 GHz und 6,4 THz an einer Abschlussimpedanz  $Z_0^*$  (strichpunktiert) und für den Fall einer parallel angeschlossenen 50 Ω-Messsonde (durchgezogen). Für den Bahnwiderstandsbelag  $R_B'$  der dotierten Schichten wird in diesem Diagramm ein Wert von  $0,3 \cdot 10^{-4} \Omega/m$  angenommen.

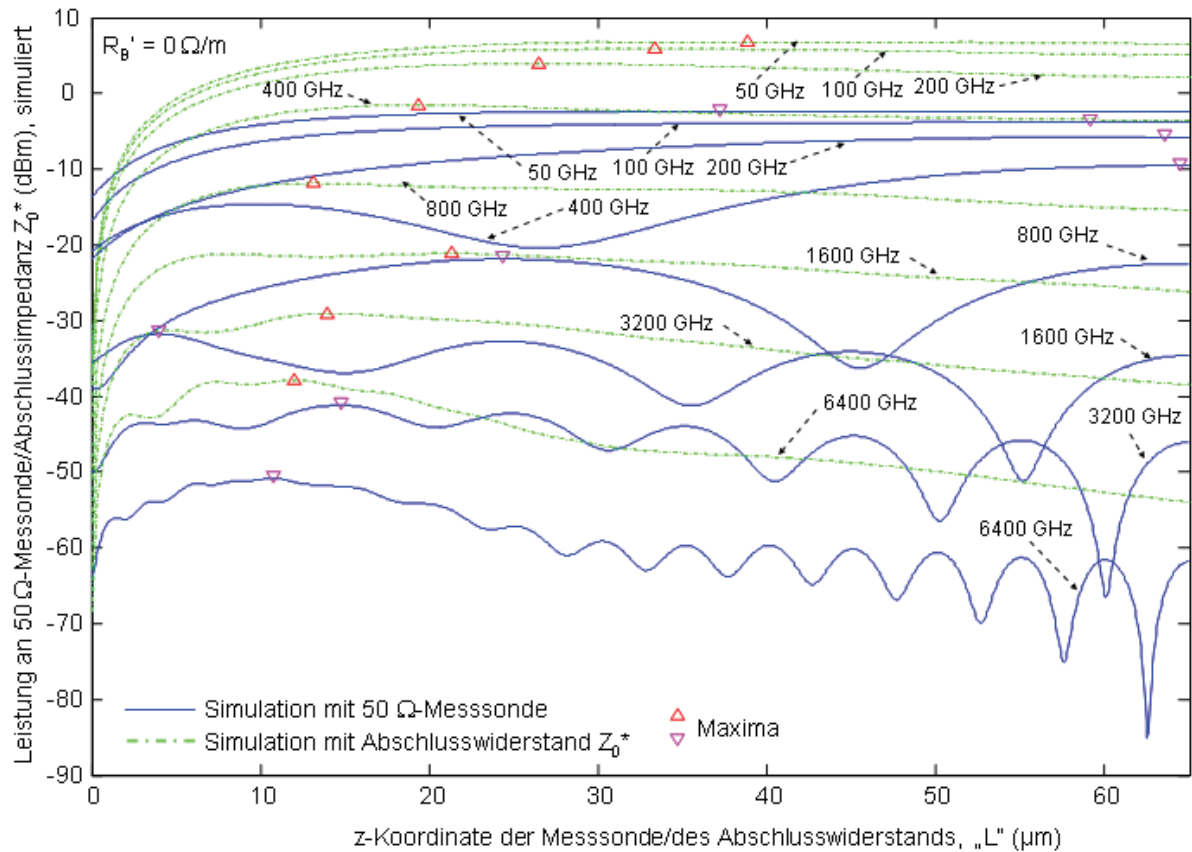


Abbildung 3.26: Berechnete Leistung bei Frequenzen zwischen 50 GHz und 6,4 THz an einer Abschlussimpedanz  $Z_0^*$  (strichpunktiert) und für den Fall einer parallel angeschlossenen 50  $\Omega$ -Messsonde (durchgezogen). Für den Bahnwiderstandsbelag  $R_B'$  der dotierten Schichten wird hier ein Wert von 0  $\Omega/m$  angenommen.

Tabelle 3.1: Potentiell entnehmbare Leistung und optimale Länge des TW-PDs. Durch Reduzierung des Parameters  $R_B'$  können insbesondere bei hohen Frequenzen größere Leistungen erreicht werden.

Frequenz	Leistung an Abschlussimpedanz $Z_A$ in dBm, Länge in $\mu\text{m}$									
	$R_B' = 3 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{m}$ $Z_A = 50 \Omega$		$R_B' = 3 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{m}$ $Z_A = Z_0^*$		$R_B' = 1,5 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{m}$ $Z_A = Z_0^*$		$R_B' = 0,3 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{m}$ $Z_A = Z_0^*$		$R_B' = 0 \Omega/\text{m}$ $Z_A = Z_0^*$	
GHz	dBm	$\mu\text{m}$	dBm	$\mu\text{m}$	dBm	$\mu\text{m}$	dBm	$\mu\text{m}$	dBm	$\mu\text{m}$
50	-3,74	53,30	4,72	34,78	5,88	35,82	6,68	37,96	6,85	38,81
100	-6,91	41,67	1,30	29,77	3,49	29,71	5,40	31,98	5,85	33,35
200	-11,55	33,80	-3,94	25,94	-0,90	24,64	2,82	25,55	3,89	26,52
400	-19,52	28,54	-12,79	23,01	-9,36	20,74	-3,78	19,83	-1,58	19,37
800	-31,73	24,77	-26,01	20,28	-22,48	17,74	-15,78	14,63	-11,89	13,13
1600	-42,44	21,91	-37,59	16,58	-34,16	14,76	-27,05	10,92	-21,17	21,32
3200	-53,01	19,76	-48,97	11,11	-46,23	10,86	-38,81	8,45	-29,07	13,98
6400	-62,95	16,12	-60,50	6,17	-59,09	6,5	-51,80	6,18	-37,87	11,96

Tabelle 3.2: Potentiell entnehmbare Leistung mit einer  $50 \Omega$ -Messsonde für einen  $65 \mu\text{m}$  langen TW-PD und dazugehöriger Abstand von der Einkopplungsfläche des TW-PDs zum Aufsetzpunkt der Sonde. Durch Reduzierung des Parameters  $R_B'$  können insbesondere bei hohen Frequenzen größere Leistungen erreicht werden.

Frequenz	$R_B'$							
	$3 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{m}$		$1,5 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{m}$		$0,3 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{m}$		$0 \Omega/\text{m}$	
GHz	dBm	$\mu\text{m}$	dBm	$\mu\text{m}$	dBm	$\mu\text{m}$	dBm	$\mu\text{m}$
50	-3,67	32,37	-2,97	34,45	-2,52	36,66	-2,43	37,25
100	-7,15	31,53	-5,71	42,71	-4,19	58,18	-3,83	59,15
200	-12,40	29,06	-10,76	50,12	-7,09	63,12	-5,72	63,57
400	-21,31	27,63	-20,14	19,96	-15,45	64,09	-9,55	64,48
800	-34,91	57,33	-32,74	11,38	-26,63	8,39	-21,91	24,38
1600	-45,76	9,56	-42,77	8,91	-38,03	6,31	-31,78	3,97
3200	-57,26	9,56	-54,99	7,22	-49,73	5,01	-41,23	14,76
6400	-68,73	4,42	-67,75	4,42	-62,71	3,58	-50,84	10,79

## 4 Herstellung der Wanderwellen-Photomischer

In diesem Kapitel wird die Herstellung der Wanderwellen Photomischer, von einfachen TW-PDs (Streifenwellenleiter) bis zu Sender-Chips mit TW-PDs und integrierten bow-tie- und slot-Antennen beschrieben. Für eine erfolgreiche Prozessierung sind die Hinweise am Ende dieses Kapitels wichtig.

Die zu prozessierende Schichtstruktur (Abbildung 4.1) wurde in MOVPE („Metal Organic Vapor Phase Epitaxy“)-Technologie gewachsen.

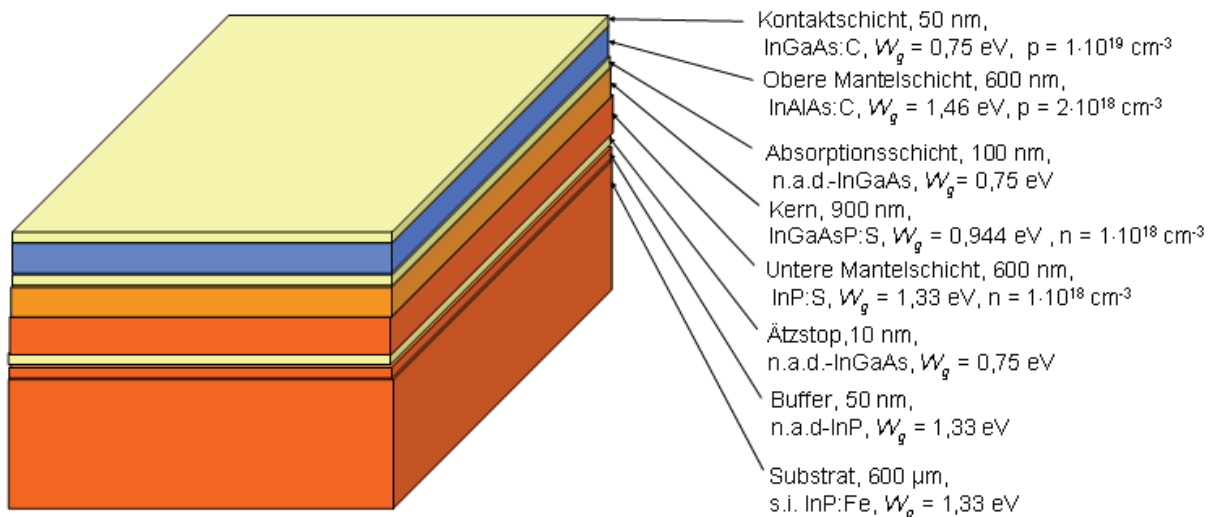


Abbildung 4.1: pin-TW-PD Schichtstruktur (n.a.d = nicht absichtlich dotiert, s.i. = semi isolierend).

### 4.1 Herstellung elementarer Wanderwellen-Photomischer

Hier wird die Realisierung von TW-PDs in Form simpler Streifenwellenleiter mit koplanarer Metallisierung beschrieben. Die Stromversorgung und die Auskopplung der RF-Leistung erfolgen beim Messen über Mikrowellensonden wie im nächsten Kapitel gezeigt wird.

1) Zuerst wird der Mittelleiter (p-Kontakt) auf der Halbleiterschicht metallisiert (Abbildung 4.2).

2) Der Mittelleiter wird vor dem Ätzen mit Photolack (AR4040, positiv) geschützt (Abbildung 4.3).

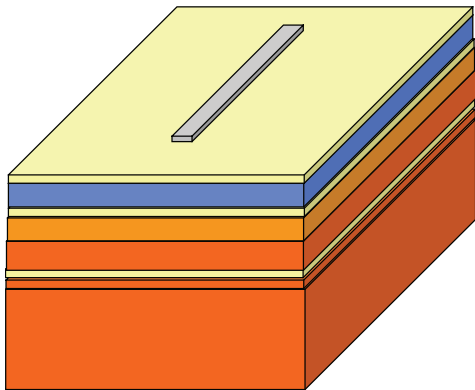


Abbildung 4.2: Mittelleiter auf der Halbleiterschicht.

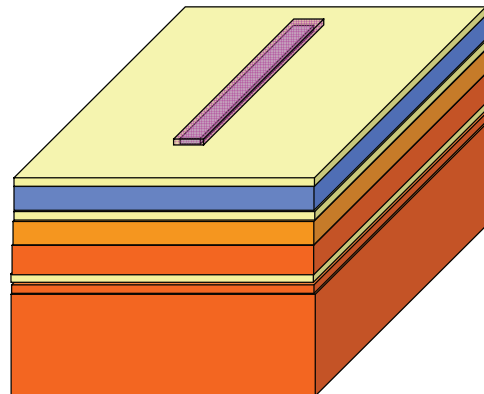


Abbildung 4.3: Mittelleiter, geschützt durch Photolack.

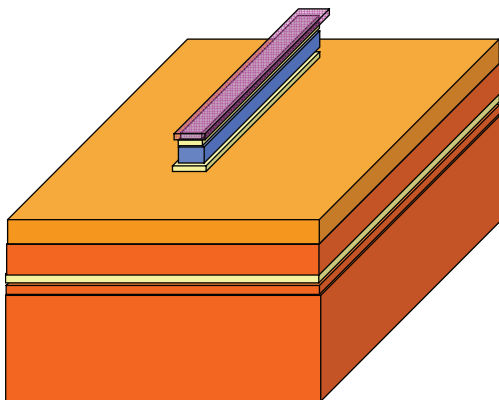


Abbildung 4.4: Es wird bis auf die n-Schicht geätzt.

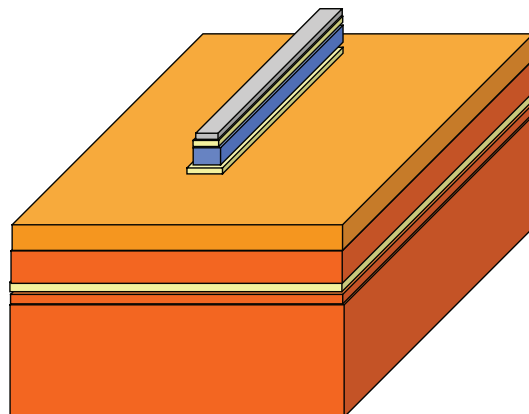


Abbildung 4.5: Der Photolackschutz wird entfernt.

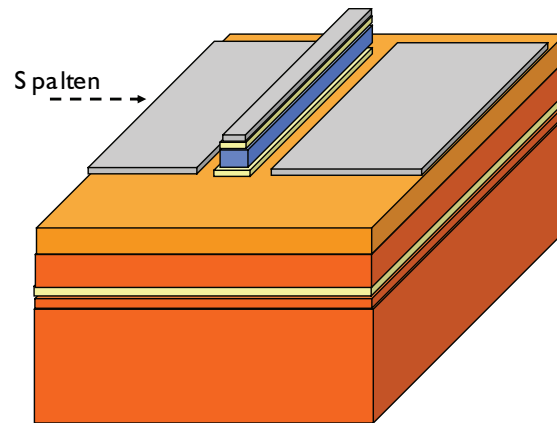


Abbildung 4.6: Die seitlichen Kontakte werden metallisiert (n-Kontakte) und anschließend einlegiert. Um Einkopplungsflächen zu realisieren wird das Bauelement mit Hilfe einer Klinge auf gewünschter Länge unter dem Mikroskop gespalten. Die Genauigkeit beträgt einige zehn  $\mu\text{m}$ .

3) Es werden die ersten drei Schichten (InGaAs/InAlAs/InGaAs) geätzt (Abbildung 4.4).

4) Der Photolackschutz wird vom Mittelleiter entfernt (Abbildung 4.5).

5) Die Seitenleiter werden metallisiert (n-Kontakte, Abbildung 4.6).

6) Die Kontakte werden einlegiert.

7) Der Wafer wird auf 100 – 150  $\mu\text{m}$  gedünnt. Die Chips werden durch Spalten getrennt, so entstehen auch die Einkopplungsflächen der TW-PDs. Die Genauigkeit beträgt einige zehn  $\mu\text{m}$ .

Es wurden auch TW-PDs realisiert, ohne beim Ätzen den Mittelleiter mit Photolack zu schützen. Dieses Verfahren wird als „selbstjustiertes Ätzen“ bezeichnet. Die Strukturen werden durch Unterätzung unter das Metall schmaler (Abbildung 4.7, Abbildung 4.8). Nach theoretischen Studien [28, 52] sollen die

Hochfrequenzeigenschaften diese Strukturen besser und die Impedanz höher sein. Andererseits ist für diese die mechanische Belastbarkeit beim Kontaktieren mit Mikrowellensonden geringer.

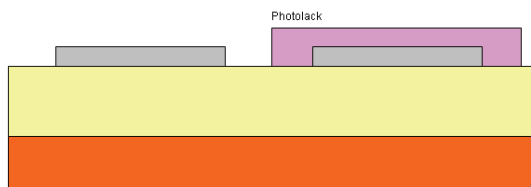


Abbildung 4.7: Gleiche Metallisierung mit und ohne Schutz durch Photolack (rechts, beziehungsweise links).

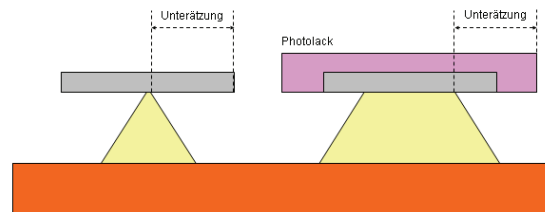


Abbildung 4.8: Folgen der gleichen Unterätzung bei den Metallisierungen mit und ohne Schutz durch Photolack.

## 4.2 Herstellung von Wanderwellen-Photomischer mit integrierten bow-tie-Antennen

1) Für eine gute Funktion von planeren Antennen muss die Leitfähigkeit in dem sich darunter befindenden Substrat möglichst gering sein. Deshalb werden außer einer Mesa, auf der sich der TW-PD befindet, alle dotierten Schichten, die „Buffer“-Schicht und die ersten  $\approx 150$  nm des Substrats entfernt (Abbildung 4.9-Abbildung 4.11).

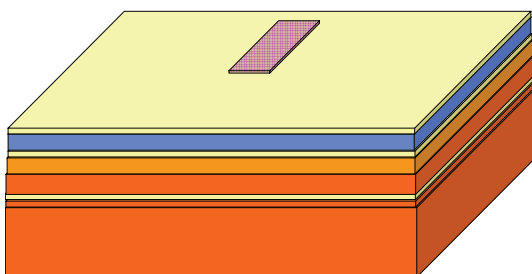


Abbildung 4.9: Lithographie für die größere Mesa.

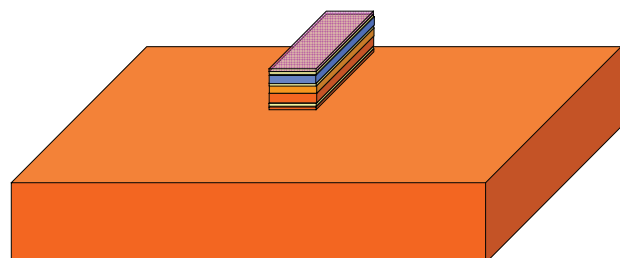


Abbildung 4.10: Ätzen aller Schichten bis ins Substrat.



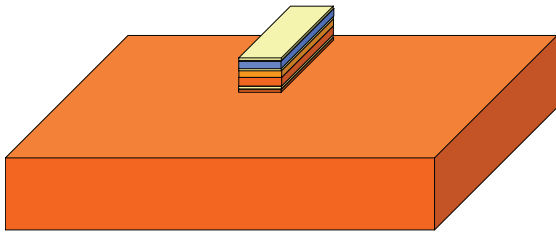


Abbildung 4.11: Entfernung des Photolacks.

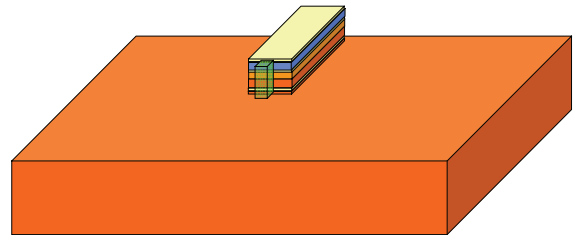


Abbildung 4.12: Isolierung am Ende des TW-PDs.

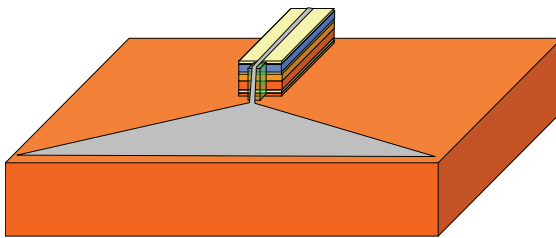


Abbildung 4.13: Metallisierung des Mittelleiters und einer Hälfte der bow-tie.

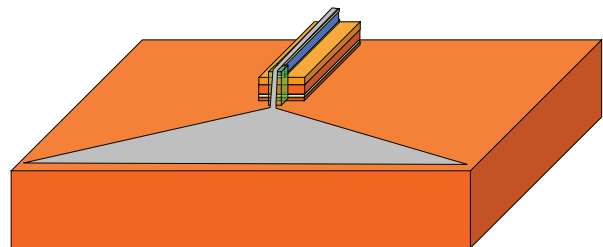


Abbildung 4.14: Ätzen des TW-PD-Wellenleiters.

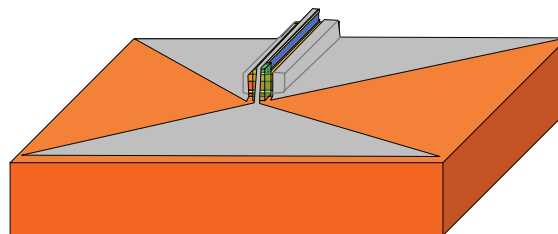


Abbildung 4.15: Metallisierung der Seitenleiter (n-Kontakte), die gleichzeitig die zweite Hälfte der bow-tie-Antenne bilden.

- 2) Die Mesa wird an einem Ende mit Polyimid isoliert (Abbildung 4.12).
- 3) Der Mittelleiter des TW-PDs und eine Hälfte der bow-tie werden metallisiert (p-Kontakt), so dass deren Verbindung über die Isolation stattfindet und der Kurzschluss über die n- und p-dotierten Schichten vermieden wird (Abbildung 4.13).

4) Der Streifen des optischen Wellenleiters wird durch Ätzen definiert (Abbildung 4.14), ähnlich wie im Kapitel 4.1 beschrieben wurde. In diesem Fall wurde der Mittelleiter nicht zusätzlich mit Photolack geschützt, sondern durch selbstjustiertes Ätzen hergestellt. Eine stärkere Unterätzung ist bei diesen Bauteilen weniger kritisch, da diese Bauteile nicht mechanisch mit Mikrowellensonden beansprucht werden.

5) Die Seitenleiter werden metallisiert (n-Kontakte, Abbildung 4.15).

6) Die Kontakte werden einlegiert.

7) Der Wafer wird auf 100 – 150  $\mu\text{m}$  gedünnt. Die Chips werden durch Spalten getrennt, so entstehen auch die Einkopplungsflächen der TW-PDs. Die Variationen von einigen zehn  $\mu\text{m}$  in der Länge der TW-PDs sind für eine systematische experimentelle Untersuchung nützlich.

Ein realisierter Sender-Chip mit bow-tie-Antenne ist in Abbildung 4.16 dargestellt.

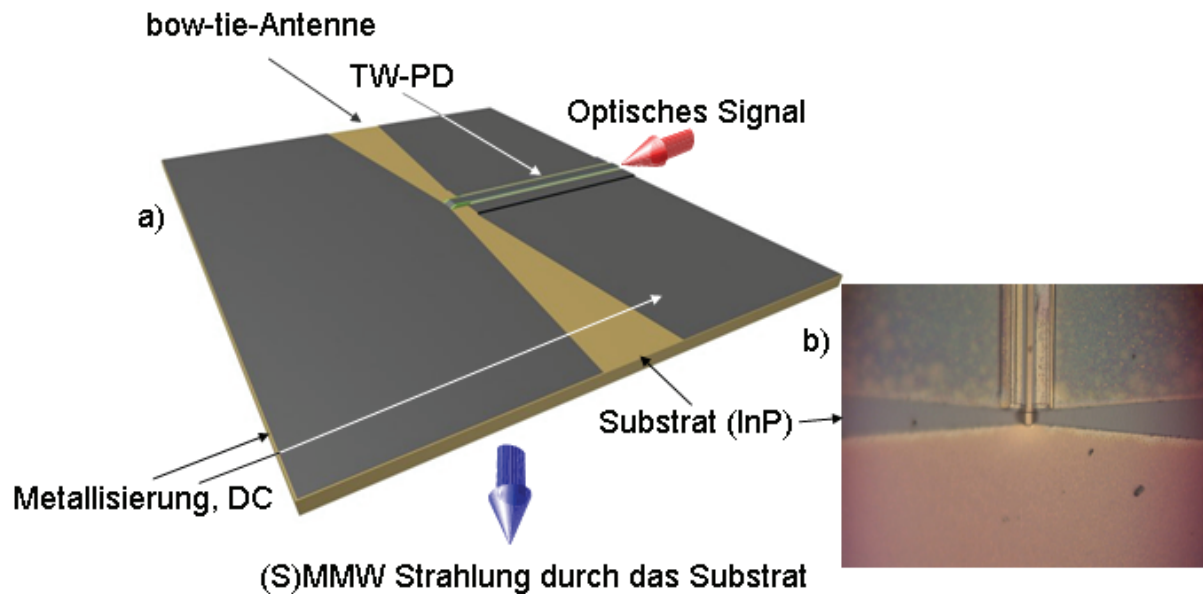


Abbildung 4.16: Sender-Chip mit TW-PD und integrierter, breitbandiger bow-tie-Antenne a) Konzept eines bow-tie Sender-Chips b) Mikroskop-Bild eines realisierten Sender-Chips.

### 4.3 Herstellung von Wanderwellen-Photomischern mit integrierten slot-Antennen

Diese Herstellungsmethode basiert auf [68]:

Methode 1)

1) Eine größere Mesa wird definiert, wie in Kapitel 4.2, Schritt 1) beschrieben ist.

2) Der Mittelleiter (= p-Kontakt) wird auf der Mesa metallisiert (Abbildung 4.17).

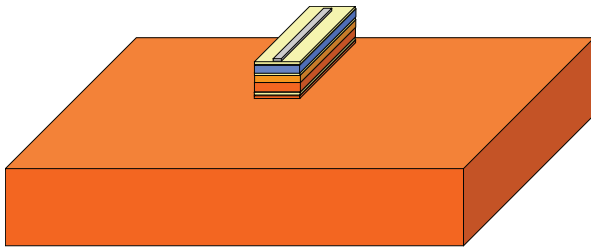


Abbildung 4.17: Metallisierung des Mittelleiters auf der Mesa (p-Kontakt).

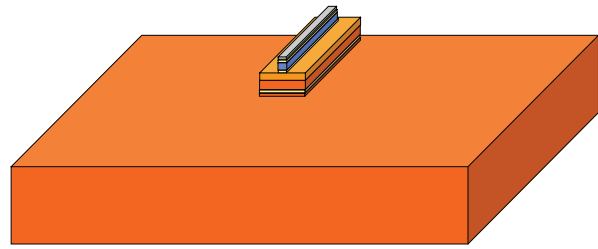


Abbildung 4.18: Ätzen des Streifenwellenleiters.

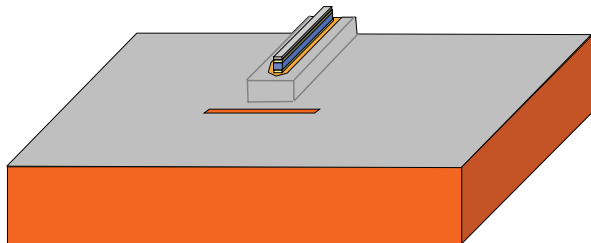


Abbildung 4.19: Metallisierung der Seitenleiter und der slot-Antenne.

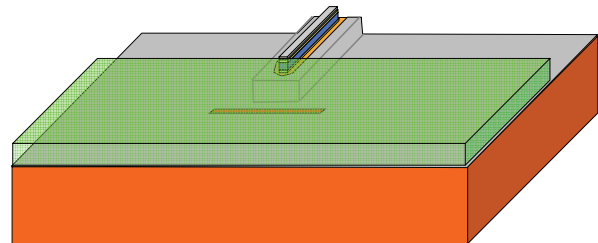


Abbildung 4.20: Ein Ende des TW-PDs wird isoliert, gleichzeitig bildet das Polyimid den dielektrischen Film für die Mikrostreifenleitung.

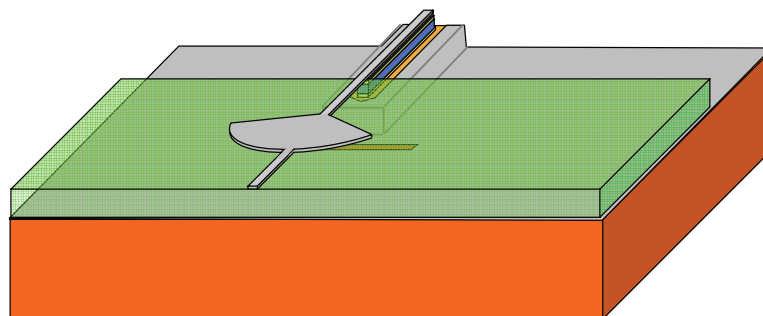


Abbildung 4.21: Metallisierung der Mikrostreifenleitung (Komposition für n-Kontakt). Die RF Leistung wird über den radialen stub der slot-Antenne gekoppelt. Über die Mikrostreifenleitung erfolgt auch die Stromversorgung.

3) Der optische Wellenleiter wird durch Ätzen definiert (Abbildung 4.18). Um die Unterätzung zu vermeiden, wurde der Mittelleiter wie in 4.1 mit Photolack

geschützt. Dies war nötig, da sich unterätzte Mittelleiter in den folgenden Protzessschritten ablösen würden.

4) Die Massenebene, (= n-Kontakt), wird mit den Außenleitern und der slot-Antenne metallisiert (Abbildung 4.19).

5) Ein dünner Film aus Polyimid wird am Ende der Mesastruktur aufgebracht (Abbildung 4.20). Dieser dient als Isolation für die DC-Zufuhr und bildet gleichzeitig das Dielektrikum für die Mikrostreifenleitung.

6) Metallisierung der Mikrostreifenleitung (Abbildung 4.21).

7) Die Kontakte werden einlegiert.

8) Der Wafer wird auf 100 – 150  $\mu\text{m}$  gedünnt. Die Chips werden durch Spalten getrennt, so entstehen auch die Einkopplungsflächen der TW-PDs. Die Variationen von einigen zehn  $\mu\text{m}$  in der Länge der TW-PDs sind für eine systematische experimentelle Untersuchung nützlich.

Da der Mittelleiter 3 – 5  $\mu\text{m}$  schmal ist und sich während der Prozessierung ablösen kann, wurde eine zweite Methode entwickelt, wo dieser erst im letzten Schritt entsteht:

Methode 2)

1) Der Streifen des optischen Wellenleiters wird durch Ätzen definiert. Der Ätzschutz wird durch einen Streifen Photolack realisiert (Abbildung 4.22 und Abbildung 4.23).

2) Weiter wird die größere Mesa mit Photolack geschützt und geätzt (Abbildung 4.24 und Abbildung 4.25).

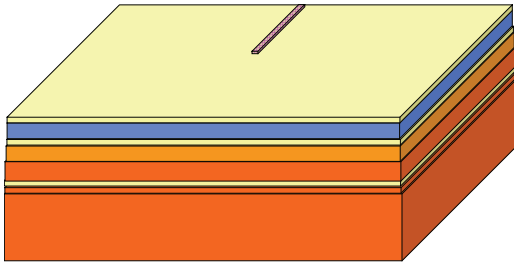


Abbildung 4.22: Schutz des Streifens durch Photolack.

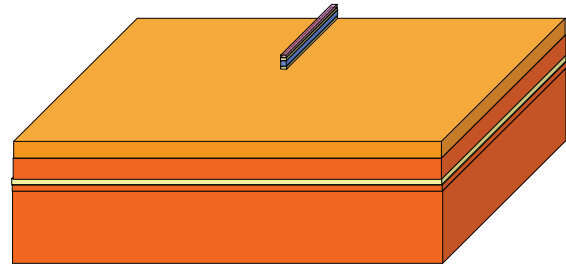


Abbildung 4.23: Ätzen des Streifenleiters.

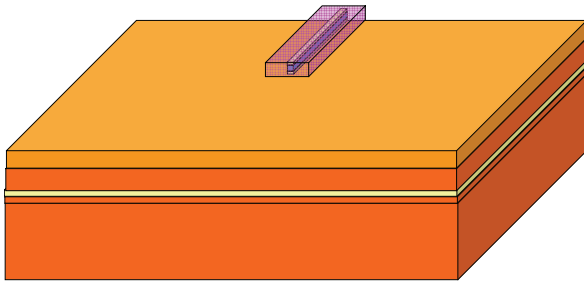


Abbildung 4.24: Schutz der Mesa durch Photolack.

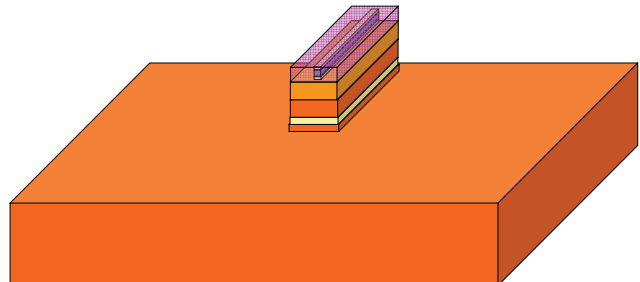


Abbildung 4.25: Ätzen der größeren Mesa.

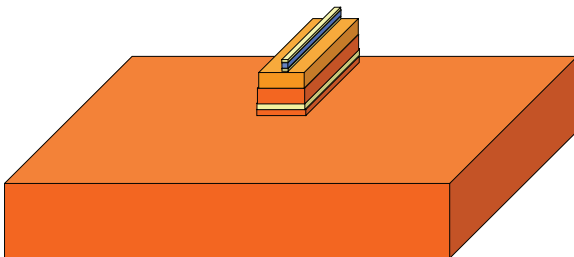


Abbildung 4.26: Entfernung des Photolacks.

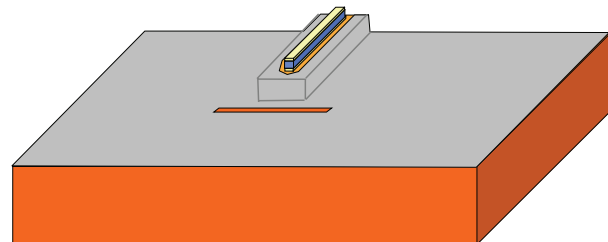


Abbildung 4.27: Metallisierung der Seitenleiter und der slot-Antenne.

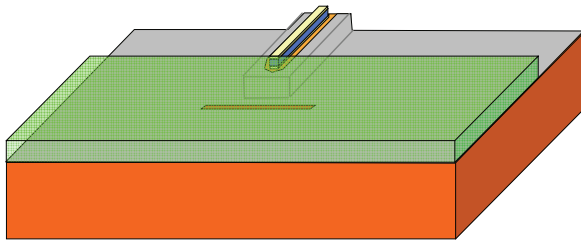


Abbildung 4.28: Ein Ende des TW-PD wird isoliert, gleichzeitig bildet das Polyimid einen dielektrischen Film für die Mikrostreifen Schaltung.

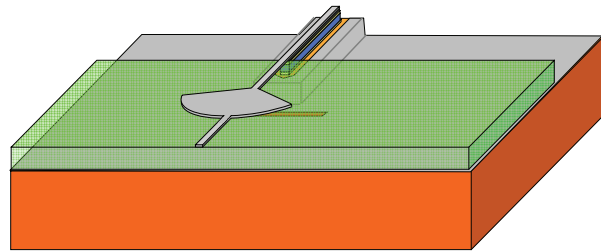


Abbildung 4.29: Metallisierung der Mikrostreifen-Schaltung über die auch die Stromversorgung erfolgt. Die RF-Leistung wird über den radialen stub an der slot-Antenne gekoppelt.

Die nächsten Schritte sind identisch mit 4)–7) von der Methode 1) (Abbildung 4.26 - Abbildung 4.29). Der Mittelleiter entsteht bei dieser Methode beim Metallisieren der Mikrostreifenleitung (Abbildung 4.29).

Realisierte Chips mit resonanten 460-GHz- und 650-GHz-Antennen sind in Abbildung 4.30 bzw. Abbildung 4.31 dargestellt.

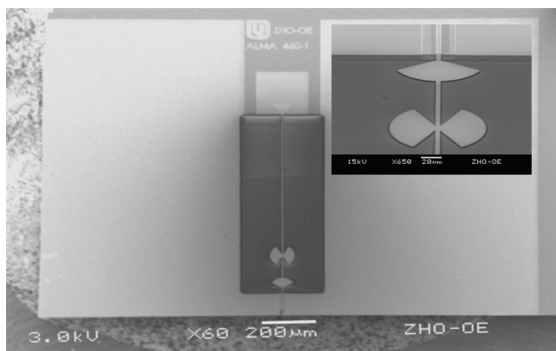


Abbildung 4.30: REM-Bild eines realisierten Sender-Chips mit resonanter 460 GHz-slot-Antenne. Die radialen stubs sind in höherer Vergrößerung gezeigt.

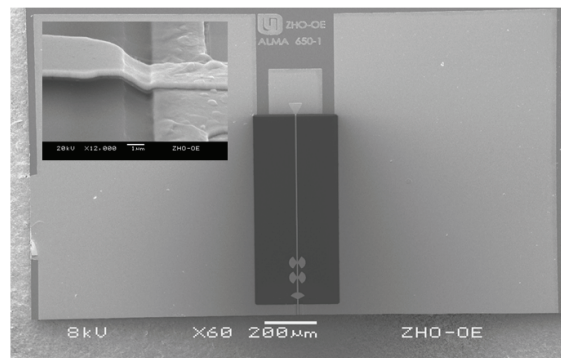


Abbildung 4.31: REM-Bild eines realisierten Sender-Chips mit resonanter 650 GHz-slot-Antenne. Der Übergang der Mikrostreifen-Metallisierung über Polyimid sind in höherer Vergrößerung gezeigt.

## **Technische Hinweise:**

### **Metallisierung:**

Die Metallebenen werden in einem dreiphasigen (Lift-Off) Prozess definiert:

- Lithographie mit dem negativen Photolack ma-n 1420 [69].
- Metallisierung durch Aufdampfen:
  - o Ti/Pt/Au (30/20/300 nm) auf den p-Schichten
  - o Ge/Pt/Au (30/30/300 nm) auf den n-Schichten
- Lift-Off in „Normal (1)-Methyl-2-Pyrrolidon“ (NMP)

### **Ätzen:**

„Mesa“-Strukturen im Halbleiter werden mit einem positiven Photolack (AR-4040, [70]) bedeckt und durch nasschemisches Ätzen definiert. Es wird in kurzen Etappen, die nicht länger als drei Minuten sind, geätzt. Der Photolack wird zwischendurch neu gebacken (95°C Heizplatte, 10 Minuten), um dessen Haftung zu verbessern und Unterätzungen zu vermeiden.

Nach drei dieser Schritte wird der Photolack ersetzt.

Auch Metallflächen aus Gold können als Ätzschutz benutzt werden. In diesem Fall ist die Unterätzung größer. Wenn die Unterätzung in der Größenordnung der Strukturen ist, ist es sinnvoll, das Metall mit Photolack zu bedecken (Abbildung 4.7 und Abbildung 4.8).

Auf dem InP Wafer befinden sich Schichten aus mehreren III-V Mischmaterialien, die mit selektiven Säuren bearbeitet werden [68].



Folgende Lösungen wurden eingesetzt:

$\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$  (1:1:5) für InGaAsP, InAlAs und InGaAs.

Die Ätzrate für InGaAsP mit 1.3  $\mu\text{m}$  Bandlücke liegt bei  $\cong 60$  nm/min.

Die Ätzrate für InAlAs und InGaAs liegt bei  $\approx 600$  nm/min.

Der deutliche Unterschied zwischen den Ätzraten erlaubt es, während der Prozessierung zu erkennen, ob InAlAs, beziehungsweise InGaAs oder InGaAsP geätzt wird [74].

Die Lösung ist selektiv zu InP.

$\text{HCl} : \text{H}_3\text{PO}_4$  (1:1) für InP.

Mit dieser Lösung, die in [68] für das Ätzen von V-Gruben in InP empfohlen wird, wurden die besten Ergebnisse erreicht.

Die Ätzrate ist extrem hoch ( $>40$  nm/s = 2,4  $\mu\text{m}/\text{min}$ ) und das Ätzen geschieht innerhalb von Sekunden.

Die Lösung ist selektiv zu InGaAs und InGaAsP.

Mischungen wie  $\text{HCl} : \text{H}_3\text{PO}_4$  (1:3) und  $\text{HCl} : \text{H}_3\text{PO}_4 : \text{C}_3\text{H}_6\text{O}_3$  (1:5:1) mit den Ätzraten von ca. 100 nm/min beziehungsweise 40 nm/min haben den großen Nachteil, dass das Ätzen gelegentlich stoppt. In diesem Fall wird in [68] kurzes Eintauchen in  $\text{HCl} : \text{H}_3\text{PO}_4$  (1:1) oder HCl empfohlen. Wegen der hohen Ätzraten wird letztendlich mit den stärkeren Säuren geätzt.

### **Isolierung:**

Für die Isolierung wird ein lithographisch strukturierbares Polyimid benutzt (Durimide 7505, [71]). Es ist zu beachten, dass das Metall am Übergang nicht bricht (Abbildung 4.32 und Abbildung 4.33). Beim Belaken mit 5000

Umdrehungen/Minute passiert dies nicht und das Polyimid hat eine Dicke von  $1\ \mu\text{m}$ .

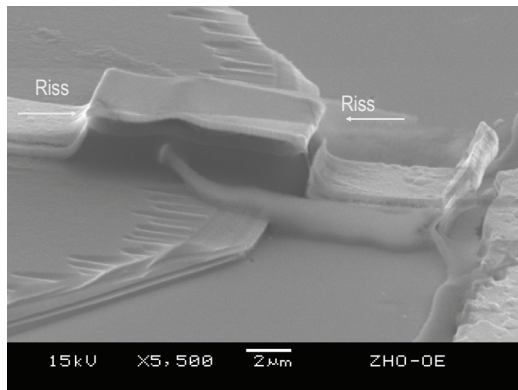


Abbildung 4.32: Bei suboptimalen Parametern der Polyimid-Schicht bricht das Metal am Übergang.

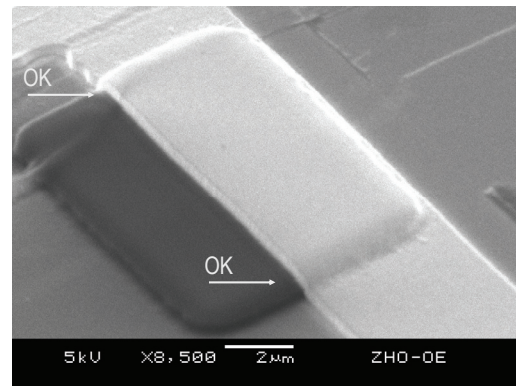


Abbildung 4.33: Das Problem aus Abbildung 4.32 kann durch Optimierung der Prozessparametern gelöst werden (dünnere Schicht  $\approx 1\ \mu\text{m}$ ).

### Einlegieren der p- und n-Kontakte:

Die Parameter für die Einlegierung aus [68] wurden optimiert, so dass ohmsche p- und n-Kontakte entstehen, ohne dass die Metallfläche zerstört wird: die Temperatur steigt in 10 s von  $22\ ^\circ\text{C}$  auf  $390\ ^\circ\text{C}$  und bleibt dann für 45 s konstant auf  $390\ \text{C}$ . Danach wird der „Rapid Tempering and Annealing“ („RTA“)-Ofen auf Raumtemperatur gekühlt. Die Temperatur im Ofen sinkt unter  $200\ ^\circ\text{C}$  innerhalb von Sekunden.

## 5 Experimentelle Charakterisierung der photonischen Lokalszillatoren

Photonische Lokalszillatoren wurden durch einen Laser-Synthesizer, (Abbildung 5.1) bestehend aus zwei durchstimmbaren 1550-nm-Diodenlasern (Anritsu MG9638A), und die zu charakterisierenden Photomischer implementiert. Die zwei Laser sind individuell stabilisiert, so dass deren Differenzfrequenz im Zeitintervall von einigen Stunden in einem Bereich von 5 MHz schwankt.

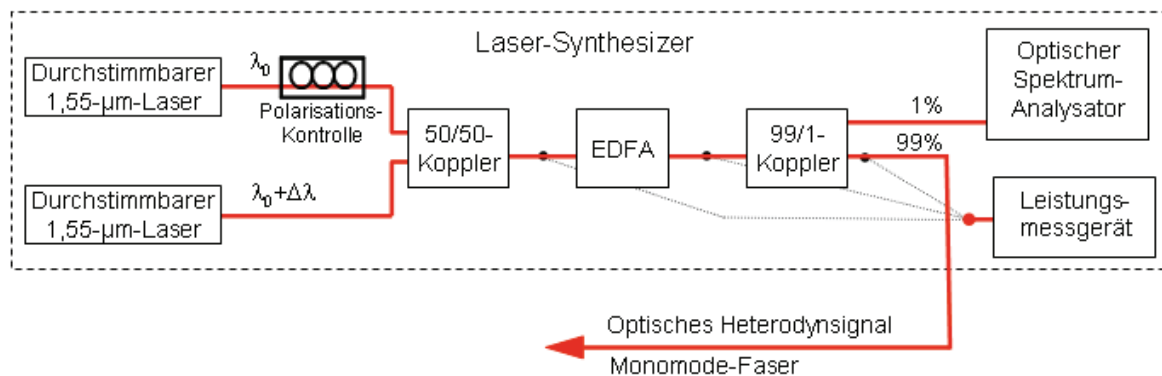


Abbildung 5.1: Laser-Synthesizer mit individuell stabilisierten Laserdioden.

### 5.1 Messaufbau für den MMW-Bereich

Mit den Mikrowellen-Komponenten, die zurzeit kommerziell verfügbar sind, ist es möglich, einen Messaufbau für Frequenzen bis zu 325 GHz, wie in Abbildung 5.2 dargestellt, aufzubauen.

Die Ausgangsleistung photonischer Lokalszillatoren konnte mit dieser Methode bis zu 160 GHz gemessen werden. Ein vorhandener elektrischer Spektrum-Analysator (ESA) wurde mit externen Mixern wie folgt eingesetzt:

- unter 50 GHz (einschließlich die K-, Ka- und Q-Band): ESA (HP8555E)
- U-Band 40 - 60 GHz: ESA+Harmonischer Mischer (HP8555E+HP11970V)
- W-Band 75 - 110 GHz: ESA+Harmonischer Mischer (HP8555E+HP11970W)
- F-Band 90 - 140 GHz: ESA+Harmonischer Mischer (HP8555E+M08HWD)
- G-Band 140 - 220 GHz: ESA+Harmonischer Mischer (HP8555E+M05HWD)

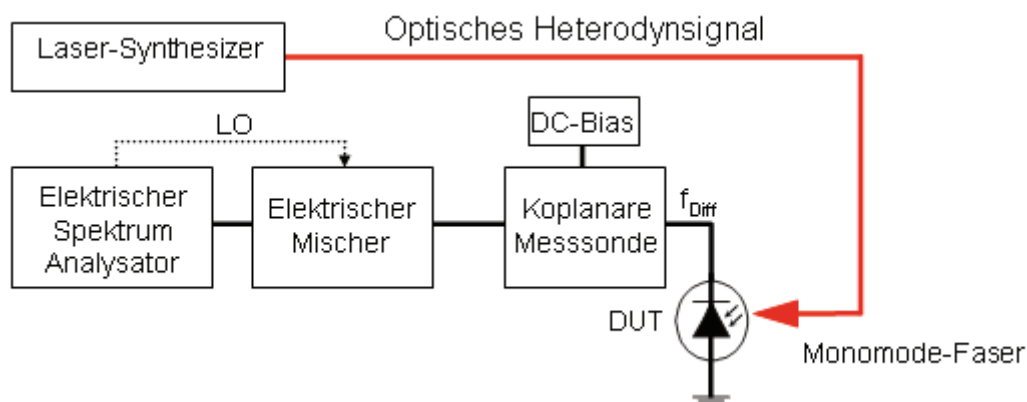


Abbildung 5.2: Messaufbau für Frequenzen bis zu 325 GHz.

Diese Konfiguration (Abbildung 5.2) eignet sich zur Charakterisierung von Photodioden in Chipform, ohne integrierte Antennen, mittels Mikrowellensonden:

- unter 60 GHz: ACP65, Koaxialkabel gekoppelt, Cascade Microtech
- 75 - 110 GHz: ACP110, Hohlleiter gekoppelt, Cascade Microtech
- 90 - 140 GHz: 140-GSG-100 BT, Hohlleiter gekoppelt, Picoprobe
- 140 - 220 GHz: 220-GSG-100 BT, Hohlleiter gekoppelt, Picoprobe

Messungen bei über 160 GHz konnten auf Grund zu geringer Effizienz harmonischer Mischer (unter -40 dB ab 100 GHz) mit diesem Aufbau nicht durchgeführt werden.

## 5.2 Messaufbau für den THz-Bereich

Der Schwerpunkt in der Entwicklung der Messtechnik für den oberen MMW- und den SMMW-Bereich war es, einen geeigneten Detektor für Frequenzen über 160 GHz zu finden, und diesen in den Heterodyn-Messaufbau zu integrieren.

Zwischen den zurzeit angewendeten Lösungen:

- SIS-Übergänge [72, 73]
- Bolometer und „Hot-Electron“-Bolometer [74, 75]
- Schottky-Detektoren [76]
- Pyroelektrische Detektoren [77]
- Elektrooptische Kristalle wie ZnTe [78, 79]
- Golay-Zellen [80, 81, 74]

wurde sich für den Golay-Zellen Detektor entschieden, da dieser durch den Hersteller kalibriert ist und einen Messbereich von unter einem Nanowatt bis zu  $10 \mu\text{W}$  hat. Dieser reicht für die Charakterisierung photonischer Lokaloszillatoren mit Leistungen im unteren  $\mu\text{W}$ -Bereich aus. Im Gegensatz zu Bolometern und SIS-Empfängern, die auf 4 K gekühlt werden müssen, funktioniert die Golay-Zelle bei Raumtemperatur. Dadurch sind neben dem Kaufpreis auch die Betriebskosten wesentlich niedriger.

### 5.2.1 Aufbau und Funktionsweise einer Golay-Zelle [74, 80, 81]

Die verwendete Golay-Zelle (Abbildung 5.3) ist vom Typ OAD („Optical Acoustic Device“)-7 [80, 74]. Sie reagiert auf Wellenlängen von 20 Mikrometern bis zu einigen Millimetern, was einem Frequenzbereich von einigen zehn Gigahertz bis zu 15 Terahertz entspricht.

Dabei wird die obere Grenzfrequenz vom Eingangsfenster (i), das aus Polyethylen besteht, festgelegt. Eine Erweiterung des Frequenzbereichs kann durch alternative Materialien, z. B. Diamant [81], erreicht werden.

Die Golay-Zelle besteht aus einem runden Eingangsfenster (i) mit 6 mm Durchmesser, einer geschlossenen, mit Gas gefüllten Absorptionskammer (ii), einer optischen Mikrophon-Sektion (iv-vii) und einem Vorverstärker.

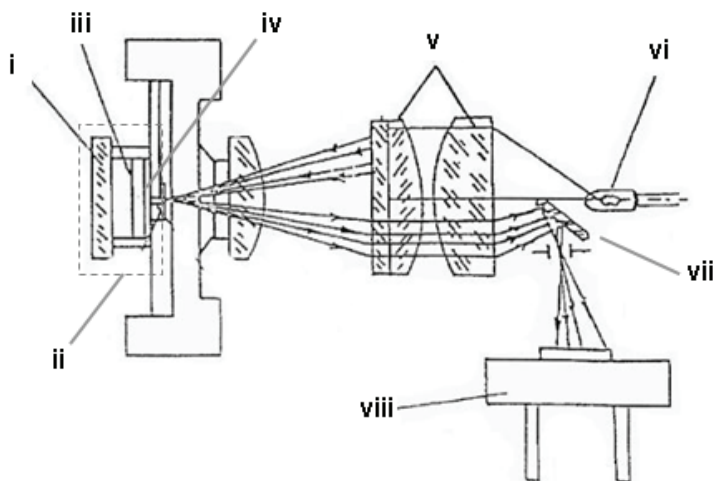


Abbildung 5.3:

Aufbau und Funktionsweise der Golay-Zelle [80, 74].

- i: Eingangsfenster
- ii: geschlossene Kammer mit Gas
- iii: absorbierender Film
- iv: Membran, Rückseite verspiegelt
- v: Refokussierungs-Optik
- vi: LED
- vii: Reflexionsgitter
- viii: Photodiode

Das eingestrahelte, von einem Chopper modulierte Signal trifft auf einen absorbierenden Film (iii), der sich in der Mitte der geschlossenen Kammer (ii) befindet. Durch die absorbierte Energie in diesem Film heizt sich das Gas in der Kammer auf, wodurch gleichzeitig der Druck in der Kammer steigt. Die

Druckänderung bewirkt eine Verformung der Membran (iv), die die hintere Wand der Kammer bildet. Eine LED (vi) emittiert Licht, das durch eine fokussierende Optik (v) auf die verspiegelte Rückwand (iv) der Kammer gelangt. Die verspiegelte Rückwand wirft das Licht durch den unteren Teil der Optik auf ein Reflexionsgitter (vii) und gelangt auf eine Photodiode (viii).

Die Ausleuchtung der Photodiode ist eine Funktion der Verformung der Kammermembran, also der einfallenden Leistung.

Ein Vorverstärker wandelt das Ausgangssignal der Photodiode in eine messbare Wechselspannung um. Diese Spannung kann mit Hilfe eines Lock-in-Verstärkers oder eines Oszilloskops ausgewertet werden.

### 5.2.2 Kenndaten

Abbildung 5.4 zeigt die spezifische Empfindlichkeit der Golay-Zelle aufgetragen über der Chopper-Frequenz [80, 74].

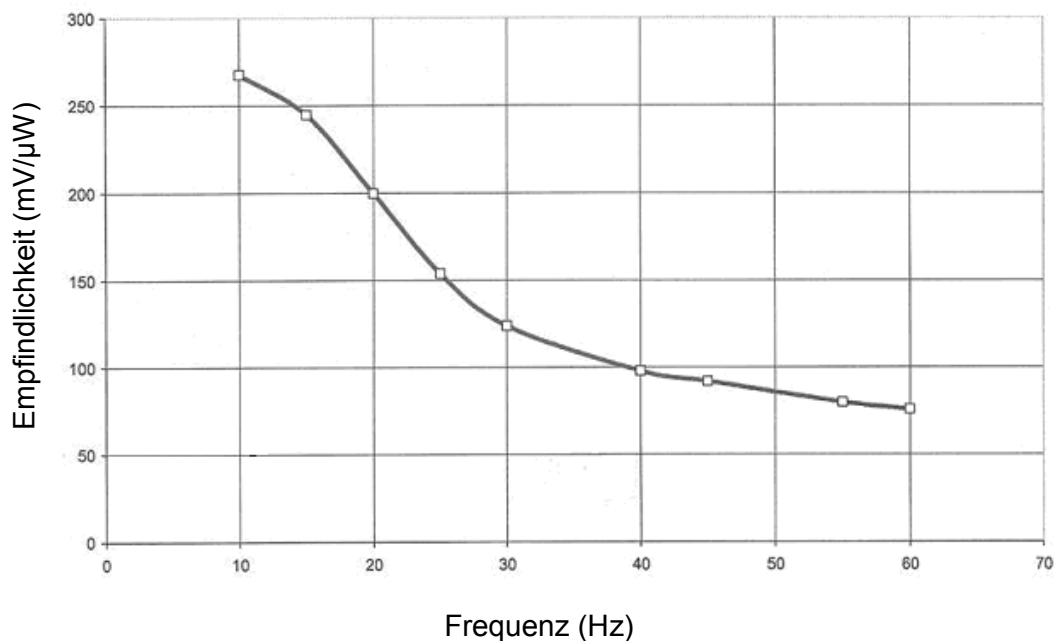


Abbildung 5.4: Empfindlichkeit der Golay-Zelle (Handbuch, [74, 80]).

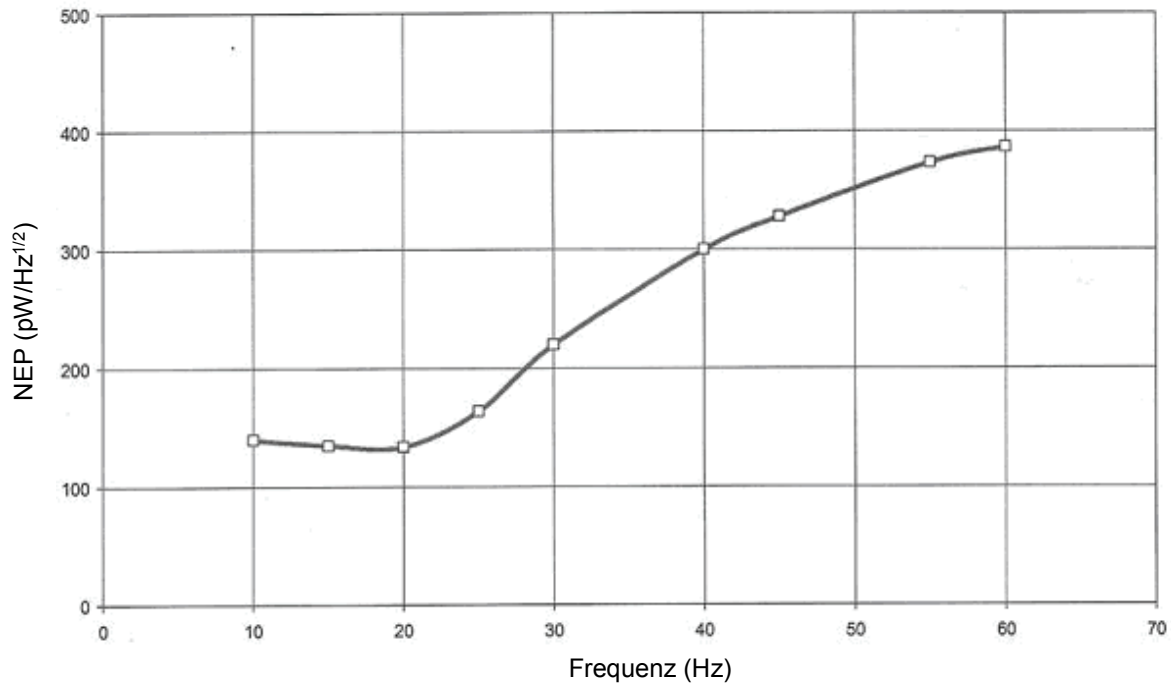


Abbildung 5.5: Noise Equivalent Power („NEP“) der Golay-Zelle (Handbuch, [74, 80]).

Falls ein Lock-in-Verstärker zum Messen der Ausgangsspannung der Golay-Zelle benutzt wird, muss berücksichtigt werden, dass dieser mit dem Füllfaktor vom Chopper mittelt; die empfangene Leistung in den Intervallen, wenn der Chopper offen ist, berechnet sich dann zu:

$$P_E = \frac{1}{F_F} \cdot \frac{V_{GL}}{E_G} \quad (5.1)$$

wobei

$P_E$  die von der Golay-Zelle empfangene Leistung,

$E_G$  die (Ansprech-)Empfindlichkeit der Gollay Zelle (siehe Abbildung 5.4),

$V_{GL}$  die Ausgangsspannung der Gollay-Zelle, gemessen mit Lock-in Verstärker,

$F_F$  die relative Einschaltdauer vom Chopper (üblicherweise 0,5) sind.



Zusätzlich ist die rauschäquivalente Leistung (NEP=„Noise Equivalent Power“) in Abbildung 5.5 [80] angegeben. Wie dieser Abbildung entnommen werden kann, ist die NEP bei 20 Hz Chopper-Frequenz minimal. Da auch die Empfindlichkeit bei 20 Hz hoch ist, wurden die Messungen bei dieser Chopper-Frequenz durchgeführt.

### **5.2.3 Aufbau für THz-Messungen auf dem Chip und auf dem Wafer mit Golay-Zelle**

Wie im Abschnitt 5.1 gezeigt, ist zurzeit die Messtechnik (Mikrowellensonden, externe Mischer) zur Charakterisierung auf dem Chip nur bis zu 325 GHz kommerziell verfügbar. Zudem sinkt die Effizienz externer Mischer ab 100 GHz auf weniger als -40 dB.

Aus diesen Gründen wurde ein neues Messverfahren entwickelt, das bisher weltweit als einziges THz-Messungen auf dem Wafer und auf dem Chip ermöglicht.

Für die Messungen wurden koplanare Mikrowellensonden mit Hohlleiterausgang verwendet. Wie in Abbildung 5.7 gezeigt, erfolgte eine Stirnkopplung zwischen dem offenen Hohlleiterende und dem Fenster der Golay-Zelle. Dies ermöglichte es, sehr sensible Messungen auf dem Chip durchzuführen, nicht nur im gesamten spezifizierten Bereich der Mikrowellensonden, sondern auch weit darüber hinaus. Somit konnten TW-PDs, die nicht mit Antennen auf dem Chip integriert wurden, im THz-Frequenzbereich charakterisiert werden [82, 83]. Das Ausgangssignal der Golay-Zelle wurde mit einem „Lock-in“ Verstärker gemessen.

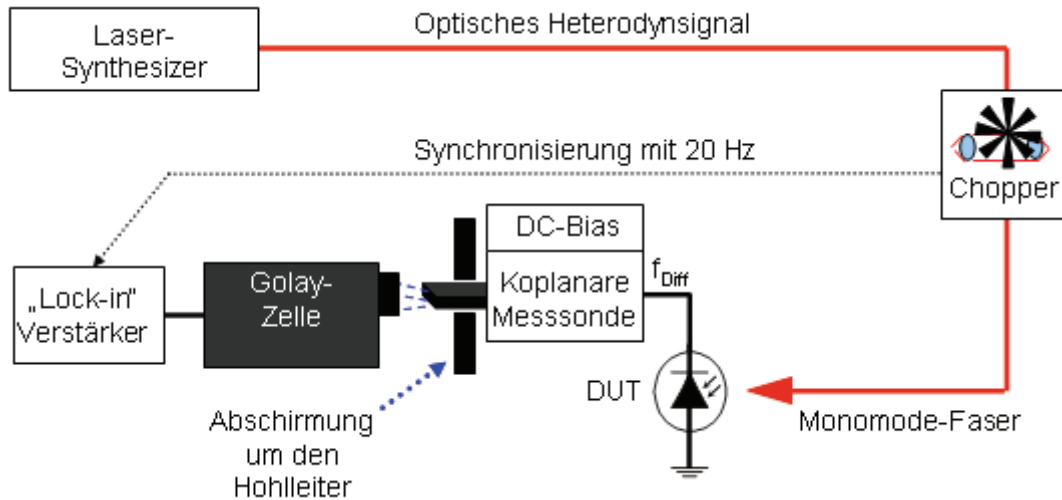


Abbildung 5.6: Messaufbau für den (S)MMW-Bereich und FIR.

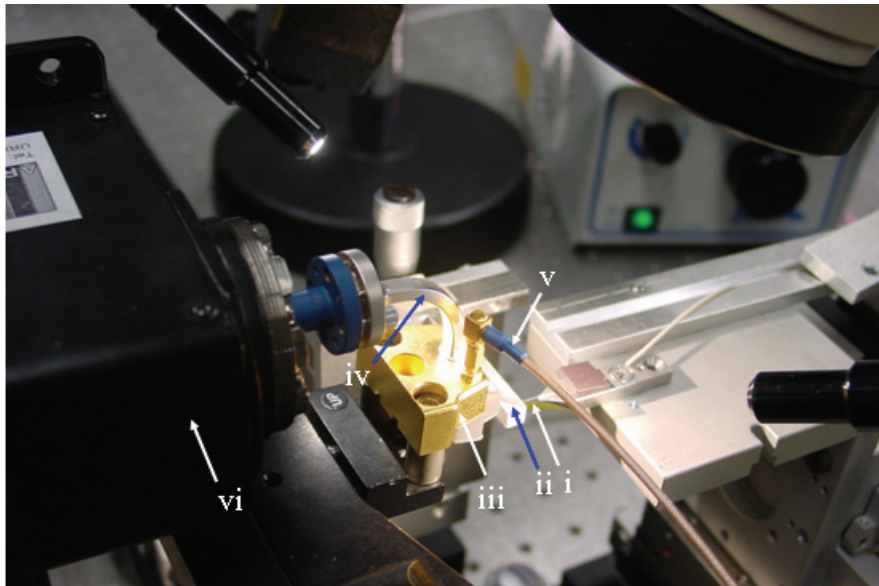


Abbildung 5.7:

(S)MMW-Messaufbau zum Charakterisieren von Photodioden in Chipform [82, 83]:

- i) Glasfaser
- ii) Chip
- iii) WR10-Messsonde
- iv) WR10-Hohlleiter
- v) DC-Versorgung
- vi) Golay-Zelle

### 5.2.4 Kalibrierung der Einkopplungseffizienz von einem offenen WR10-Hohlleiter-Ende in die Golay-Zelle

Die Kalibrationsdaten (Abbildung 5.4) erlauben es, aus der gelieferten Spannung die Leistung, die in die Zelle eingekoppelt wird, zu berechnen. Der Anteil der Strahlung, der bei Stirnkopplung von Hohlleiter und Golay-Zelle in die Zelle gelangt, ist aber unbestimmt. Deshalb muss eine Kalibrierung vorgenommen werden. Dabei wird eine Mikrowellenquelle benutzt, deren

Ausgangsleistung bekannt ist. Der Aufbau der Kalibrierungsmessung ist in Abbildung 5.8 dargestellt.

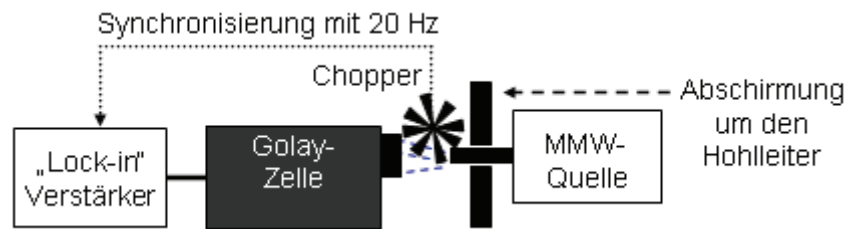


Abbildung 5.8: Aufbau zur Kalibrierung der Golay-Zelle [84]. Von rechts nach links: MMW-Quelle, Isolator, Chopper, Golay-Zelle.

Die bekannten Werte der Ausgangsleistung der MMW-Quelle wurden mit den Messwerten aus der Golay-Zelle im Bereich von 91 bis 95 GHz verglichen (Abbildung 5.9). Es wurde dabei eine Differenz von 12,87 dB im Durchschnitt ermittelt.

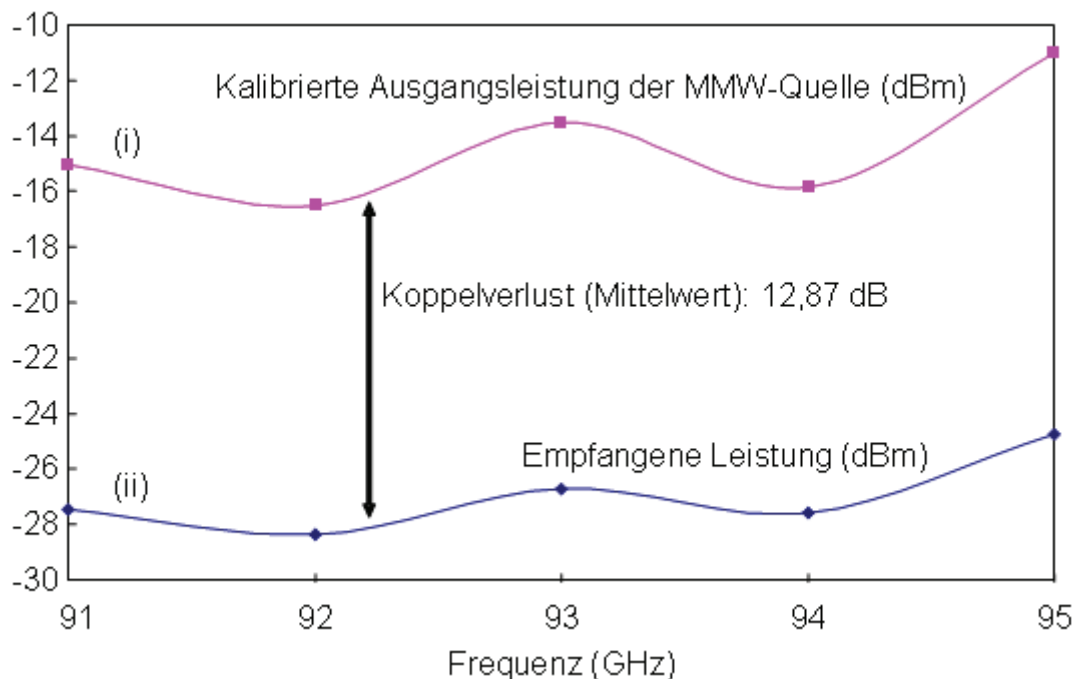


Abbildung 5.9: Einkopplungsverluste von einem WR10-Hohlleiter-Ende zur Golay-Zelle [84]. Die Kurve (i) ist die kalibrierte Ausgangsleistung der MMW-Quelle, und (ii) die von der Golay-Zelle empfangene Leistung.

### 5.3 Messaufbau für die Messungen photonischer Sender

Da die Einkopplung der (S)MMW-Signale in die Golay-Zelle durch ein Fenster über den freien Raum erfolgt, eignet sich das Instrument zur Charakterisierung von quasioptischen Sendern in Konfigurationen wie die aus Abbildung 5.10 und Abbildung 5.11. Das PLO-Signal kann durch „choppen“ entweder des optischen Heterodynsignals oder der Spannungsquelle getaktet werden. Die Taktung der Gleichspannung (Abbildung 5.11) hat sich bei der Charakterisierung photonischer Sender als vorteilhaft herausgestellt, da dann gestreutes 1550 nm-Licht, das in die Golay-Zelle gelangt, nicht „gechoppt“ ist und somit das Messergebnis nicht verfälscht.

Für den Einsatz als Lokalszillator für radioastronomische Supraleiter-Isolator-Supraleiter (SIS)-Empfänger [26] wird ein Aufbau wie in Abbildung 5.12 verwendet.

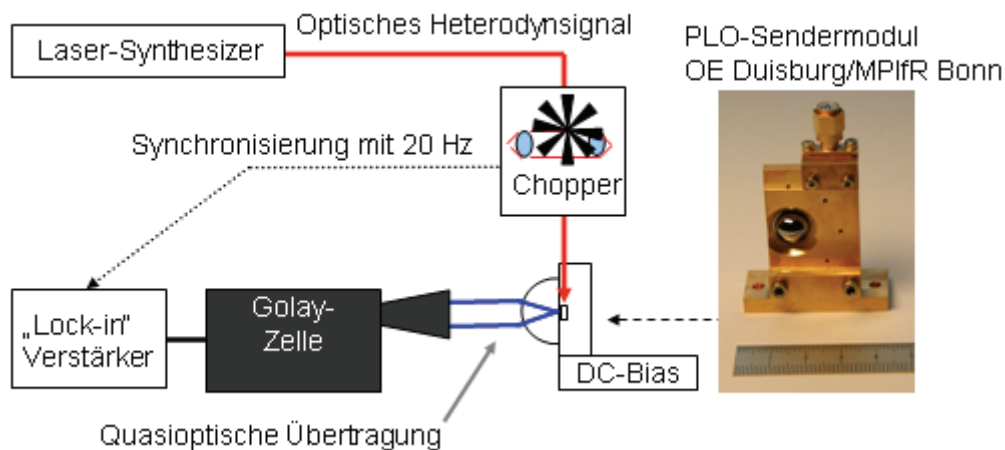


Abbildung 5.10: Quasioptischer Messaufbau mit Golay-Zelle. Die Lock-in-Technik wird durch Unterbrechung des Lichtsignals implementiert.

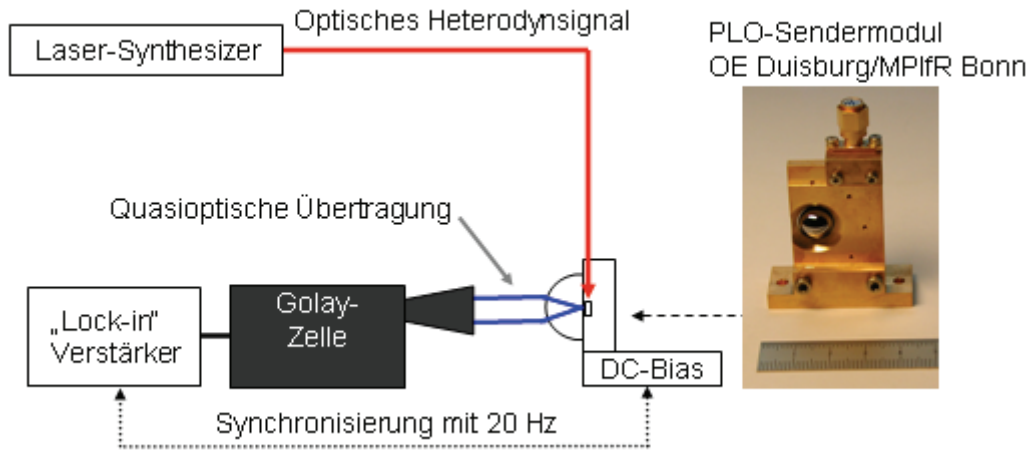


Abbildung 5.11: Quasioptischer Messaufbau mit Golay-Zelle. Die Lock-in-Technik wird durch Unterbrechung der DC-Stromversorgung des PLO implementiert.

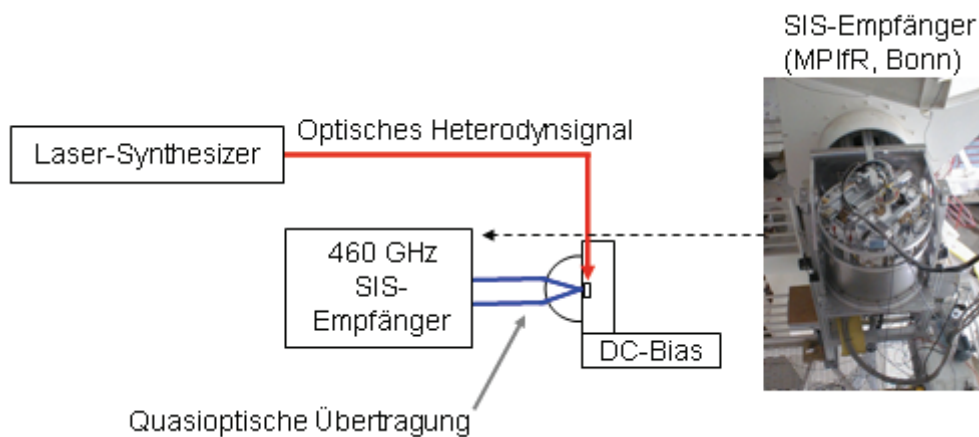


Abbildung 5.12: Messaufbau für Tests mit einem SIS-Empfänger [72, 73].

## 5.4 Methoden zur Erhöhung der verfügbaren Leistung und Effizienz

Die in den vorherigen Unterkapiteln dargestellten Messtechniken erlauben es, die Millimeter- und Submillimeterwellengenerierung durch optische Heterodyntechnik nachzuweisen. Hier wird gezeigt, wie die Messtechnik aus den Abschnitten 5.1-5.3 weiterentwickelt und verbessert werden kann.

Das Licht wurde bisher von der Glasfaser in den integrierten Wellenleiter des TW-PD durch Stirnkopplung eingestrahlt, wodurch der größte Teil der

Strahlung verloren gehen kann [85, 86]. Um die optische Einkopplungseffizienz im TW-PD zu verbessern wurden Kugellinsen eingesetzt.

Ein Peltier-Element wird benutzt um die Bauelemente zu kühlen und bei höherer Belastung (Strom, Lichtintensität) betreiben zu können.

Kommerzielle Mikrowellensonden mit Ausgang über Hohlleiter konnten für Messungen auf dem Chip durch Stirnkopplung des Hohlleiter-Endes am Eingangsfenster einer Golay-Zelle bei über 160 GHz eingesetzt werden. Die Einkopplungsverluste, ermittelt im Frequenzbereich von 91 bis 95 GHz betragen im durchschnitt 12,87 dB (Abschnitt 5.2.4). Um die Einkopplungseffizienz zu erhöhen wurden an den Mikrowellensonden Hohlleiter montiert.

Der erweiterte Messaufbau ist in Abbildung 5.13 dargestellt.

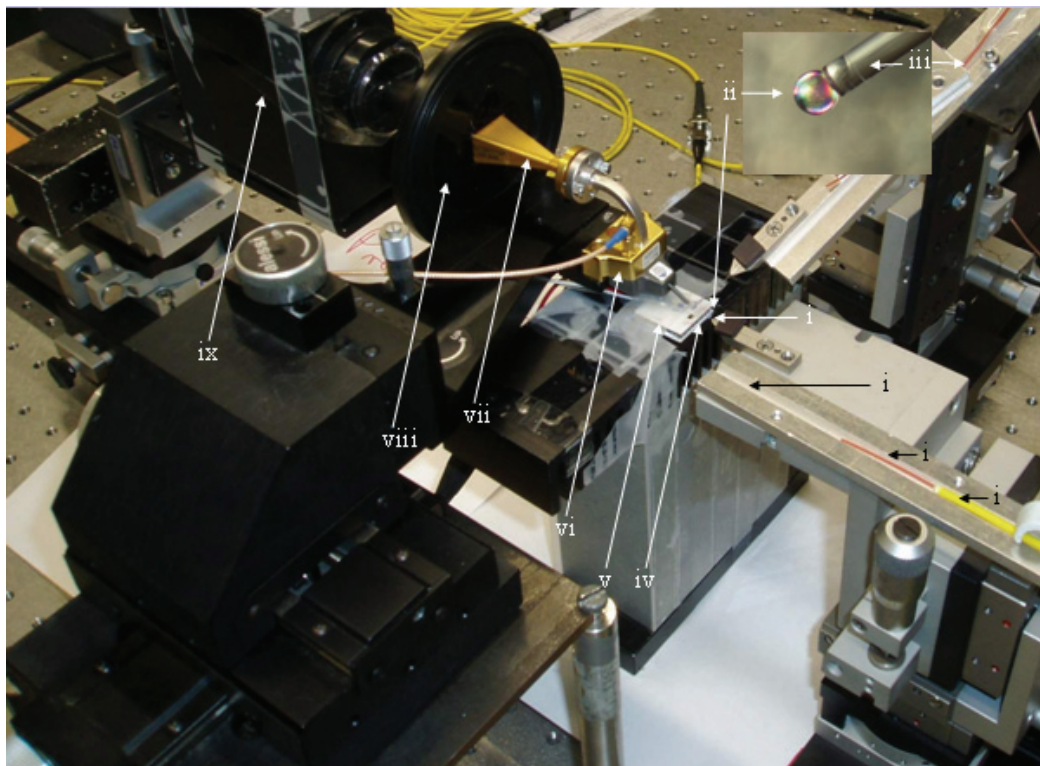


Abbildung 5.13: Erweiteter (S)MMW Aufbau [83] mit Hornantenne, Kühlung und justierbarer Linse für höhere Effizienz: i) Glasfaser für die Einkopplung ii) sphärische Linse iii) Halterung für die Linse (passive Glasfaser) iv) TW-PD-Chip v) Peltier-Element für die Kühlung vi) WR10-Messsonde vii) WR10-Hornantenne viii) Polyethylen-Abschirmung ix) Golay-Zelle.

### 5.4.1 Einsatz sphärischer Linsen

Die Moden von Glasfasern und die von integrierten Lichtwellenleitern (TW-PDs und Modulatoren) sind in Form und Durchmesser sehr unterschiedlich (Abbildung 5.14). Bei direkter Einkopplung führt dies zu einer optischen Einkopplungseffizienz von unter 20 %, was als Leistungsüberlappungsintegrale der zwei Moden berechnet werden kann [33]. Wenn keine Anti-Reflexions-Schichten verwendet werden, muss zusätzlich mit einem Reflexionsfaktor von etwa 35 % gerechnet werden [86].

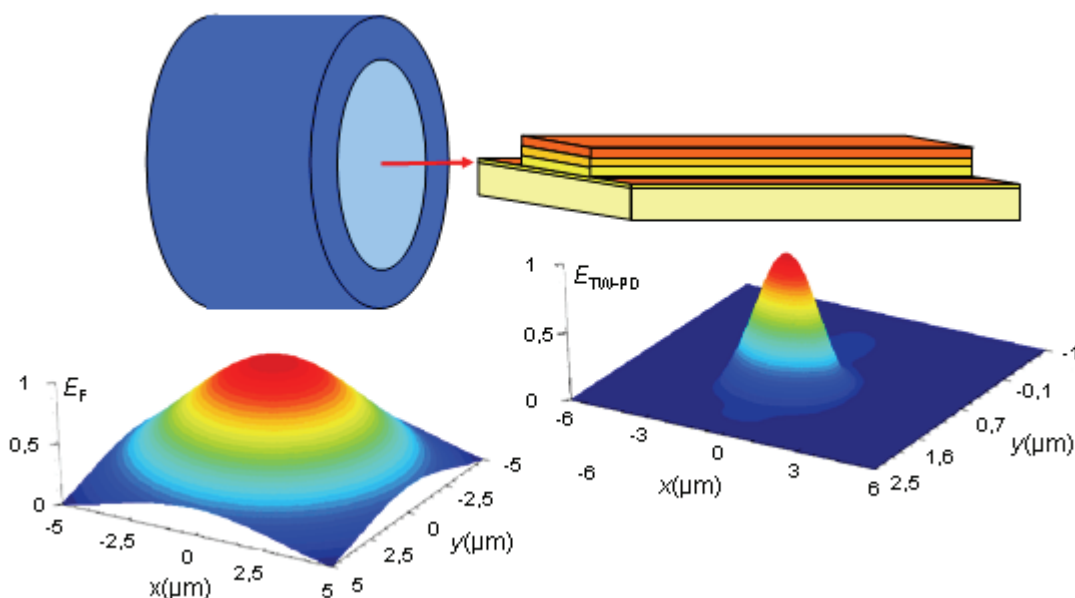


Abbildung 5.14: Die Modenprofile von Glasfaser und TW-PD, ermittelt mit BPM-CAD 4.0, sind als Amplitude der elektrischen Feldstärke (normiert auf 1) dargestellt. Die Berechnung der Leistungsüberlappungsintegrale [33] zwischen den Moden einer Faser (10 µm Modenfelddurchmesser) und eines TW-PD mit 6 µm breiten Streifen (Schicht in Abbildung 4.1) führt zu einem Einkopplungsfaktor von circa 17 % bei Verwendung von Anti-Reflexschichten.

In [86] wird gezeigt, dass Kugellinsen aus Rubin eine effiziente, flexible, wenig aufwändige und günstige Möglichkeit bieten, um die Mode einer Glasfaser auf den aktiven Bereich eines Wellenleiterbauelements abzubilden

(Abbildung 5.15). Diese Linsen mit einem Durchmesser von  $157\ \mu\text{m}$  und einem Brechungsindex von  $n = 1,77$  wurden im Aufbau aus Abbildung 5.13 integriert. Abbildung 5.16 zeigt den Einsatz der Kugellinse bei der Messung eines TW-PD.

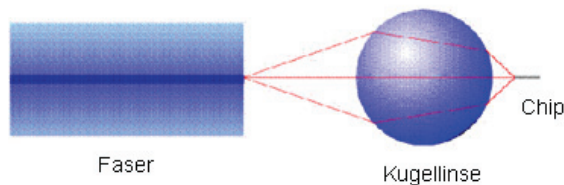


Abbildung 5.15: Schematische Darstellung der Faser-Chip-Kopplung mittels Kugellinse [86].

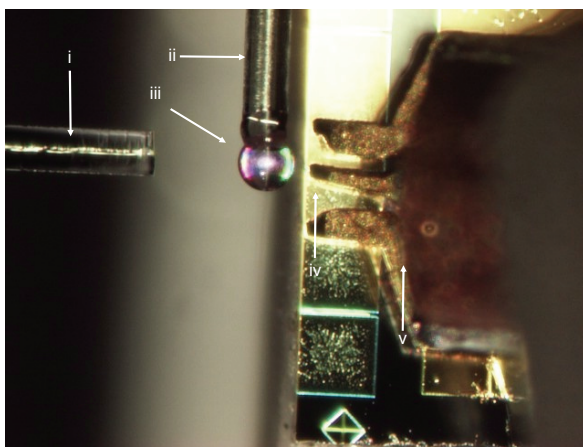


Abbildung 5.16: Messaufbau mit verbesserter Faser-Chip-Kopplung.

- (i) Faser mit Lichtsignal,
- (ii) passive Faser als Halter,
- (iii) Linse,
- (iv) kontaktierte Probe,
- (v) Mikrowellensonde (nach [83]).

## 5.4.2 Kühlung der Photomischer

Es besteht eine quadratische Abhängigkeit zwischen der elektrischer Ausgangsleistung eines Photomischer und dem RF- beziehungsweise DC-Photostrom. Der Photostrom und die Stromdichte können allerdings nur begrenzt erhöht werden, ohne die Photomischer irreversibel zu beschädigen. Die Erfahrung mit einer großen Anzahl von Photodioden hat eine obere Grenze von etwa  $20\ \text{mA}$  für den DC-Photostrom ergeben. Untersuchungen beschädigter pin- und „UTC“-pin-Bauelemente, durchgeführt von anderen Arbeitsgruppen [87], zeigte, dass bei hoher Belastung durch Licht und Photostrom die Raumladungszone zerstört wird, was auf Erwärmung zurückgeführt werden kann. Durch Kühlung der Photomischer ist es möglich, diese bei wesentlich höheren Photoströmen zu betreiben (Faktor 2 nach [83]). Zu diesem Zweck



wurde ein thermoelektrischer Kühler (Peltier Element [88]) im Messaufbau integriert (v in Abbildung 5.13).

Es ist aber zu beachten, dass sich die Bandlücke des absorbierenden Materials ( $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ) abhängig von der Temperatur (in K) nach dem Gesetz [89]

$$W_g(T) = 0,814 \text{ eV} - 4,906 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{T^2}{T+301} \cdot \frac{\text{eV}}{\text{K}} \quad (5.2)$$

ändert. In Abbildung 5.17 ist die Bandkante von  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  über der Temperatur aufgetragen. Zusätzlich ist die Laser-Emissionswellenlänge (1550 nm) eingetragen. Für diesen Fall wird die Absorptionskante für  $T = 110 \text{ K}$  unterschritten, das heißt ab diesem Punkt absorbiert der Detektor nicht mehr. Kühlung mit flüssigen Stickstoff ( $T = 77 \text{ K}$ ) ist aus diesem Grund als kritisch zu betrachten [83].

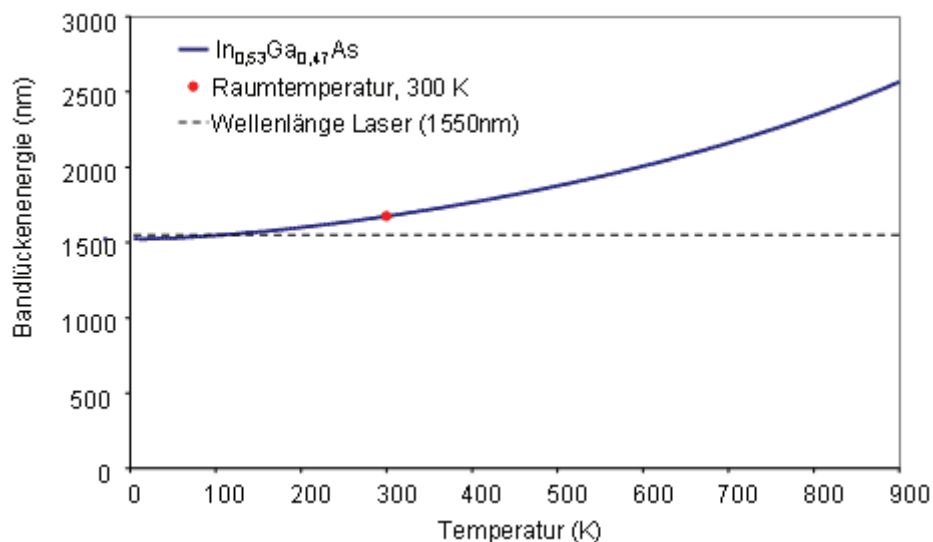


Abbildung 5.17: Abhängigkeit der Bandlücke von  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  von der Temperatur [83].

Ein zusätzlicher positiver Effekt der Kühlung ist die Steigerung der Beweglichkeit der Ladungsträger [90].

### 5.4.3 Strahlung aus einer WR10-Hornantenne

Im Abschnitt 5.2.4 wurden hohe Verluste bei der Einkopplung aus einem offenen WR10-Hohlleiter in die Golay-Zelle beschrieben, obwohl der Abstand zwischen dem offenen Ende des WR10 und dem Fenster der Golay-Zelle mit einigen Millimetern sehr gering ist.

Dies kann durch die divergente und asymmetrische Abstrahlung eines offenen Hohlleiters erklärt werden. Um die Einkopplungseffizienz zu verbessern, wurden WR10-Hornantennen (Abbildung 5.18) mit hohem Richtverhältnis eingesetzt.

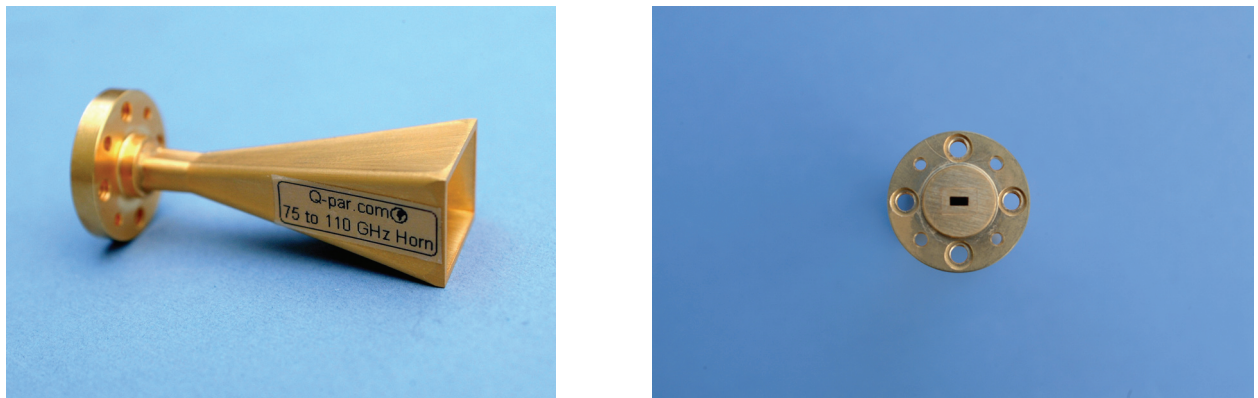


Abbildung 5.18<sup>4</sup>: WR10-Hornantenne.

Der 3 dB-Öffnungswinkel (Abbildung 5.19) für die abgestrahlte Leistung der eingesetzten Hornantenne ist 6 bis 10 mal niedriger im Vergleich zum offenen Hohlleiterende. Außerdem ist die Abstrahlung symmetrisch in den  $E$ - und  $H$ -Ebenen. Diese Symmetrie wird bei Hornantennen erreicht, wenn das Verhältnis zwischen Höhe  $H_{Horn}$  und Breite  $B_{Horn}$  [58]

$$H_{Horn} = 0,73 \cdot B_{Horn} \quad (5.3)$$

ist.

<sup>4</sup> von Q-Par Angus Ltd zur Verfügung gestellt

Der Gewinn einer WR10-Hornantenne gegenüber einem offenen WR10 Hohlleiter beträgt etwa 16 dB (Abbildung 5.20).

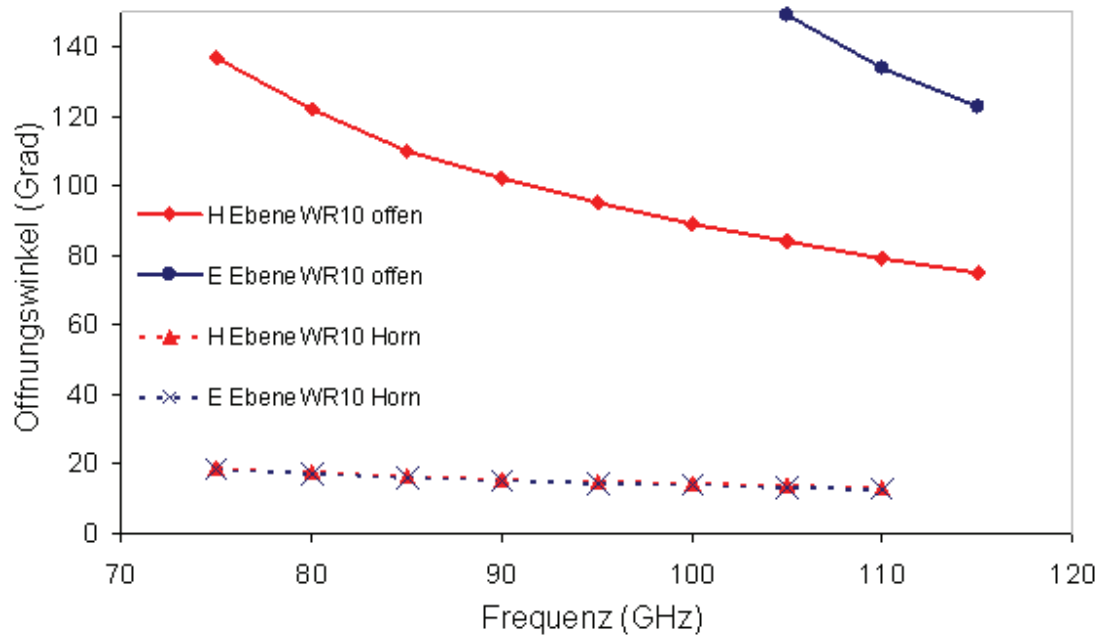
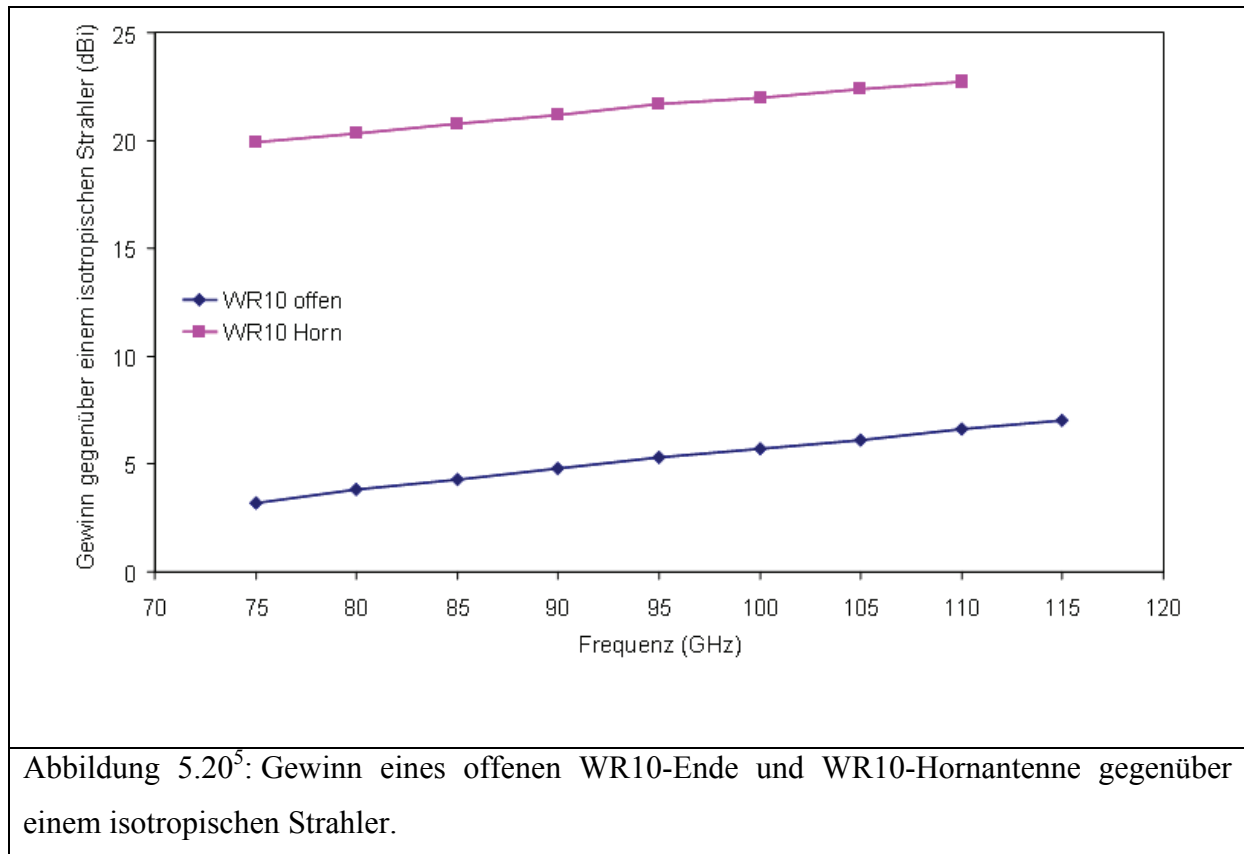


Abbildung 5.19<sup>1</sup>: 3 dB-Öffnungswinkel im Vergleich WR10-Hohlleiter und –Hornantenne.



<sup>5</sup> von Q-Par Angus Ltd zur Verfügung gestellt

## 6 Optische MMW- und THz-Generierung: Messergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel wird die Generierung von Millimeterwellen und THz-Strahlung mit photonischen Lokaloszillatoren (PLOs) für Wellenlängen um 1550 nm demonstriert. Messergebnisse werden mit Simulationen verglichen und die unterschiedlichen Verlustfaktoren analysiert.

### 6.1 Messergebnisse im MMW-Bereich

Für diese Messungen wurde der Aufbau aus dem Abschnitt 5.1 Abbildung 5.2 benutzt. Das optische Heterodynsignal wird im Wanderwellen-Photodetektor (TW-PD) mittels einer Spiegelbruch-Faser eingekoppelt. Die generierte Millimeterwelle wird direkt von der koplanaren Metallisierung des TW-PD mit einer Mikrowellensonde abgegriffen (Abbildung 6.1).

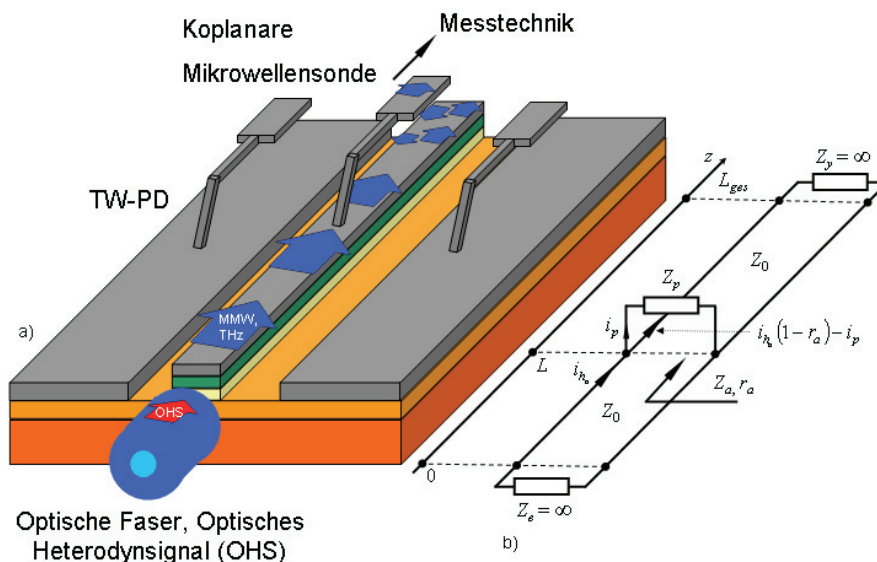


Abbildung 6.1: a) Messung an einem TW-PD mit koplanarer Mikrowellensonde, b) Ersatzschaltbild.

Die schematische Darstellung sowie die Ersatzschaltung zeigen, dass mit dieser Methode nur ein Bruchteil der generierten Leistung gemessen wird.

In Abbildung 6.2 wird ein früheres Design [53] dargestellt, bei dem die Dicke der intrinsischen Zone, die gleichzeitig den Kern des Wellenleiters bildet 409 nm beträgt. Eine 309 nm dicke Vielfach-Quantenfilmschicht wurde als Absorber verwendet. Oberhalb und unterhalb der MQW-Schicht befindet sich jeweils eine 50 nm dicke nicht absorbierende intrinsische Schicht.

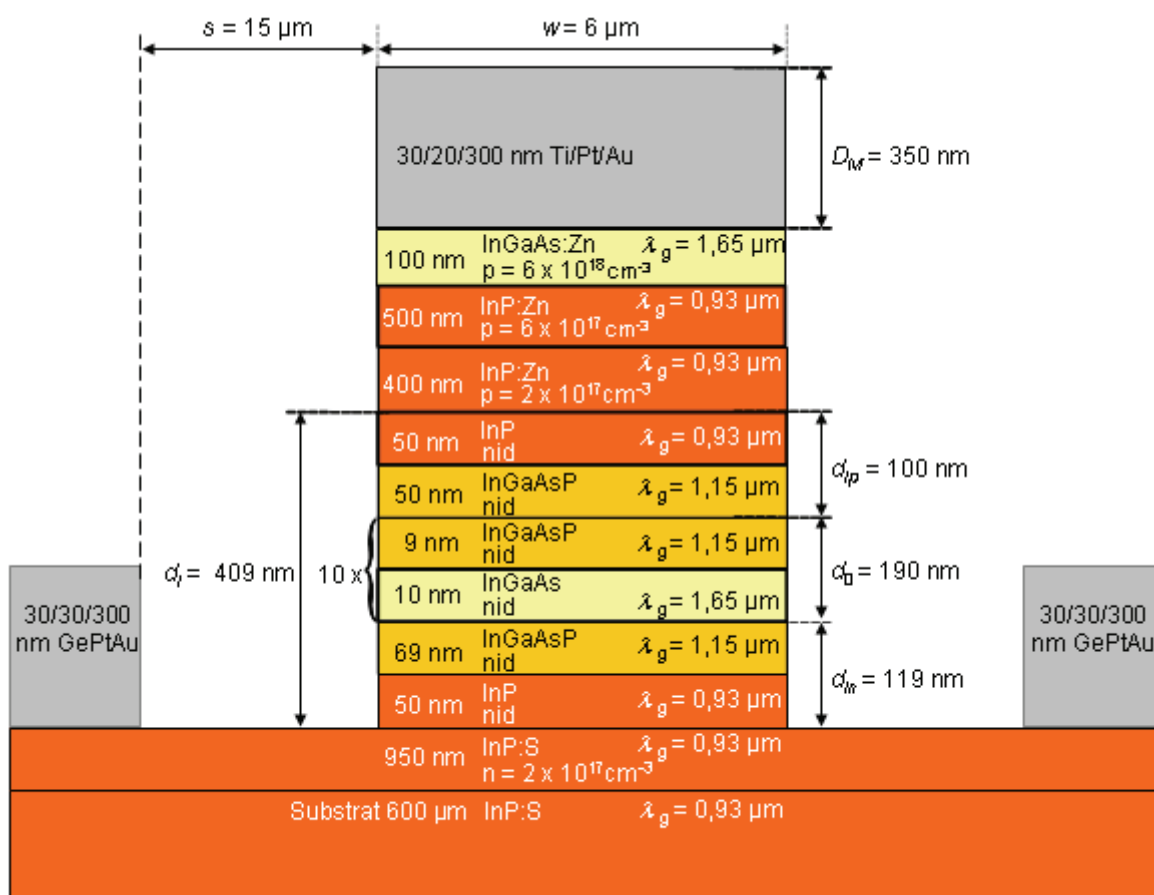


Abbildung 6.2: Querschnitt des TW-PD „II“ aus [53].

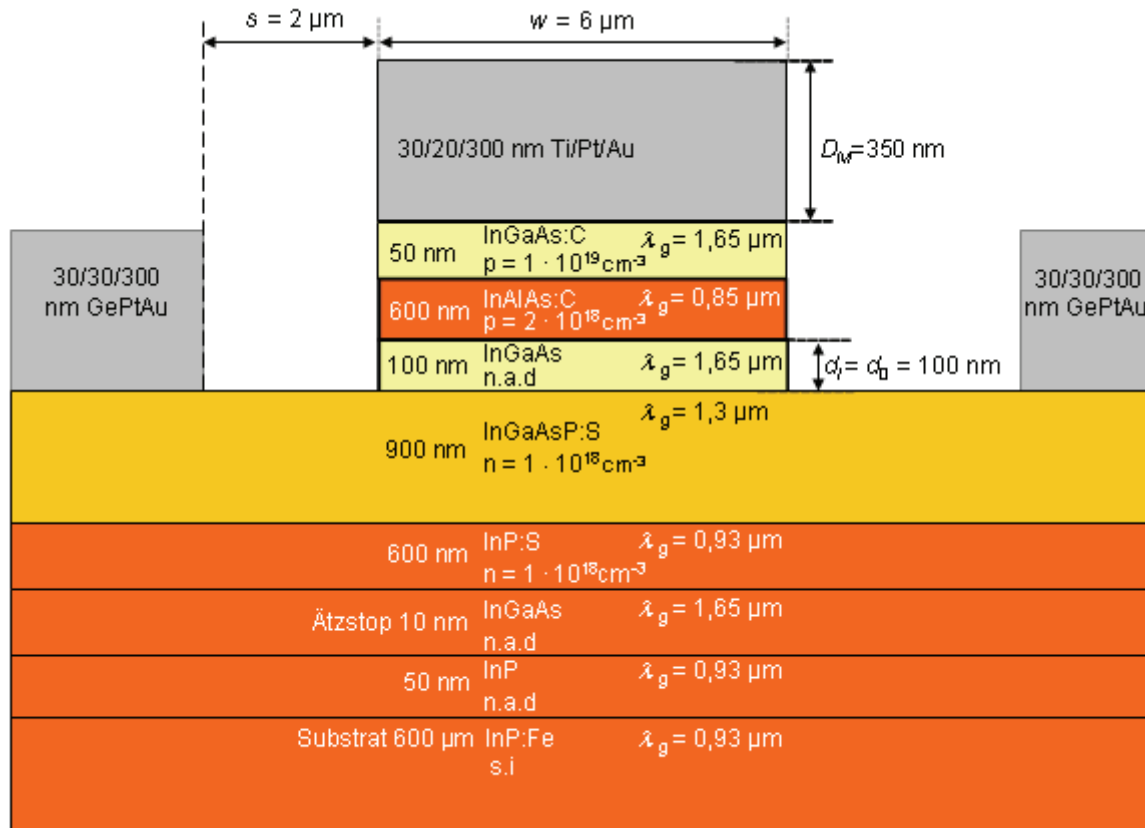


Abbildung 6.3: Querschnitt des TW-PD „I“ aus dieser Arbeit.

Der TW-PD „I“ aus dieser Arbeit (Abbildung 6.3) ist als streifenbelasteter Wellenleiter gebaut mit einer 100 nm dünnen aktiven intrinsischen Schicht aus InGaAs. Unterhalb der absorbierenden InGaAs-Schicht befindet sich ein 900 nm dicker, p-dotierter passiver Kern. Im aktuellen Design müssen die Ladungsträger dadurch nur noch durch einem Bruchteil des Wellenleiterkerns driften.

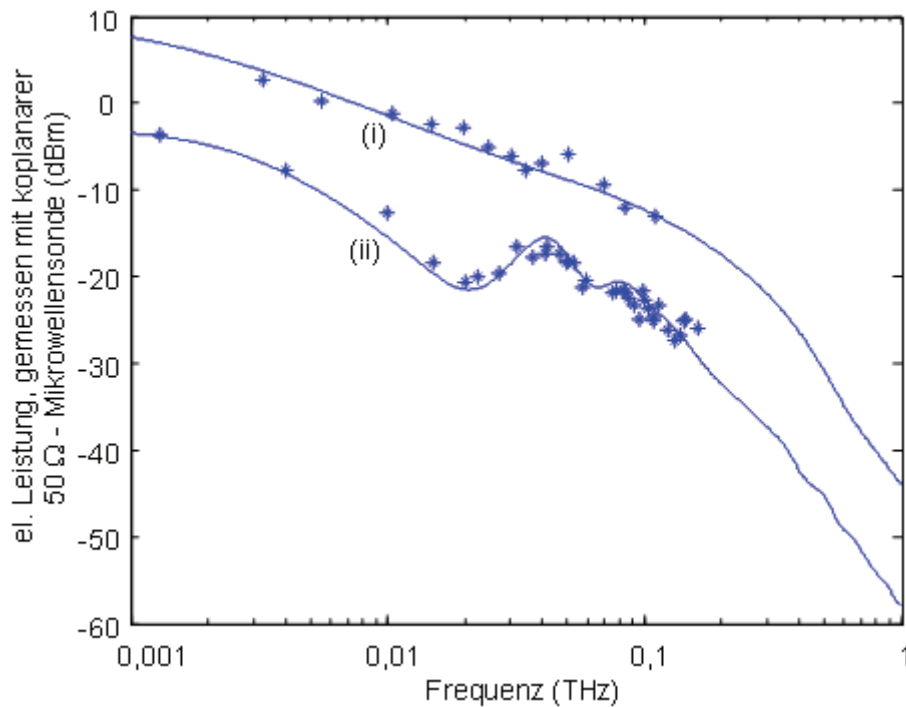


Abbildung 6.4: Gemessene (\*) und simulierte elektrische Ausgangsleistung:

(i) für den PLO aus dieser Arbeit (Abbildung 6.3, [25])

(ii) für den PLO aus [53].

Die Kurven (i) und (ii) wurden mit dem Modell aus Kapitel 3, Gleichung (3.78) an die Messdaten angenähert.

Abbildung 6.4 zeigt die gemessene Ausgangsleistung für den aktuellen PLO (Kurve i) im Vergleich zum früheren Design [53] (Kurve ii).

Die maximal gemessene Leistung bei 110 GHz liegt bei -7,9 dBm (Abbildung 6.5) im Vergleich zu -21,5 dBm [25] und -11,5 dBm [53] für frühere PLO-Designs, die TW-PDs mit Vielfach-Quantenfilmschichten benutzen.

Wie am Anfang dieses Unterkapitels schon erwähnt wurde, wird nur ein Bruchteil der generierten Leistung in die Mikrowellensonde eingekoppelt. Die Kopplungsverluste und die potentiell verfügbare Leistung werden im Weiteren mit Hilfe des analytischen Modells aus Kapitel 3 bestimmt.



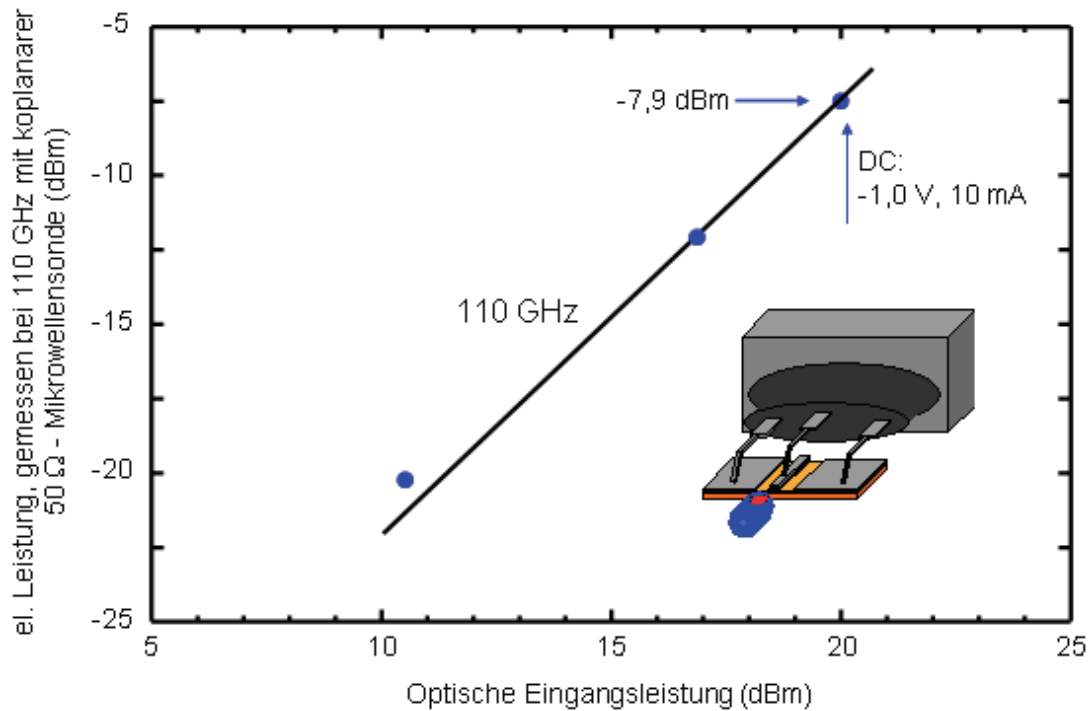


Abbildung 6.5: Gemessene elektrische Ausgangsleistung aufgetragen über der optischen Eingangsleistung für den PLO aus dieser Arbeit.

## 6.2 Anpassung des Modells an Messdaten

Das Verfahren der Parameterextraktion für einen TW-PD durch Anpassung des Modells an die Leistungskurve ist neu und wird im Folgenden als optoelektronische Netzwerkanalyse (OE-NWA) bezeichnet. Es hat gegenüber der elektrischen Netzwerkanalyse den Vorteil, dass die Einflüsse von Licht, Photostrom und der dadurch verursachten Temperaturerhöhung in den Parametern des Ersatzschaltbilds berücksichtigt werden. Sämtliche Parameter werden vorher berechnet.

Der effektive Brechungsindex und der Absorptionskoeffizient für die optische Wellenausbreitung wurden über BPM-CAD 4.0 berechnet und sind  $n_{eff} = 3,35$  beziehungsweise  $\alpha_{eff} = 9,76 \cdot 10^4 \text{ m}^{-1}$ . Dies weist auf eine Dämpfung der optischen Welle von ca. 4,24 dB/10  $\mu\text{m}$  hin.

Bei der Berechnung des Widerstandsbelags des Mittelleiters  $R'$  wurde die frequenzabhängige Eindringtiefe  $e_t$  des elektrischen Feldes im Metall berücksichtigt. Für Frequenzen, bei denen  $e_t$  kleiner ist als die Höhe oder Breite der Metallisierung wird näherungsweise angenommen, dass der Strom wie bei Mikrostreifenleitungen nur durch die untere,  $e_t$ -dicke Schicht des Mittelleiters fließt [91] (Abbildung 6.6).

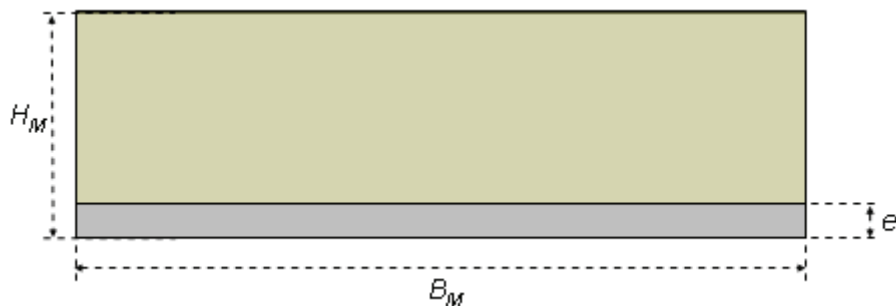


Abbildung 6.6: Bei höheren Frequenzen ist die Eindringtiefe  $e_t$  kleiner als die Höhe  $H_M$  des Mittelleiters. Wegen der Feldverteilung - ähnlich der in einer Mikrostreifenleitung - fließt dann der Strom nur durch die untere  $e_t$ -dünne Schicht [67].

Mathematisch drückt sich dies folgendermaßen aus:

$$R' = \begin{cases} (\sigma_{Au} \cdot B_M \cdot H_M)^{-1} & e_t \geq H_M \\ (\sigma_{Au} \cdot B_M \cdot e_t)^{-1} & \text{für } e_t < H_M \end{cases} \quad (6.1)$$

wobei sich die Eindringtiefe folgendermaßen berechnen lässt [29]:

$$e_t = [2/(\omega \cdot \mu_0 \cdot \sigma_{Au})]^{1/2} \quad (6.2)$$

Dabei sind: -  $B_M$  die Breite der Metallisierung  
 -  $H_M$  die Höhe der Metallisierung

- $\sigma_{Au}$  die spezifische Leitfähigkeit von Gold
- $\mu_0$  die magnetische Permeabilität
- $\omega$  die elektrische Kreisfrequenz

Für  $C_i'$  und  $C_B'$  wurde für die jeweilige Schichtzone die Formel des Plattenkondensators verwendet, wie dies in Abbildung 6.7 schematisch dargestellt ist.

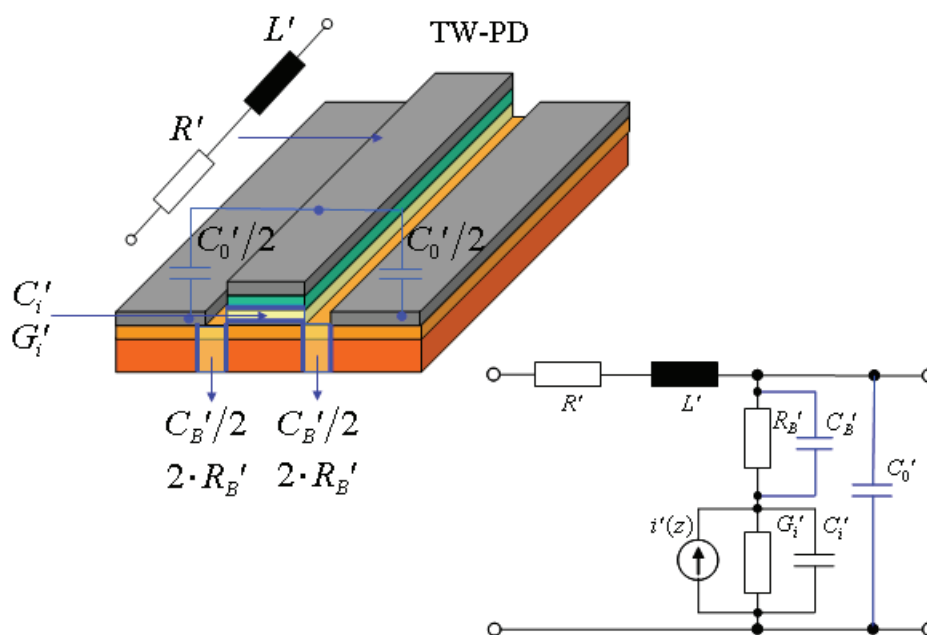


Abbildung 6.7: Ersatzschaltbild des TW-PD: die Kapazität des intrinsischen Gebiets sowie der Bahngebiete wurden nach der Formel des Plattenkondensators berechnet.

Die restlichen Parametern des Ersatzschaltbilds (Abbildung 6.7) wurden durch die Anpassung des Modells (Gleichung (3.78)) an die Messdaten des TW-PD „I“ (Abbildung 6.4, kurve i) ermittelt als konstant angenommen wurden: Bahnwiderstand- und dazugehöriger Kapazitätsbelag  $R_B' = 3 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot m$  beziehungsweise  $C_B' = 1,7132 \cdot 10^{-10} \text{ F/m}$ , intrinsischer Kapazitäts- und Leitwertbelag  $C_i' = 5,71 \cdot 10^{-9} \text{ F/m}$  beziehungsweise  $G_i' = 30 \text{ S/m}$ , Kapazitäts- und Induktivitätsbelag der koplanaren Metallisierung  $C_0' = 1,34 \cdot 10^{-10} \text{ F/m}$

beziehungsweise  $L' = 4,14 \cdot 10^{-8}$  H/m. Die Werte für  $L'$  und  $C_0'$  können näherungsweise wie in [24, 91] beschrieben berechnet werden.

Die Messsonde wurde auf dem 65  $\mu\text{m}$  langen TW-PD aufgesetzt, wobei der Abstand der Sonde von der Einkoppel-Stirnfläche des TW-PD 20  $\mu\text{m}$  beträgt (Abbildung 6.1.a).

Die Simulationskurve für die elektrische Ausgangsleistung aus Abbildung 6.4 wird mit einer eingekoppelten optischen Eingangsleistung von 14 mW erreicht.

Das Modell ist auf die maximale bei 110 GHz gemessene Ausgangsleistung von -7,9 dBm (vgl. Abbildung 6.5) kalibriert unter der Annahme, dass die eingekoppelte optische Leistung 25,28 mW beträgt.

### 6.2.1 Potentiell entnehmbare Leistung bei 110 GHz

Die Impedanz des TW-PD „I“ hat bei 110 GHz hat einen realen Wert von nur 3  $\Omega$  (Abbildung 3.4). Bei der parallelen Kontaktierung mit einer 50  $\Omega$ -Mikrowellensonde, wie es in Abbildung 6.1 dargestellt ist, wird nur ein Bruchteil der generierten Leistung in die Sonde eingekoppelt. Der Rest des Signals kann sich weiter auf der TW-PD-Leitung ausbreiten und kehrt nach Reflexion am offenen Ende zum Aufsetzpunkt zurück, wo es sich zum Messsignal konstruktiv oder destruktiv überlagert.

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse von Rechnungen für die maximal entnehmbare Leistung mit Abschlussimpedanz  $Z_0^*$  und parallel angeschlossener 50  $\Omega$ -Messsonde bei 110 GHz gezeigt.

Die Parameter im Ersatzschaltbild wurden im Abschnitt 6.2 durch Anpassung des Modells an Messdaten ermittelt. Für die nachfolgenden Simulationen wurde eine eingekoppelte optische Leistung von 25,28 mW angenommen, die sich aus

der Anpassung an diejenigen Messergebnisse ergibt, bei denen eine Ausgangsleistung von  $-7,9$  dBm bei  $110$  GHz an der  $50 \Omega$ -Messsonde erreicht wird (siehe auch Abschnitt 6.1, Abbildung 6.5).

Im Fall der Abschlussimpedanz nimmt die Länge des TW-PDs Werte von  $0 \mu\text{m}$  bis  $65 \mu\text{m}$  an. Im Fall der Messsonde nimmt der Abstand von der Einkopplungsfläche des TW-PDs bis zur Sonde Werte von  $0 \mu\text{m}$  bis  $65 \mu\text{m}$  an, wobei die Gesamtlänge des TW-PDs aus Abschnitt 6.2 jeweils  $65 \mu\text{m}$  beträgt.

Die Simulationen in Abbildung 3.23 wurden unter Annahme einer Abschlussimpedanz  $Z_0^*$  durchgeführt und ergeben eine potentiell entnehmbare Leistung von  $0,7$  dBm bei  $110$  GHz für einen  $29,12 \mu\text{m}$  langen TW-PD.

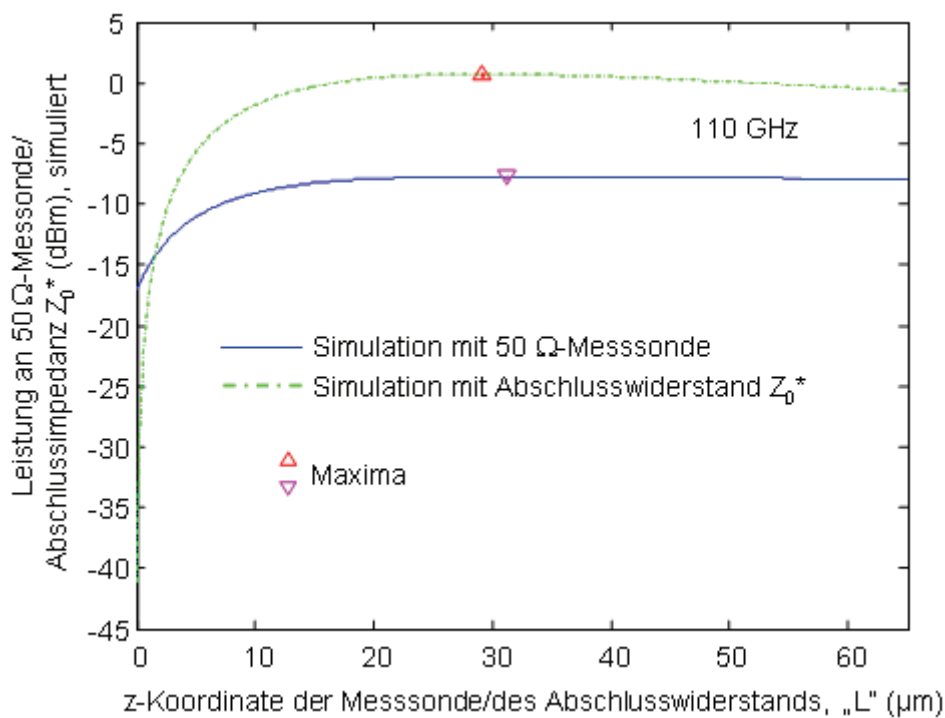


Abbildung 6.8: (i) Berechnete Leistung bei  $110$  GHz an einer Abschlussimpedanz  $Z_0^*$  (strichpunktiert) und für den Fall einer parallel angeschlossenen  $50 \Omega$ -Messsonde (durchgezogen). Die Koordinaten der Maxima betragen  $0,7$  dBm bei  $L=29,12 \mu\text{m}$  für die Simulation mit Abschlussimpedanz  $Z_0^*$  und  $-7,75$  dBm bei  $L=31,27 \mu\text{m}$  für die Simulation mit  $50 \Omega$ -Messsonde.

### 6.3 Messergebnisse im THz-Bereich

Im Folgenden werden Ergebnisse für PLOs basierend auf Hohlleiter- und Antennen-gekoppelten Photomischern dargestellt.

#### 6.3.1 Messergebnisse für Hohlleiter-gekoppelte Photomischer

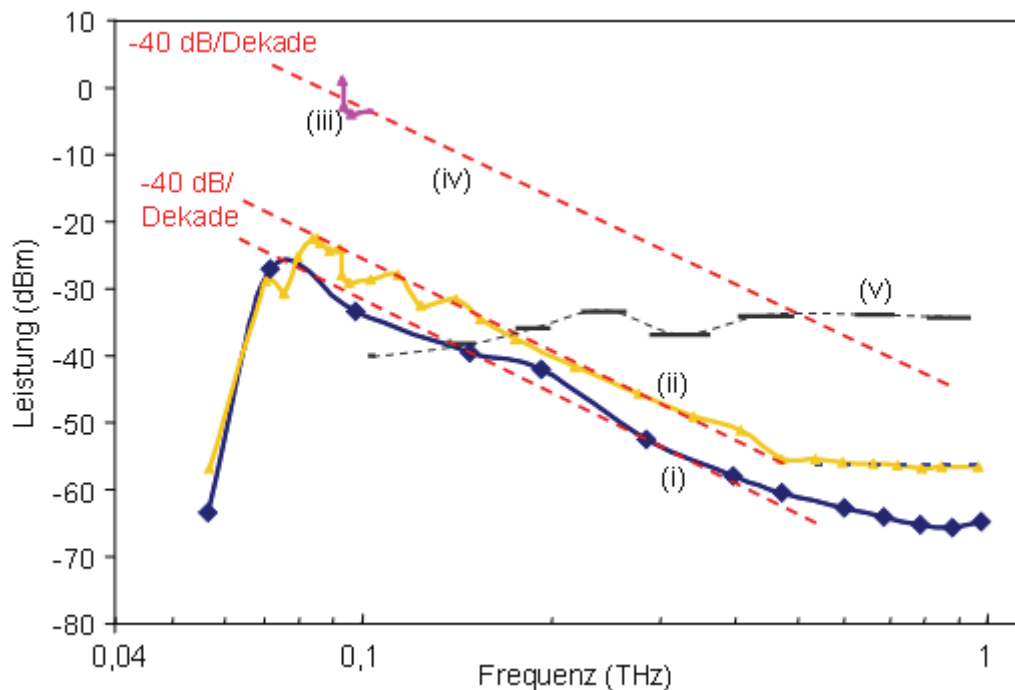


Abbildung 6.9: PLO-Messungen im THz-Bereich mit TW-PDs, WR10-Mikrowellensonden und Golay-Zelle.

- (i) TW-PD „III“ mit 350 nm i-Zone;
- (ii) TW-PD „IV“ mit 100 nm i-Zone;
- (iii) potentiell entnehmbare Leistung für TW-PD „IV“ (siehe Abschnitt 5.2.4 und Anhang A.9);
- (iv) potentiell entnehmbare Leistung für TW-PD „IV“, berechnet durch Anpassung an Kurve (iii) und durch Berücksichtigung der Abnahmetendenz mit 40 dB/Dekade aus den Kurven (iii) und (iv);
- (v) für einen SIS- (Supraleiter Isolator Supraleiter-) Mischer notwendige Lokaloszillator-Leistung [23].

Für Messungen im THz-Bereich wurden die TW-PDs mittels koplanaren 50  $\Omega$ -Mikrowellensonden mit Hohlleiterübergang kontaktiert, die über den freien Raum zum Eingangsfenster einer Golay-Zelle gekoppelt wurden (Abbildung 5.3). Die hier analysierten TW-PDs sind den TW-PDs aus dem vorherigen Abschnitt ähnlich, TW-PD „III“ (Abbildung 6.9, Kurve i) hat jedoch eine dickere aktive Zone von 350 nm. Der TW-PD „IV“ mit 100 nm dicker i-Zone (Abbildung 6.9, Kurve ii) generiert etwa 5 dB mehr Leistung als TW-PD „III“, was auf die geringeren Transitzeiten zurückgeführt werden kann. Unterhalb der cut-off Frequenz der  $TE_{10}$  Mode des WR10 konnte keine Leistung gemessen werden, da keine Energieübertragung im Hohlleiter unterhalb dieser Frequenz möglich ist.

Die festgestellte Leistungsabnahme mit der vierten Potenz der Frequenz (-40 dB/ Dekade) in beiden Kurven kann zurückgeführt werden auf Transitzeiten und auf den Einfluss des Widerstandsbelags und Kapazitätsbelags der Halbleiterschichten, wie im Abschnitt 3.2.3.4 gezeigt.

Die Ergebnisse beinhalten das Frequenzverhalten der koplanaren WR10-Mikrowellensonde, das außerhalb des empfohlenen Bereichs für den WR10-Hohlleiter (75 GHz bis 110 GHz) nicht spezifiziert ist. Messungen mit WR8- und WR5-Sonden, die beide nur wenige Moden höherer Ordnung bis zu 400 GHz führen, erlauben eine genauere Analyse des multimodalen Verhaltens. Für beide Wellenleitertypen konnte ein stufenförmiger Verlauf festgestellt werden, wobei die Stufen systematisch in der Nähe der cut-off-Frequenzen der Wellenleitern erscheinen (Abbildung 6.10, Tabelle 6.1). Somit können die Oszillationen in der Nähe von 100 GHz aus Abbildung 3.21 durch unterschiedliche Kopplungsverluste für verschiedene Moden des WR10 erklärt werden.

Die Verluste der Hohlleiter bei 1 THz liegen in der Größenordnung von einigen dB/m [55, 100] und können bei den geringen Längen der Mikrowellensonde ( $\approx 5$  cm) vernachlässigt werden.

Die von der Golay-Zelle empfangene Leistung ist jedoch nur ein Teil der generierten Leistung, weil die niederohmigen TW-PDs mit 50  $\Omega$ -Mikrowellensonden parallel kontaktiert wurden und zusätzlich Verluste bei der Kopplung zur Golay-Zelle entstehen. Im Anhang A.9 liegt eine Vereinfachte Berechnung der potentiell verfügbaren Leistung bei 100 GHz vor wenn TW-PDs mit 50  $\Omega$ -Sonden gemessen werden. Die Quasioptischen Verluste wurden im Abschnitt 5.2.4 in der Nähe von 100 GHz ermittelt. Die potentiell verfügbare Leistung für TW-PD „IV“ konnte damit und anhand der in den Kurven (i) und (ii) festgestellten Abnahmetendenz mit 40 dB/Dekade berechnet werden (Kurven iv).

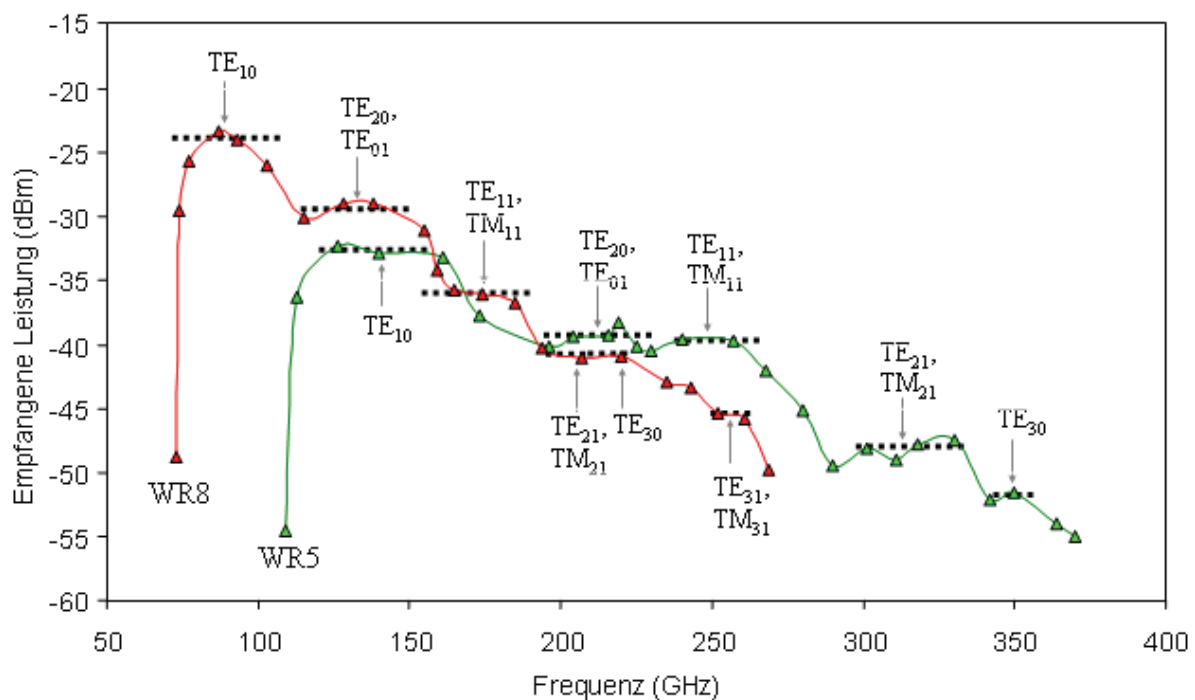
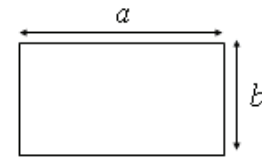


Abbildung 6.10: TW-PD-Messung mit WR8- und WR5-Hohlleiter-Sonde. Die Stufen im Frequenzgang erscheinen systematisch in der Nähe der cut-off-Frequenzen für der entsprechenden Moden (Tabelle 6.1).



Tabelle 6.1: cut-off-Frequenzen von Hohlleitern, berechnet nach [55, 100].

$$f_{c_{mn}} = \frac{c}{2\pi} \cdot \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$$



Moden <sub>mn</sub>	TE <sub>10</sub>	TE <sub>20</sub> , TE <sub>01</sub>	TE <sub>11</sub>	TE <sub>21</sub>	TE <sub>30</sub>	TE <sub>31</sub>	
			TM <sub>11</sub>	TM <sub>21</sub>		TM <sub>31</sub>	
WR8: a = 2 · 10 <sup>-3</sup> m b = 1 · 10 <sup>-3</sup> m	f <sub>cmn</sub> WR8/[GHz]	73,8	147,6	165,1	208,8	221,5	266,2
WR5: a = 1,27 · 10 <sup>-3</sup> m b = 0,635 · 10 <sup>-3</sup> m	f <sub>cmn</sub> WR5/[GHz]	115,8	231,6	258,9	327,5	347,4	417,5

WR10 (a = 2,54 · 10<sup>-3</sup> m, b = 1,27 · 10<sup>-3</sup> m) : 92 „cut-off“ Frequenzen zwischen 0-1000 GHz

### 6.3.2 Photonischer Sender mit TW-PD und bow-tie-Antenne

Ein 116 μm langer TW-PD mit 3 μm schmalen Mittelleiter integriert mit einer 9° bow-tie-Antenne [56] wurde, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, realisiert. Damit konnte kontinuierliche (S)MMW-Generierung zwischen 20 - 620 GHz bewiesen werden (Abbildung 6.11).

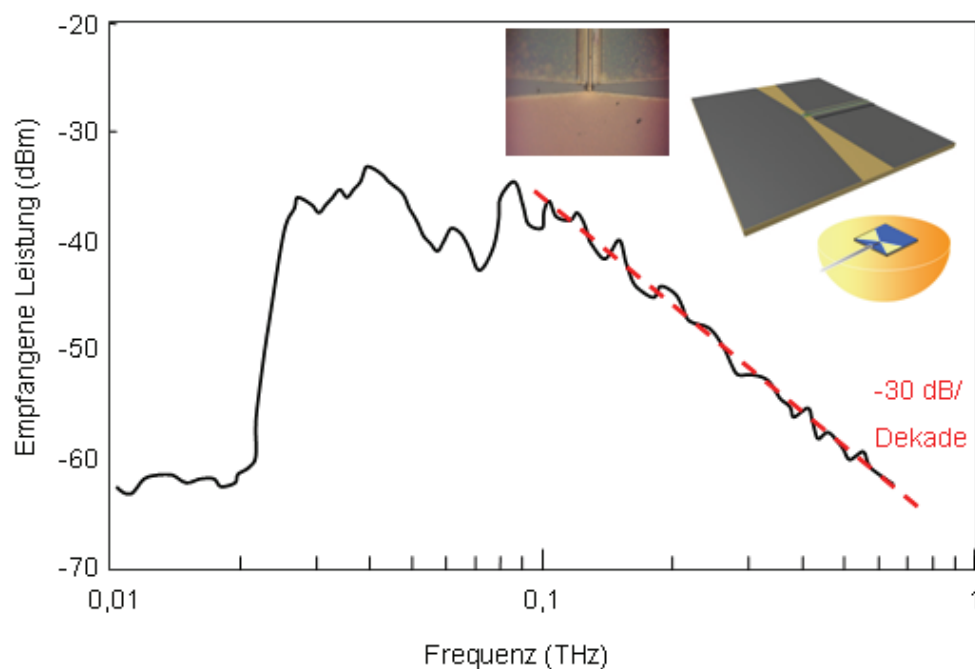


Abbildung 6.11: THz-Generierung mit PLO Sendermodul bestehend aus einem TW-PD mit integrierter bow-tie-Antenne, geklebt auf einer Silizium-Linse.

Die Leistungsabnahme in der Kurve ist geringer als bei den vorherigen Messungen. Dies kann zum Teil auf die frequenzabhängige Abstrahlung der Antenne und die Kopplungsverluste der quasioptischen Übertragung zurückgeführt werden. Andererseits ist der Mittelleiter des TW-PD um einen Faktor 2 schmaler im Vergleich zu den vorherigen und wurde beim Prozessieren nicht gegen Unterätzung geschützt. Dadurch ist die effektive Breite der i-Zone unter der Metallisierung sogar kleiner als  $3\ \mu\text{m}$  und der intrinsische Kapazitätsbelag mehr als zweimal geringer im Vergleich zu den bisher analysierten TW-PDs. Nach Modell führt dies zu einer höheren Impedanz und verbesserten Hochfrequenzeigenschaften.

#### **6.4 Ergebnisse einiger Methoden zur Erhöhung der verfügbaren Leistung und Effizienz**

In diesem Abschnitt werden einige Methoden für die Verbesserung der Leistungseigenschaften und der Konversionseffizienz vorhandener Bauelemente beschrieben.

Im Allgemeinen ist die generierte (S)MMW-Leistung proportional mit dem Quadrat des Gleichstroms. Somit würde die Verdopplung des Stroms zu einer Vervierfachung der Leistung führen. Die Erfahrung zeigt, dass die Bauelemente meistens beschädigt werden, falls der (DC-) Photostrom einen Wert von 20 mA überschreitet. Die Zerstörungsmechanismen scheinen zum größten Teil thermischer Natur zu sein [83, 87] und durch Kühlen der Chips mittels eines Peltier-Elements, vertragen die gleichen Bauelemente einen wesentlich höheren Strom. Bei 100 GHz und einem Photostrom von 35 mA generierte ein gekühltes Bauelement 3 dB mehr Leistung als bei 20 mA (Abbildung 6.12).

Um derart hohe Photoströme zu erreichen, werden optische Leistungen von über 100 mW benötigt. Die spezifische Empfindlichkeit eines TW-PD ohne integrierten Modenwandler gekoppelt an eine Spiegelbruchfaser beträgt

0,17 A/W. Durch Einsatz einer sphärischen Rubinlinse mit einem Brechungsindex von 1,77 und einem Durchmesser von 157  $\mu\text{m}$ , siehe Abschnitt 5.3.3, wurde die spezifische Empfindlichkeit auf 0,59 A/W erhöht. Somit konnte eine um 5,4 dB bessere Faser-Chip-Kopplungseffizienz erreicht werden (Abbildung 6.13).

In Abschnitt 5.2.4 wurde gezeigt, dass die quasioptischen Kopplungsverluste von einem WR10 Hohlleiterende in die Golay-Zelle wegen der divergenten und asymmetrischen Strahlung des Hohlleiters sehr hoch sind, und dass durch den Einsatz von Hornantennen mit hohem Richtverhältnis eine bessere Kopplungseffizienz erreicht werden könnte. Messungen bis zu einem Terahertz mit Photomischern, die an WR10-Hohlleiter mit Hornantennen mittels koplanaren Mikrowellensonden gekoppelt wurden, zeigen Oszillationen um die Abnahmetendenz mit der vierten Potenz der Frequenz (Abbildung 6.14). Die Variationen, die stärker als die Welligkeiten aus Abbildung 6.9 sind, und die bei der Strahlung aus einem offenen Hohlleiter nicht erscheinen, könnten mit einer frequenzabhängigen Kopplungseffizienz zwischen Hornantenne und Golay-Zelle über den freien Raum erläutert werden. Ähnliche Resonanzen wurden in [60] festgestellt.

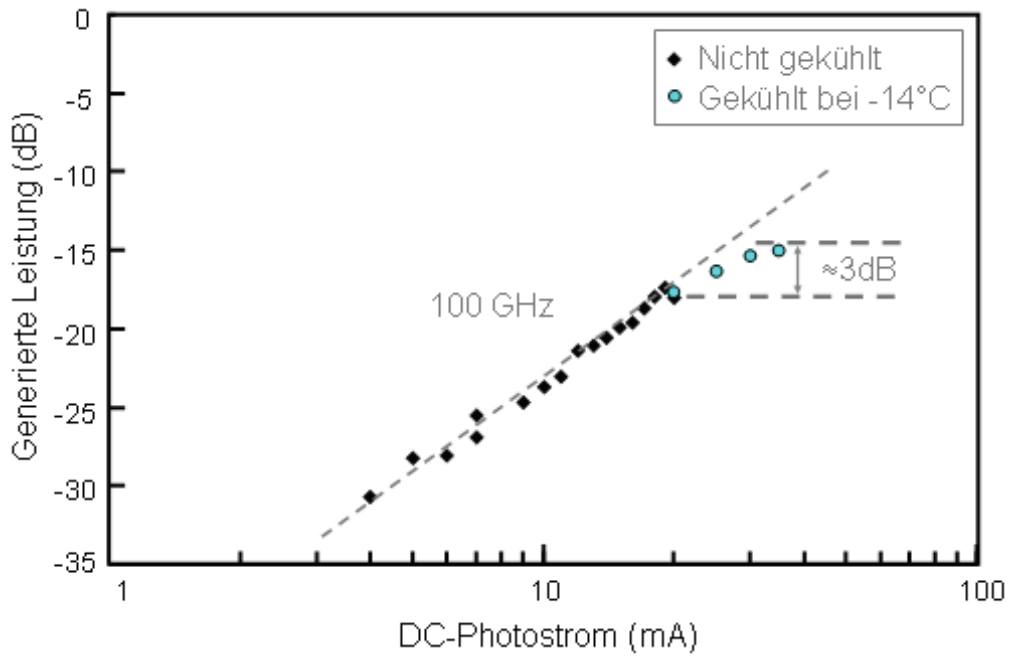


Abbildung 6.12: Erhöhung der DC-Belastbarkeit eines TW-PD und der generierten Leistung durch Einsatz eines Peltier-Elements.

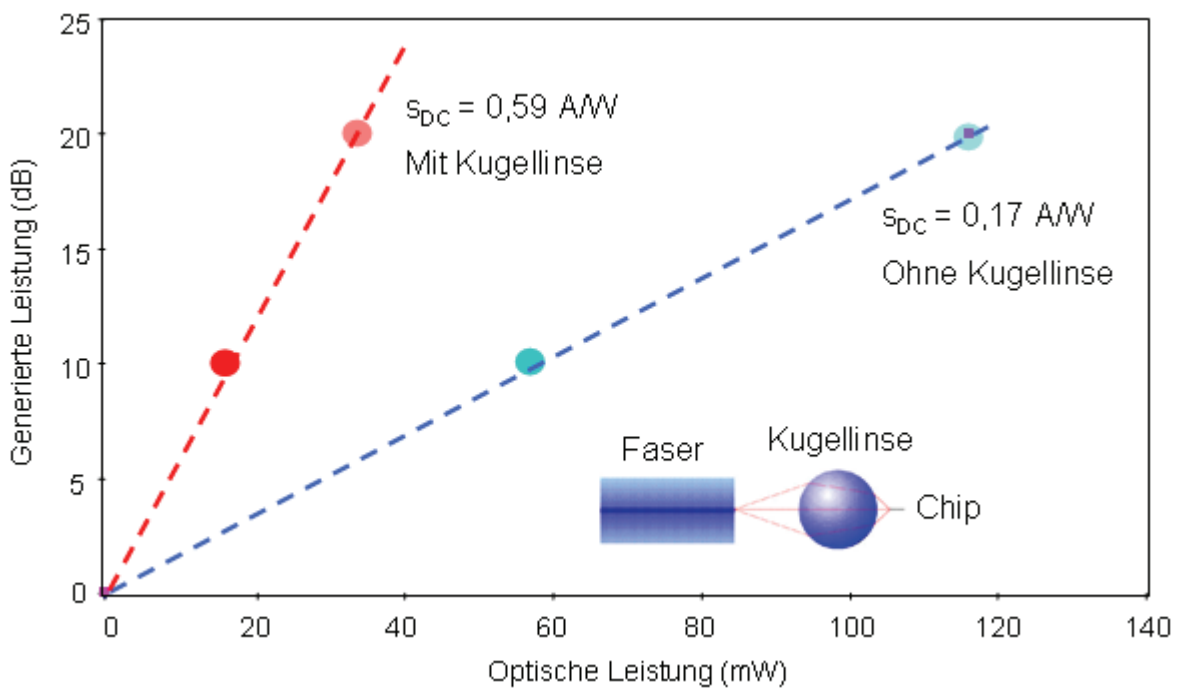


Abbildung 6.13: Erhöhung der optischen spezifischen Empfindlichkeit eines TW-PD durch Einsatz von Kugellinsen.

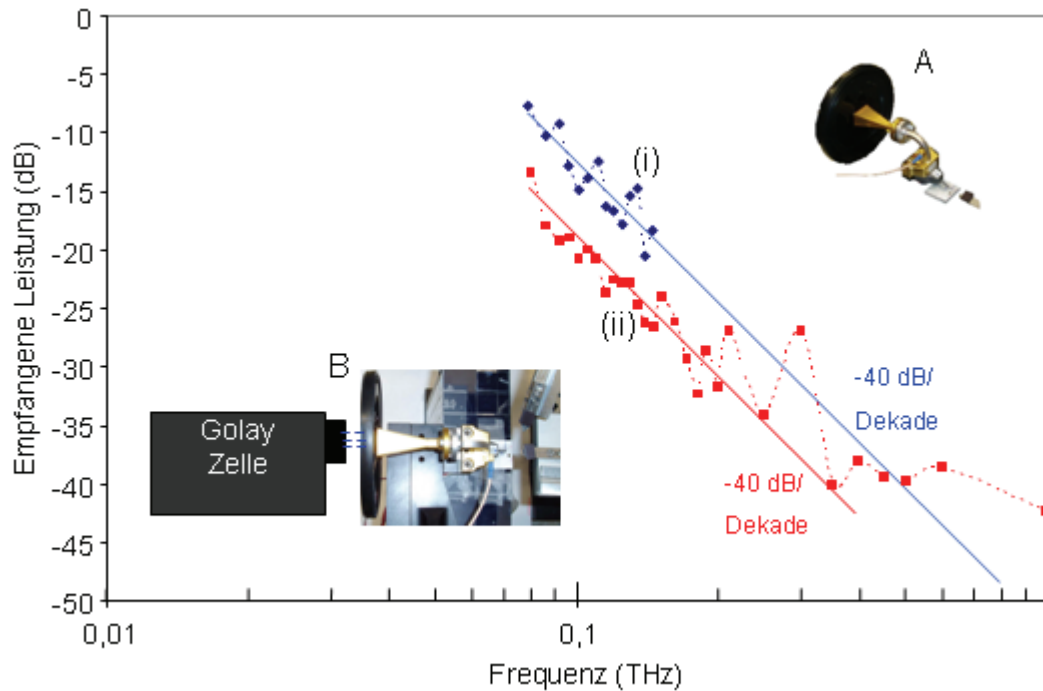


Abbildung 6.14: Empfangene Leistung, wenn für die Kopplung einer WR10-Sonde zur Golay-Zelle eine Hornantenne (22 dB Gewinn gegenüber einem isotropischen Strahler (dBi) bei 100 GHz) benutzt wird. Der TW-PD (i) ist  $6,5 \mu\text{m}$  breit und wurde an der Stelle  $z = 63 \mu\text{m}$  kontaktiert. Der TW-PD (ii) ist  $21 \mu\text{m}$  breit und wurde an der Stelle  $40 \mu\text{m}$  kontaktiert. Die Oszillationen um die Abnahmetendenz mit 40 dB/Dekade können auf die frequenzabhängigen Kopplungsverluste zurückgeführt werden.

A: Mikrowellensonde mit WR10-Hohlleiterausgang, angeschlossen an WR10-Hornantenne. Um die Hornantenne befindet sich eine Abschirmung aus schwarzem Kunststoff. Die Chips wurden auf einem Peltier-Element platziert, das für diese Messung aber nicht aktiviert wurde.

B: Schematische Darstellung der Einkopplung in die Golay-Zelle.



## 7 Zusammenfassung

Photonische Lokaloszillatoren (PLOs), die durch Mischen von zwei optischen Signalen eine Differenzfrequenz im THz-Bereich erzeugen, haben sich in den vergangenen Jahren für Anwendungen in der THz-Technik etabliert.

Insbesondere in radioastronomische THz-Antennenanordnungen wie dem „Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array“ (ALMA) in Chile, sind Photonische Lokaloszillatoren (PLOs) bei Wellenlängen um 1550 nm von besonderer Wichtigkeit, da diese durch Nutzung des dämpfungsärmsten optischen Fernübertragungsfensters die Verteilung eines zentral generierten Lokaloszillator-Signals an den Antennen über Strecken von mehr als zehn Km erlauben.

Im Rahmen des ALMA Projekts wurden in dieser Dissertation PLOs für die optische Generierung von MMW und THz-Strahlung entwickelt und hergestellt. Ein Schwerpunkt war die Realisierung von THz-Photomischern für das optische 1550 nm Fenster, die im Gegensatz zu den optischen Komponenten, nicht kommerziell erhältlich sind. Diese Photomischer wurden im Reinraum des Fachgebiets Optoelektronik durch standardisierte Verfahren wie nasschemische Ätztechnik und Lift-off-Technik in Form von Wanderwellen-Photodetektoren (TW-PDs) realisiert.

Ein Simulationsverfahren für die THz-Photomischer, basierend auf dem analytischen TLM-Modell, wurde entwickelt. Die Einflüsse von Wellenausbreitung, Laufzeiten und TLM-Ersatzschaltung konnten somit separat untersucht werden.

Weiterhin wurde die Messtechnik für die Charakterisierung der PLOs aufgebaut. Mit Hilfe konventioneller Verfahren konnten diese im Millimeterwellenbereich bis zu 160 GHz (zum Zeitpunkt der Messung die höchste, mit einem 1550 nm-Photomischer erreichte Frequenz [53]) charakterisiert werden.

Bei 110 GHz wurde ein Rekordwert für Wellenleiter- und Wanderwellen-Photodioden-basierte PLOs mit -7,9 dBm gemessener Ausgangsleistung erreicht. Unter Berücksichtigung der Koppelverluste deutet dies auf eine potentiell verfügbare Ausgangsleistung von über einem Milliwatt hin, was die im ALMA-Projekt bei dieser Frequenz benötigte Leistung deutlich übertrifft.

Für den Terahertz-Bereich wurde im Rahmen dieser Arbeit eine quasioptische Methode für Messungen im Frequenzbereich sowohl auf dem Chip als auch auf dem Wafer entwickelt, die nach derzeitigem Kenntnisstand einzigartig ist (Abschnitt 5.2.3, [82]). Die quasioptischen Kopplungsverluste wurden in der Nähe von 100 GHz experimentell ermittelt.

Die angestrebte optische Generierung von THz-Strahlung bei Frequenzen bis zu einem Terahertz wurde für 1550 nm-Photomischer zum ersten Mal durch Messungen auf dem Chip nachgewiesen. Eine Abnahme der gemessenen Leistung im THz-Bereich mit der vierten Potenz der Frequenz (40 dB/Dekade) wurde festgestellt.

Unter Berücksichtigung der quasioptischen Koppelverluste und dem Umstand, dass die 50  $\Omega$ -Messsonde nur einen Bruchteil der generierten Leistung erfasst, deutet dieses Ergebnis (Abschnitt 6.3.1, Abbildung 6.9) auf eine potentiell verfügbare Ausgangsleistung von über einem Mikrowatt bei Frequenzen bis zu 0,4 - 0,5 THz hin. Dies reicht aus, um als Lokaloszillator für radioastronomische Supraleiter-Isolator-Supraleiter (SIS) Heterodynempfänger eingesetzt zu werden.



Einige sehr wirksame Methoden, um die verfügbare Leistung und die Effizienz der Generierung zu erhöhen, wurden entwickelt und erfolgreich getestet.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und realisierte breitbandige PLO-Sendemodul, basierend auf einem TW-PD mit monolithisch integrierter bow-tie-Antenne, generiert THz-Strahlung im Bereich von 0,02 bis 0,62 THz.

Die hier experimentell festgestellte Abnahme der Leistung mit 40 dB/Dekade durch Messungen auf dem Chip im THz-Bereich ist auch in Messdaten aus der Literatur zu finden [52]; doch eine Erklärung dafür wurde bisher nicht geliefert. Nach dem Funktionsprinzip der Wanderwellen-Photodetektoren und den bisherigen theoretischen Arbeiten wäre eine Abnahme der Leistung über der Frequenz mit der vierten Potenz nicht zu erwarten.

Das im Rahmen dieser Arbeit erstellte Simulationsverfahren erlaubte es jedoch, die Erklärung des Frequenzverhaltens von TW-PDs im THz-Bereich zu finden: Neben den Laufzeiten der photogenerierten Ladungsträger werden die Hochfrequenzeigenschaften von Wanderwellen-Photodioden auch durch eine interne  $R'C'$ -Zeitkonstante begrenzt, die im wesentlichen durch den kapazitiven Belag der Raumladungszone und den resistiven Belag der leitenden Schichten bestimmt ist. Dieses Erkenntnis ist für das Design zukünftiger, auf Wanderwellen-Photodetektoren basierenden PLOs besonders wertvoll und zeigt, dass neben der Minimierung von Laufzeiten auch die Reduzierung des Schichtwiderstandbelages und des Kapazitätsbelages wichtig ist. Dies kann bei TW-PDs durch höhere Dotierung der p und n Schichten und durch Verkleinerung der Breite der Raumladungszone (mittels selektiver Unterätzung) erreicht werden. Dadurch wäre auch die Impedanz der TW-PDs höher, die Impedanzanpassung an Antennen und Mikrowellensonden besser und die aus dem Detektor entnommene Leistung höher [28, 50].

Weitere Möglichkeiten, die zur Erhöhung der verfügbaren Leistung untersucht werden sollten ergeben sich aus der Technologie aktueller konzentrierter Bauelemente:

- Entwicklung von Bauelementen in denen nur die Elektronen zum Photostrom beitragen (pin-UTC oder Schottky-Übergänge)
- Übereinander gewachsene pin-Schichten („n-p-n-i-p“-Photodioden), um den Kapazitätsbelag weiter zu reduzieren
- Entwicklung von Materialien, in denen die Ladungsträger kurze Lebenszeiten und hohe Mobilität besitzen. Dies wird im Fall von „LTG“-GaAs, das bei Wellenlängen um 800 nm eingesetzt wird, durch Wachstum bei niedrigen Temperaturen gefolgt von Tempern erreicht.

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen im Vergleich zum Stand der Technik vor dieser Arbeit einen deutlichen Fortschritt in der Einsatzmöglichkeit von 1550 nm-PLOs in einem sehr weiten Frequenzbereich, der alle Bänder des ALMA Projekts und dadurch unter anderem auch einen Teil des für die THz-Spektroskopie interessanten Spektrums abdeckt.

# Anhang

## Nebenrechnungen

### A.1 Lösung der Differentialgleichung ( 3.17 ):

$$\frac{dJ_n}{dx} = -\frac{j\omega}{v_n} \cdot J_n - q \cdot G$$

1. homogene Lösung:

$$\frac{dJ_{n,\text{homogen}}}{dx} = -\frac{j\omega}{v_n} \cdot J_{n,\text{homogen}}$$

⇔

$$\frac{dJ_{n,\text{homogen}}}{J_{n,\text{homogen}}} = -\frac{j\omega}{v_n} \cdot dx$$

⇒

$$J_{n,\text{homogen}} = \text{Konstante} \cdot e^{-j\omega \cdot \frac{x}{v_n}}$$

2. partikuläre Lösung:

⇒

$$\frac{d}{dx} = 0$$

⇒

$$J_{n,\text{partikulär}} = -\frac{q \cdot G \cdot v_n}{j\omega}$$

3. allgemeine Lösung:

$$J_{n,\text{allgemein}} = \text{Konstante} \cdot e^{-j\omega \cdot \frac{x}{v_n}} - \frac{q \cdot G \cdot v_n}{j\omega}$$

4. spezielle Lösung:

mit der Randbedingung  $J_n(x=0) = 0$

⇒

$$J_n = \frac{q \cdot G \cdot v_n}{j\omega} \cdot \left[ e^{-j\omega \cdot \frac{x}{v_n}} - 1 \right]$$

## A.2 Lösung der Differentialgleichung ( 3.18 ):

$$\frac{dJ_p}{dx} = + \frac{j\omega}{v_n} \cdot J_p + q \cdot G$$

1. homogene Lösung:

$$\frac{dJ_{p,\text{homogen}}}{dx} = \frac{j\omega}{v_p} \cdot J_{p,\text{homogen}}$$

⇔

$$\frac{dJ_{p,\text{homogen}}}{J_{p,\text{homogen}}} = \frac{j\omega}{v_p} \cdot dx$$

⇒

$$J_{p,\text{homogen}} = \text{Konstante} \cdot e^{j\omega \cdot \frac{x}{v_p}}$$

2. partikuläre Lösung:

$$\frac{d}{dx} = 0$$

⇒

$$J_{p,\text{partikulär}} = -\frac{q \cdot G \cdot v_p}{j\omega}$$

3. allgemeine Lösung:

⇒

$$J_{p,\text{allgemein}} = \text{Konstante} \cdot e^{j\omega \cdot \frac{x}{v_p}} - \frac{q \cdot G \cdot v_p}{j\omega}$$

4. spezielle Lösung:

mit der Randbedingung

$$J_p(x = d_0) = 0$$

⇒

$$J_p = \frac{q \cdot G \cdot v_n}{j\omega} \cdot \left[ e^{-j\omega \cdot \frac{d_0 - x}{v_p}} - 1 \right]$$

**A.3 Lösung der Differentialgleichung( 3.23 ):**

$$\frac{d}{dx}(J_n) = -\frac{j\omega}{v_n} \cdot J_n$$

Es handelt sich um die gleiche Differentialgleichung wie bei ( 3.17 ), nur dass hier eine homogene Gleichung vorliegt. Somit ergibt sich analog die allgemeine Lösung zu:

⇒

$$J_{n,\text{allgemein}} = \text{Konstante} \cdot e^{-j\omega \frac{x}{v_n}}$$

Die spezielle Lösung mit der Randbedingung

$$J_n(x = d_0) = \frac{q \cdot G \cdot v_n}{j\omega} \cdot \left[ e^{-j\omega \frac{d_0}{v_n}} - 1 \right]$$

lautet

$$J_n = \frac{q \cdot G \cdot v_n}{j\omega} \cdot \left[ e^{-j\omega \frac{d_0}{v_n}} - 1 \right] \cdot e^{-j\omega \frac{x-d_0}{v_n}} .$$

#### A.4 Lösung der Differentialgleichung ( 3.27 ):

$$\frac{d}{dx}(J_p) = \frac{j\omega}{v_p} \cdot J_p$$

Es handelt sich um die gleiche Differentialgleichung wie bei ( 3.18 ), nur dass eine homogene Gleichung vorliegt. Somit ergibt sich analog die allgemeine Lösung zu:

$$J_{p,\text{allgemein}} = \text{Konstante} \cdot e^{-j\omega \frac{x}{v_p}}$$

Die spezielle Lösung mit der Randbedingung

$$J_p(x=0) = \frac{q \cdot G \cdot v_p}{j\omega} \cdot \left[ e^{-j\omega \cdot \frac{d_0}{v_p}} - 1 \right]$$

ist:

$$J_p = \frac{q \cdot G \cdot v_p}{j\omega} \cdot \left[ e^{-j\omega \cdot \frac{d_0}{v_p}} - 1 \right] \cdot e^{j\omega \cdot \frac{x}{v_p}}$$

### A.5 Herleitung der Strombelagsgleichungen ( 3.31 ) und ( 3.32 ):

Es gilt:

$$i'(z) = \int_0^{y_0} \bar{J} dy = y_0 \cdot \bar{J}$$

mit

$$\bar{J} = \frac{1}{d_{ip} + d_0 + d_{ip}} \cdot \left[ \int_{-d_{ip}}^0 J_p dx + \int_0^{d_0} (J_n + J_p) dx + \int_{d_0}^{d_0+d_{in}} J_n dx \right].$$

Die entsprechenden Stromdichten werden für die jeweiligen Bereiche eingesetzt:

⇒

$$i'(z) = \frac{y_0}{d_{ip} + d_0 + d_{in}} \cdot \left[ \frac{q \cdot G \cdot v_p}{j\omega} \left( e^{-j\omega \cdot \frac{d_0}{v_p}} - 1 \right) \int_{-d_{ip}}^0 e^{j\omega \cdot \frac{x}{v_p}} dx + \frac{q \cdot G}{j\omega} \int_0^{d_0} v_n \left( e^{-j\omega \cdot \frac{x}{v_n}} - 1 \right) dx + \right. \\ \left. + \frac{q \cdot G}{j\omega} \int_0^{d_0} v_p \left( e^{-j\omega \cdot \frac{d_0-x}{v_p}} - 1 \right) dx + \frac{q \cdot G \cdot v_n}{j\omega} \left( e^{-j\omega \cdot \frac{d_0}{v_n}} - 1 \right) \int_{d_0}^{d_0+d_{in}} e^{-j\omega \cdot \frac{x-d_0}{v_n}} dx \right]$$

⇒

$$i'(z) = \frac{y_0}{d_{ip} + d_0 + d_{in}} \cdot \left[ \frac{q \cdot G}{j\omega} \left\{ v_p \cdot \left( e^{-j\omega \frac{d_0}{v_p}} - 1 \right) \frac{v_p}{j\omega} e^{j\omega \frac{x}{v_p}} \right|_{-d_{ip}}^0 \cdot v_n \cdot \left( -\frac{v_n}{j\omega} e^{-j\omega \frac{x}{v_n}} - x \right) \right|_0^{d_0} + \right. \\ \left. + v_p \left( \frac{v_p}{j\omega} e^{-j\omega \frac{d_0-x}{v_p}} - x \right) \right|_0^{d_0} + v_n \left( e^{-j\omega \frac{d_0}{v_n}} - 1 \right) \left( -\frac{v_n}{j\omega} e^{-j\omega \frac{x-d_0}{v_n}} \right) \right|_{d_0}^{d_0+d_{in}} \left. \right]$$

⇒

$$i'(z) = \frac{y_0}{d_{ip} + d_0 + d_{in}} \cdot \frac{q \cdot G}{j\omega} \cdot \left[ \frac{v_p^2}{j\omega} \left( e^{-j\omega \frac{d_0}{v_p}} - 1 \right) \left( 1 - e^{-j\omega \frac{d_{ip}}{v_p}} \right) + v_n \left( \frac{v_n}{j\omega} \left\{ 1 - e^{-j\omega \frac{d_0}{v_n}} \right\} - d_0 \right) \right] + \\ + v_p \left( \frac{v_p}{j\omega} \left\{ 1 - e^{-j\omega \frac{d_0}{v_p}} \right\} - d_0 \right) + \frac{v_n^2}{j\omega} \left( e^{-j\omega \frac{d_0}{v_n}} - 1 \right) \left( 1 - e^{-j\omega \frac{d_{in}}{v_n}} \right) \right]$$

mit

$$G = G(z) = G_0 \cdot e^{-\gamma_{opt} \cdot z}$$

⇒

$$i'(z) = \tilde{i}' \cdot e^{-\gamma_{opt} \cdot z}$$

## A.6 Herleitung der Gleichung ( 3.53 ):

$$i_{ha} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot \left[ \frac{e^{-\gamma_{opt} \cdot l} - e^{-\gamma \cdot l}}{\gamma - \gamma_{opt}} - \frac{r_a \left( e^{-\gamma_{opt} \cdot l} - e^{-3\gamma \cdot l} \right)}{\left( 1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot l} \right) \cdot \left( 3\gamma - \gamma_{opt} \right)} - \frac{r_e \left( e^{-\gamma_{opt} \cdot l - 2\gamma \cdot l} - e^{-\gamma \cdot l} \right)}{\left( 1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot l} \right) \cdot \left( \gamma + \gamma_{opt} \right)} \right]$$

Ausmultiplizieren und Umformen von ( Gleichung ( 3.51 ) ) ergibt:

⇒



$$i'_{ha} = i'_0(z_S) \cdot e^{-\gamma \cdot (L-z_S)} \cdot \frac{1 - r_a e^{-2\gamma(L-z_S)} + r_e e^{-2\gamma z_S} - r_a r_e e^{-2\gamma L}}{2 \cdot (1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma L})}$$

⇒

$$i'_{ha} = \frac{i'_0(z_S)}{2} \cdot e^{-\gamma \cdot (L-z_S)} \cdot \left[ 1 - \frac{r_a \cdot e^{-2\gamma(L-z_S)} - r_e \cdot e^{-2\gamma z_S}}{1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma L}} \right]$$

mit der Notation:

$$i'_0(z_S) = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot e^{-\gamma \cdot z_S}$$

⇒

$$i'_{ha} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot \left[ \frac{e^{-\gamma_{opt} \cdot z_S - \gamma(L-z_S)} - r_a \cdot e^{-\gamma_{opt} \cdot z_S - 3\gamma(L-z_S)} - r_e \cdot e^{-\gamma_{opt} \cdot z_S - \gamma(L+z_S)}}{1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma L}} \right]$$

⇒

$$i'_{ha} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot \left[ \frac{e^{-\gamma \cdot L + (\gamma - \gamma_{opt}) z_S} - r_a \cdot e^{-3\gamma \cdot L + (3\gamma - \gamma_{opt}) z_S} - r_e \cdot e^{-\gamma \cdot L - (\gamma + \gamma_{opt}) z_S}}{1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma L}} \right]$$

Dies wird gemäß Gleichung ( 3.52 ) integriert:

⇒

$$i_{ha} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot \left\{ \left[ \frac{e^{-\gamma \cdot L + (\gamma - \gamma_{opt}) z}}{\gamma - \gamma_{opt}} \right]_0^L - \frac{r_a}{1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma L}} \cdot \left[ \frac{e^{-3\gamma \cdot L + (3\gamma - \gamma_{opt}) z}}{3\gamma - \gamma_{opt}} \right]_0^L - \frac{r_e}{1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma L}} \left[ \frac{e^{-\gamma \cdot L - (\gamma + \gamma_{opt}) z}}{\gamma + \gamma_{opt}} \right]_0^L \right\}$$

⇒

$$i_{ha} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot \left[ \frac{e^{-\gamma_{opt} \cdot l} - e^{-\gamma \cdot l}}{\gamma - \gamma_{opt}} - \frac{r_a (e^{-\gamma_{opt} \cdot l} - e^{-3\gamma \cdot l})}{(1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma l}) \cdot (3\gamma - \gamma_{opt})} - \frac{r_e (e^{-\gamma_{opt} \cdot l - 2\gamma \cdot l} - e^{-\gamma \cdot l})}{(1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma l}) \cdot (\gamma + \gamma_{opt})} \right]$$

⇒

$$i_{h_a} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot (a_1 - a_2 - a_3)$$

mit

$$a_1 = \frac{e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-\gamma \cdot L}}{\gamma - \gamma_{opt}}$$

$$a_2 = \frac{r_a \cdot (e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-3\gamma \cdot L})}{(1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot L}) \cdot (3\gamma - \gamma_{opt})}$$

$$a_3 = \frac{r_e \cdot (e^{-\gamma_{opt} \cdot L - 2\gamma \cdot L} - e^{-\gamma \cdot L})}{(1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot L}) \cdot (\gamma + \gamma_{opt})}$$

### A.7 Herleitung der Gleichung ( 3.70 ):

$$i_{h_b} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot \left[ \begin{array}{l} \frac{e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-\gamma \cdot (L_{ges} - L) - \gamma_{opt} \cdot L_{ges}}}{\gamma + \gamma_{opt}} \\ - \frac{r_b (e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-3\gamma \cdot (L_{ges} - L) - \gamma_{opt} \cdot L_{ges}})}{(1 - r_b r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)}) \cdot (3\gamma + \gamma_{opt})} \\ + \frac{r_y (e^{-\gamma_{opt} \cdot L + \gamma \cdot (2 \cdot L - L_{ges})} - e^{-\gamma_{opt} \cdot L_{ges}})}{(1 - r_b r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)}) \cdot (\gamma_{opt} - \gamma)} \end{array} \right]$$

Ausmultiplizieren und Umformen von ( Gleichung ( 3.68 ) ) ergibt:

$$i'_{h_b} = \tilde{i}'_0(z_S) \cdot e^{-\gamma \cdot (z_S - L)} \cdot \frac{1 - r_b e^{-2\gamma \cdot (z_S - L)} + r_y e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - z_S)} - r_b r_y e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)}}{2 \cdot (1 - r_b r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)})}$$

⇒

$$i'_{hb} = \frac{\tilde{i}'_0(z_S)}{2} \cdot e^{-\gamma \cdot (z_S - L)} \cdot \left[ 1 - \frac{r_b \cdot e^{-2\gamma \cdot (z_S - L)} - r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - z_S)}}{1 - r_y r_b \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)}} \right]$$

⇒

$$i'_{hb} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot \left[ e^{-\gamma_{opt} \cdot z_S - \gamma \cdot (z_S - L)} - \frac{r_b \cdot e^{-\gamma_{opt} \cdot z_S - 3\gamma \cdot (z_S - L)} - r_y \cdot e^{-\gamma_{opt} \cdot z_S - \gamma \cdot (2L_{ges} - L - z_S)}}{1 - r_y r_b \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)}} \right]$$

⇒

$$i'_{ha} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot \left[ e^{\gamma \cdot L - (\gamma + \gamma_{opt}) z_S} - \frac{r_b \cdot e^{3\gamma \cdot L - (3\gamma + \gamma_{opt}) z_S} - r_y \cdot e^{-\gamma \cdot (2L_{ges} - L) + (\gamma - \gamma_{opt}) z_S}}{1 - r_y r_b \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)}} \right]$$

Dies wird gemäß Gleichung ( 3.69 ) integriert:

⇒

$$i_{hb} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot \left\{ \left[ \frac{e^{\gamma \cdot L - (\gamma + \gamma_{opt}) z}}{- (\gamma + \gamma_{opt})} \right]_L^{L_{ges}} - \frac{r_b}{1 - r_y r_b \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)}} \cdot \left[ \frac{e^{3\gamma \cdot L - (3\gamma - \gamma_{opt}) z}}{(3\gamma + \gamma_{opt})} \right]_L^{L_{ges}} + \frac{r_y}{1 - r_y r_b \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)}} \cdot \left[ \frac{e^{-\gamma \cdot (2L_{ges} - L) - (\gamma_{opt} - \gamma) z}}{- (\gamma_{opt} - \gamma)} \right]_L^{L_{ges}} \right\}$$

⇒

$$i_{hb} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot \left[ \begin{aligned} & \frac{e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-\gamma \cdot (L_{ges} - L) - \gamma_{opt} \cdot L_{ges}}}{\gamma + \gamma_{opt}} \\ & - \frac{r_b \left( e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-3\gamma \cdot (L_{ges} - L) - \gamma_{opt} \cdot L_{ges}} \right)}{\left( 1 - r_y r_b \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)} \right) \cdot (3\gamma + \gamma_{opt})} \\ & + \frac{r_y \left( e^{-\gamma_{opt} \cdot L - 2\gamma \cdot (L_{ges} - L)} - e^{-\gamma_{opt} \cdot L_{ges}} \right)}{\left( 1 - r_y r_b \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)} \right) \cdot (\gamma_{opt} - \gamma)} \end{aligned} \right]$$

⇒

$$i_{hb} = \frac{\tilde{i}'_0}{2} \cdot (b_1 - b_2 + b_3)$$

mit:

$$b_1 = \frac{e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-\gamma \cdot (L_{ges} - L) - \gamma_{opt} \cdot L_{ges}}}{\gamma + \gamma_{opt}}$$

$$b_2 = \frac{r_b \left( e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-3\gamma \cdot (L_{ges} - L) - \gamma_{opt} \cdot L_{ges}} \right)}{\left( 1 - r_y r_b \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)} \right) \cdot (3\gamma + \gamma_{opt})}$$

$$b_3 = \frac{r_y \left( e^{-\gamma_{opt} \cdot L - 2\gamma \cdot (L_{ges} - L)} - e^{-\gamma_{opt} \cdot L_{ges}} \right)}{\left( 1 - r_y r_b \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)} \right) \cdot (\gamma_{opt} - \gamma)}$$

## A.8 Umformung der Gleichung ( 3.77 ):

$$i_p = i_{pa} + i_{pb}$$

Mit der Notation:

$$ST_a = \frac{Z_0 \cdot \frac{1+r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}{1-r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}}{Z_p + Z_0 \cdot \frac{1+r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}{1-r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}}$$

wird ( 3.61 ) zu:

$$i_{p_a} = i_{Z_a} \cdot ST_a$$

Mit der Notation:

$$ST_b = \frac{Z_0 \cdot \frac{1+r_e \cdot e^{-2\gamma L}}{1-r_e \cdot e^{-2\gamma L}}}{Z_p + Z_0 \cdot \frac{1+r_e \cdot e^{-2\gamma L}}{1-r_e \cdot e^{-2\gamma L}}}$$

wird ( 3.76 ) zu:

$$i_{p_b} = i_{Z_a} \cdot ST_b.$$

Der Strom  $i_{Z_a}$  berechnet sich durch Multiplikation des transversalen (z-unabhängigen) Strombelag,  $\tilde{i}'_0$  mit einem Faktor:

$$W_{AEa} = \frac{1}{2} \cdot \left[ \frac{e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-\gamma \cdot L}}{\gamma - \gamma_{opt}} - \frac{r_a (e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-3\gamma \cdot L})}{(1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot L}) \cdot (3\gamma - \gamma_{opt})} - \frac{r_e (e^{-\gamma_{opt} \cdot L - 2\gamma \cdot L} - e^{-\gamma \cdot L})}{(1 - r_a r_e \cdot e^{-2\gamma \cdot L}) \cdot (\gamma + \gamma_{opt})} \right] (1 - r_a).$$

Unter Berücksichtigung von ( 3.35 ) und ( 3.43 ) ergibt sich:

$$i_{Z_a}(\omega) = K \cdot W_{TZ}(\omega) \cdot W_{R'C'}(\omega) \cdot W_{AEa}(\omega)$$

Der Strom  $i_{Z_b}$  berechnet sich durch Multiplikation des transversalen (z-unabhängigen) Strombelag,  $\tilde{i}_0'$  mit einem Faktor:

$$W_{AEb} = \frac{1}{2} \cdot \left[ \frac{e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-\gamma \cdot (L_{ges} - L) - \gamma_{opt} \cdot L_{ges}}}{\gamma + \gamma_{opt}} - \frac{r_b \left( e^{-\gamma_{opt} \cdot L} - e^{-3\gamma \cdot (L_{ges} - L) - \gamma_{opt} \cdot L_{ges}} \right)}{\left( 1 - r_b r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)} \right) \cdot (3\gamma + \gamma_{opt})} + \frac{r_y \left( e^{-\gamma_{opt} \cdot L + \gamma \cdot (2 \cdot L - L_{ges})} - e^{-\gamma_{opt} \cdot L_{ges}} \right)}{\left( 1 - r_b r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)} \right) \cdot (\gamma_{opt} - \gamma)} \right] \cdot (1 - r_b)$$

Unter Berücksichtigung von ( 3.35 ) und ( 3.43 ) ergibt sich:

$$i_{Z_b}(\omega) = K \cdot W_{TZ}(\omega) \cdot W_{R'C'}(\omega) \cdot W_{AEb}(\omega)$$

Damit kann ( 3.77 ) in folgende Form gebracht werden:

$$i_p = i_{p_a} + i_{p_b} = i_{Z_a} \cdot ST_a + i_{Z_b} \cdot ST_b = K \cdot W_{TZ} \cdot W_{R'C'} \cdot (ST_a \cdot W_{AEa} + ST_b \cdot W_{AEb})$$

Mit der Notation:

$$W_{AEp} = ST_a \cdot W_{AEa} + ST_b \cdot W_{AEb}$$

kann ( 3.77 ) zu:

$$i_p = K \cdot W_{TZ} \cdot W_{R'C'} \cdot W_{AEp}$$

umgeformt werden.

$W_{TZ}$  und  $W_{R'C'}$  beschreiben den Einfluss von Laufzeiteffekten bzw. die Elemente des Ersatzschaltbilds (Kapitel 3.2.2.1). Durch  $W_{AEp}$  wird die Ausbreitung optischer und elektrischer Wellen in dem TW-PD berücksichtigt und die Reflexionen an den Enden der (TW-PD-) Leitung werden vor/nach dem Lastwiderstand berücksichtigt.

## A.9 Vereinfachte Berechnung der elektrischen Kopplungsverluste

Diese Berechnung ist für Wanderwellen-Photodetektoren mit der Schichtstruktur und dem Querschnitt von TW-PD „I“ (Abbildung 6.3) gültig.

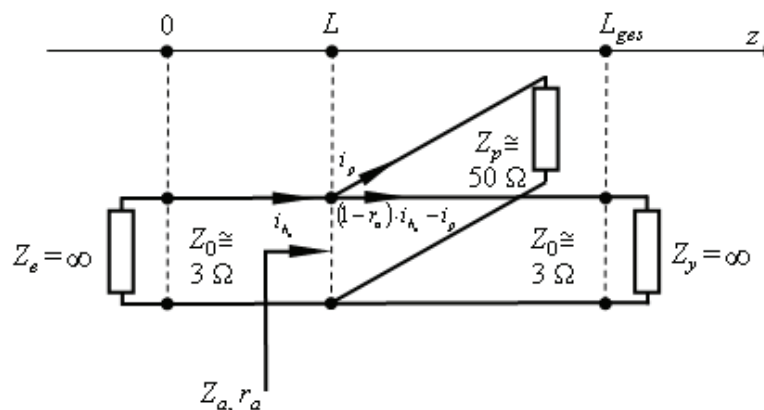


Abbildung A.1: Ersatzschaltbild für einen TW-PD mit der charakteristischen Impedanz  $Z_0$ , kontaktiert bei  $z = L$  mit einer Messsonde der Impedanz  $Z_p = 50 \Omega$  (Abbildung 6.1).

Unter die Annahme dass die optische Leistung vom Eingang des TW-PDs bis zum Aufsetzpunkt der Messsonde (von  $z=0$  bis  $z=L$ , Abbildung A.1) nahezu komplett absorbiert wird

$$e^{-\gamma_{opt} \cdot L} \rightarrow 0$$

und dass die elektrische Wellen auf der Strecke vom Aufsetzpunkt der Sonde bis zum Ende des TW-PD und zurück nahezu komplett gedämpft werden:

$$e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)} \longrightarrow 0$$

wird die Berechnung der Kopplungseffizienz deutlich vereinfacht.

Mit einer effektiven optischen Absorption von  $\alpha_{eff} = 4,24 \text{ dB}/10 \mu\text{m}$  (berechnet mit BPM-CAD 4.0) und einer elektrischen Dämpfung von  $\approx 5 \text{ dB}/100 \mu\text{m}$  (Wert um 100 GHz, Abbildung 3.5) sind die obigen Annahmen dann erfüllt, wenn der Abstand der Sonde von der Einkoppel-Stirnfläche des TW-PD einige zehn  $\mu\text{m}$  und nach der Sonde einige hunderte  $\mu\text{m}$  beträgt, was bei den meisten Messungen der Fall ist.

Für den Frequenzbereich um 100 GHz gilt  $Z_p = 50 \Omega$  und  $Z_0 \cong 3 \Omega$  (Abbildung 3.4): Mit obigen Annahmen kann  $Z_a$  über die Gleichung ( 3.59 ) berechnet werden:

$$Z_a = \frac{Z_p \cdot Z_0 \cdot \frac{1 + r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)}}{1 - r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)}}}{Z_p + Z_0 \cdot \frac{1 + r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)}}{1 - r_y \cdot e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)}}} \xrightarrow{e^{-2\gamma \cdot (L_{ges} - L)} \rightarrow 0} \frac{Z_p \cdot Z_0}{Z_p + Z_0} \cong 2,83 \Omega$$

In Gleichung ( 3.45 ) werden die oberen Werte eingesetzt und es ergibt sich:



$$r_a = \frac{Z_a - Z_0}{Z_a + Z_0} \cong 0,029.$$

Da angenommen wurde, dass die optische Leistung zum größten Teil vor dem Aufsetzpunkt der Messsonde absorbiert wird, vereinfacht sich die Berechnung des Stroms in der Sonde (Gleichung ( 3.77 )) zu:

$$i_p = i_{p_a} + i_{p_b} \xrightarrow{i_{p_b} \rightarrow 0} i_{p_a}.$$

Mit Einsetzen von Gleichung ( 3.61 ) folgt:

$$i_p = i_{h_a} \cdot (1 - r_a) \cdot \frac{Z_0 \cdot \frac{1 + r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}{1 - r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}}{Z_p + Z_0 \cdot \frac{1 + r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}{1 - r_y \cdot e^{-2\gamma(L_{ges}-L)}}} \xrightarrow{e^{-2\gamma(L_{ges}-L)} \rightarrow 0} \xrightarrow{e^{-2\gamma(L_{ges}-L)} \rightarrow 0} i_{h_a} \cdot (1 - r_a) \cdot \frac{Z_0}{Z_p + Z_0} \cong 0,0518 \cdot i_{h_a}$$

Die Leistung an der 50  $\Omega$ -Sonde berechnet sich zu:

$$P_{PI} = \operatorname{Re} \left( \frac{|i_p|^2}{2} \cdot Z_p \right) \cong 0,1344 \cdot |i_{h_a}|^2.$$

Die Messsonde und die Strecke vom TW-PD nach dem Aufsetzpunkt der Sonde werden durch eine Abschlussimpedanz  $Z_a \cong 3 \Omega \cong Z_0^*$  ersetzt, die die Bedingung für das Maximum der Ausgangsleistung erfüllt (Abbildung A.2).

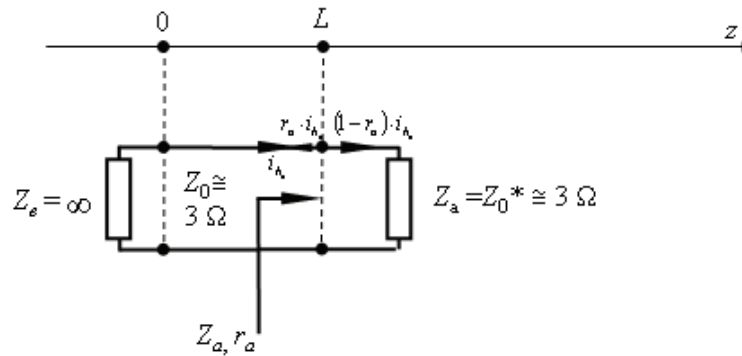


Abbildung A.2: Ersatzschaltung für TW-PD mit der charakteristischen Impedanz  $Z_0 \cong 3 \Omega$  und Lastimpedanz  $Z_a = 3 \Omega \cong Z_0^*$ .

Die Leistung an  $Z_a$  berechnet sich zu:

$$P_{AI} = \operatorname{Re} \left( \frac{|i_{Z_a}|^2}{2} \cdot Z_a \right) \cong 3 \cdot |i_{h_a}|^2$$

Der Verlust durch Messung mit 50  $\Omega$ -Messsonde im Vergleich zum Einsatz der optimalen Lastimpedanz berechnet sich mit den Werten bei 100 GHz zu:

$$V_{dB} = 10 \cdot \log \left( \frac{P_{AI}}{P_{PI}} \right) = 10 \cdot \log \left( \frac{3}{0,1344} \right) \cong 13,48 \text{ dB} .$$

## Literaturverzeichnis

- [1] H.-G. Unger, „**Hochfrequenztechnik in Funk und Radar**“, B.G. Teubner, Stuttgart 1984.
- [2] A. Hirata, T. Kosugi, T. Shibata, T. Nagatsuma, „**High-Directivity Photonic Emitters for 10-Gbit/s Wireless Link**“, *Int. Topical Meet. On Microwave Photonics*, Budapest, Hungary, pp. 35-38, 10-12 September 2003.
- [3] M. Nagel, F. Richter, P. Haring-Bolivar, H. Kurz, „**A functionalized THz sensor for marker-free DNA analysis**“, *Physics in Medicine and Biology*, UK: IOP Publishing, Vol.48, No.22, pp. 3625-36, 21 November 2003.
- [4] M. Dragoman, A. Müller, S. Iordanescu, F. Craciuniou, R. Rizescu, S. Simion, B. Szentpali, K. Somogyi, F. Riesz, S. Varga, „**Quasi-optical THz radar and spectroscopy instrumentation based on nonlinear transmission lines MMICs**“, *Third Workshop on Integrated Nonlinear Microwave and Millimeterwave Circuits*, Duisburg, Germany, pp. 259-264, Oct. 1994.
- [5] W. Demtröder, „**Laserspektroskopie**“, Springer-Verlag, Berlin, 2004.
- [6] M. Koch, „**Bio-medical Applications of THz Imaging**“ in: „*Sensing with Terahertz Radiation*“, Ed. D. Mittleman, Springer-Verlag, Heidelberg, Mai 2002.
- [7] M. Koch, *Allgemeine Bemerkungen zum Forschungsgebiet*, Technische Universität Carolo-Wilhelmina, Braunschweig, Abteilung Terahertz – Systemtechnik. <http://www.tu-braunschweig.de/ihf/ag/terahertz>, 2005.
- [8] Hou-Tong-Chen, R. Kersting, Gyu-Cheon-Cho, „**Terahertz imaging with nanometer resolution**“, *Applied Physics Letters*, Vol.83, No.15, pp.3009-11, 13 Oct. 2003.
- [9] R.M. Woodward, V.P. Wallace, B.E. Cole, R.J. Pye, D.D. Arnone, E.H. Linfield, M. Pepper, „**Terahertz pulse imaging in reflection geometry of skin tissue using time-domain analysis techniques**“, *Proc. SPIE*, Vol.4625, pp.160-9, 2002.

- [10] G.C. Walker, E. Berry, N.N. Zinovev, A.J. Fitzgerald, R.E. Miles, J. Chamberlain, M. Smith, „**Terahertz imaging and international safety guidelines**“, *Proceedings of SPIE*, Vol.4682, pp.683-90, 2002.
- [11] „**Die Entwicklung der Interstellaren Materie: Terahertz-Spektroskopie im Weltall und Labor**“, *information on the scientific topics of the Sonderforschungsbereich (SFB) 494“ at the I. Physikalisches Institut*, Universität zu Köln, 2004. <http://www.ph1.uni-koeln.de/sfb494/>, 2004.
- [12] R. Güsten, P. Hartogh, H.-W. Hübers, U. Graf, K. Jacobs, H.-P. Röser, F. Schäfer, R. Schieder, R. Stark, J. Stutzki, P. van der Wal and A. Wunsch, „**GREAT – The First-Generation German Heterodyne Receiver For SOFIA**“. *proc. SPIE*, Vol. 4014, p. 23-30, 2000. [http://sofia-mirror.dlr.de/Science/publications/spie\\_2000/Great.pdf](http://sofia-mirror.dlr.de/Science/publications/spie_2000/Great.pdf), 2004.
- [13] E.R. Brown, K.A. McIntosh, K.B. Nichols, and C.L. Dennis, „**Photomixing up to 3.8 THz in low-temperature-grown GaAs**“, *Applied Physics Letters*, Vol. 66, No. 3, pp. 285-287, January 16, 1995.
- [14] K.A. McIntosh, E.R. Brown, K.B. Nichols, O.B. McMahon, W.F. DiNatale, and T.M. Lyszczarz, „**Terahertz photomixing with diode lasers in low-temperature-grown GaAs**“, *Applied Physics Letters*, Vol. 67, pp. 3844-3846, 1995.
- [15] G.I. Haddad, J. East, H. Eisele, **Two-Terminal Active Devices for Terahertz Sources**, *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, 13(2) pp395-428, 2003.
- [16] H. Eisele, R. Kamoua, „**Submillimeter-Wave InP Gunn Devices**“, *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 52, No. 10, pp. 2371-2378, October 2004. <http://eprints.whiterose.ac.uk/archive/00000706/01/Eiseleh1.pdf>, 2005.
- [17] E.R. Brown, J.R. Söderström, C.D. Parker, L.J. Mahoney and K.M. Molvar, T.C. McGill, „**Oscillations up to 712 GHz in InAs/AISb resonant-tunneling diodes**“, *Applied Physics Letters*, Vol. 58, No. 20, pp. 2291-2293, 20 May 1991.
- [18] F. Maiwald, S. Martin, J. Bruston, A. Maestrini, T. Crawford, and P.H. Siegel, „**2.7 THz tripler using monolithic membrane diodes**“, *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 3, Phoenix, AZ, pp. 1637–1640,

- May 20–25, 2001.
- [19] R. Brown, R. Kurz, „**Introduction**“, *ALMA Project Book, Chapter 1*, 27 September 2000.  
<http://www.alma.nrao.edu/projectbk/construction/chap1/chap1.pdf>, 2004.
- [20] A. Kumar, „**Antenna Design with Fiber Optics**“, *Artec House Antenna Library*, Artech House, March 1996.
- [21] R.C. Hansen, „**Phased Array Antennas**“, *Wiley Series in Microwave and Optical Engineering*, John Wiley & Sons, Inc, January 1998.
- [22] J. Payne, B. Shillue, A. Vaccari, „**Photonic Techniques for use on the Atacama Large Millimeter Array**“, *Proceedings of IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP'99)*, Sydney 1999.  
<http://www.cv.nrao.edu/~avaccari/tuceng/photonics/documentation/conferences/data/mwp99.pdf>, 2005.
- [23] L. D’Addario, R. Bradley, E. Bryerton, R. Sramek, W. Shillue, S. Thacker, „**Local Oscillators**“, *ALMA Project Book, Chapter 7*, January 12 2002  
<http://www.alma.nrao.edu/projectbk/construction/chap7/chap7.pdf>, 2004.
- [24] M. Alles, „**Entwicklung und Realisierung von Wanderwellen-Photodetektoren für Hochfrequenz-Übertragungssysteme**“, *Dissertation*, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, Fachgebiet Optoelektronik, 2000.
- [25] A. Stöhr, R. Heinzelmann, C. Kaczmarek, D. Jäger, „**Ultra-broadband Ka to W-band 1.55 micron travelling-wave photomixer**“, *Electronics Letters*, Vol. 36, Issue: 11, pp. 970-972, 25 May 2000.
- [26] A. Stöhr, R. Heinzelmann, K. Hagedorn, R. Güsten, F. Schäffer, H. Stür, F. Siebe, P. van der Waal, V. Krozer, M. Feiginov, D. Jäger, „**Integrated 460 GHz photonic local oscillator**“, *Electronics Letters*, Vol. 37, No. 22, pp. 1347-1348, October 2001.
- [27] D. Jäger and A. Stöhr, „**Microwave Photonics**“, *Cobra-Basic Research and Applications Colloquium*, Inter-University Research Institute on Communication Technology, Eindhoven, June 18, 2003.

- [28] C. Kaczamrek, „**Untersuchungen an ultrahochfrequenten Wanderwellen-Photodetektoren**“, *Diplomarbeit*, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, Fachgebiet Optoelektronik, 2000.
- [29] A.D. Olver, „**Microwave and Optical Transmission**“, John Wiley & Sons, Baffins Lane, Chichester, 1992.
- [30] L.N. Langley, M.D. Elkin, C. Edge, M.J. Wale, U. Gliese, X. Huang, and A.J. Seeds, „**Packaged Semiconductor Laser Optical Phase-Locked Loop (OPLL) for Photonic Generation, Processing, and Transmission of Microwave Signals**“, *IEEE Trans MTT-S*, Vol. 47, pp. 1257-1264, No. 7, July 1999.
- [31] S. Bennett, B. Cai, E. Burr, O. Gough and A.J. Seeds, „**1.8-THz bandwidth, zero frequency error, tunable optical comb generator for DWDM applications**“, *IEEE Photonics Technology Letters*, Volume: 11 Issue: 5, pp. 551–553, May 1999.
- [32] J. Ye, L.-S. Ma, T. Day, and J.L. Hall, „**Highly Selective Terahertz Optical Frequency Comb Generator**“, *Optics Letters*, Vol. 22, No. 5, pp. 301-303, Mar. 1, 1997.
- [33] K.J. Ebeling, „**Integrierte Optoelektronik – Wellenleiteroptik Photonik Halbleiter**“, 2. Auflage, Springer Verlag, 1992.
- [34] D. Dragoman and M. Dragoman, „**Advanced Optoelectronic Devices**“, Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 1999.
- [35] J. Wilson, J. Hawkes, „**Optoelectronics: An introduction**“, 3<sup>rd</sup> Ed., Prentice Hall 1998.
- [36] P.-L. Liu, K. J. Williams, M.Y. Frankel and R.D. Esman, „**Saturation Characteristics of Fast Photodetectors**“, *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 47, No. 7, pp. 1297-1303, July 1999.
- [37] S. Jasmin, N. Vodjdani, J.-C. Renaud and A. Enard, „**Diluted- and Distributed-Absorption Microwave Waveguide Photodiodes for High**

- Efficiency and High Power**“, *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 45, No. 8, pp. 1337-1341, August 1997.
- [38] T. Ishibashi, N. Shimizu, S. Kodama, H. Ito, T. Nagatsuma and T. Furuta, **„Uni-Traveling-Carrier Photodiodes**“, *OSA TOPS on Ultrafast Electronics and Optoelectronics*, Vol. 13, pp. 83-87, 1997.
- [39] K. Kato, **„Ultrawide-Band/High Frequency Photodetectors**“, *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 47 No. 7 pp. 1265-1280, July 1999.
- [40] J.E. Bowers, C.A. Burrus, **„Ultrawide-Band Long-Wavelength p-i-n Photodetectors**“, *IEEE Journal of Lightwave Technoogy.*, Vol. 5, No. 10, pp. 1339-1350, October 1987.
- [41] N. Shimizu, N. Watanabe, T. Furuta and T. Ishibashi, **„Improved Response of Uni-Traveling-Carrier Photodiodes by Carrier Injection**“, *Japanese Journal on Applied Physics*, Vol. 37, pp. 1424-1426, March 1998.
- [42] H. Ito, T. Furuta, S. Kodama and T. Ishibashi, **„InP/InGaAs uni-traveling-carrier photodiode with 310 GHz bandwidth**“, *Electronics Letters*, Vol. 36, No.21, pp. 1809-1810, October 2000.
- [43] G. Unterborsch, A. Umbach, D. Trommer and G.G. Mekonnen, **„70 GHz Long Wavelength Photodetector**“, *Proceedings of the 23rd European Conference on Optical Communications, ECOC '97*, pp.22-24, Edinburgh, UK, Sept. 22-24, 1997.
- [44] A. Umbach, D. Trommer, G.G. Mekonnen, W. Ebert and G. Unterborsch, **„Waveguide Integrated 1.55 um Photodetector with 45 GHz bandwidth**“, *Electronics Letters*, Vol. 32, No. 23, pp., 2143-2144, 1996.
- [45] P.G. Huggard, B.N. Ellison, P. Shen, N.J. Gomes, P.A. Davies, W.P. Shillue, A. Vaccari, and J.M. Payne, **„Efficient Generation of Guided Millimeter-Wave Power by Photomixing**“, *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 14, no. 2, pp. 197-199, February 2002.
- [46] D. Jäger, **„Travelling-wave optoelectronic devices for microwave and optical applications**“, *MIT Cambridge, Proc. PIERS*, p. 327, 1991.

- [47] D. Jäger, „**Microwave photonics**“, *ESPRIT/ WOIT-Conference 1991, Edinburgh, Optical Information Technology*, pp. 328-333, Springer-Verlag 1993.
- [48] J. Harari, G. Jin, J.P. Vilcot and D. Decoster, „**Theoretical Study of p-i-n Photodetectors’ Power Limitations from 2.5 to 60 GHz**“, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 45, No. 8, pp. 1332-1336, August 1997.
- [49] H.F. Taylor, O. Eknayan, C.S. Park, K.N. Choi, K. Chang, „**Travelling Wave photodetectors**“, *SPIE, Optoelectronic Signal Processing for Phased-Array Antennas II*, 1990.
- [50] J. Soohoo, S.-K. Yao, J.E. Miller, R.R. Shurtz, Y. Taur, and R.A. Gudmundsen, „**A Laser-Induced Traveling-Wave Device for Generating Millimeter-Waves**“, *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 29, no. 11, pp. 1174-1182, November 1981.
- [51] S. Matsuura, G.A. Blake, R.A. Wyss, J.C. Pearson, C. Kadow, A.W. Jackson, and A.C. Gossard, „**A travelling-wave THz photomixer based on angle-tuned phase matching**“, *Applied Physics Letters*, Vol. 74, No 19, pp 2872-2874, Mai 1999.
- [52] K. Giboney, „**Travelling-Wave Photodetectors**“, *Thesis*, University of California, Santa Barbara, August 1995.
- K.S. Giboney, M.J.W. Rodwell and J.E. Bowers, „**Traveling-Wave Photodetectors**“, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, No. 12, pp. 1363-1365, December 1992.
- K.S. Giboney, R.L. Nagarajan, T.E. Reynolds, S.T. Allen, R.P. Mirin, M.J.W. Rodwell and J.E. Bowers, „**Traveling-Wave Photodetectors with 172-GHz Bandwidth and 76-GHz Bandwidth-Efficiency Product**“, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 7, No. 4, pp. 412-414, April 1995.
- K.S. Giboney, M.J.W. Rodwell, J.E. Bowers, „**Traveling-Wave Photodetector Design and Measurements**“, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 2, pp. 622-629, 1996.



- K.S. Giboney, M.J.W. Rodwell, J.E. Bowers, „**Traveling-Wave Photodetector Theory**“, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 45, No. 8, pp. 1310-1319, August 1997.
- [53] A. Stöhr, R. Heinzelmann, A. Malcoci and D. Jäger, „**Optical Heterodyne Millimeter-Wave Generation using 1.55 $\mu$ m Traveling-Wave Photodetectors**“, *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 49, no. 8, pp. 1926-1933, 2001.
- A. Malcoci, A. Stöhr, R. Heinzelmann, K. Hagedorn, R. Güsten, F. Schäfer, H. Stürer, F. Siebe, P. van der Wal, V. Krozer, M. Feiginov and D. Jäger, „**Photonic (Sub)Millimeterwave Local Oscillators**“, *MIKON2002, XIV International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, Conference Proceedings*, pp. 722-734, Poland, Gdansk, May 20-22, 2002. (invited paper)
- [54] V.M. Hietala, G.A. Vawter, T.M. Brennan and B.E. Hammons, „**Traveling-Wave Photodetectors for High-Power, Large-Bandwidth Applications**“, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 43, No. 9, pp. 2291-2298, September 1995.
- [55] J.-W. Shi and C.-K. Sun, „**Traveling-Wave Photodetectors for High-Power, Large-Bandwidth Applications**“, *Jurnal of Lightwave Technology*, Vol. 18, No 12, pp. 2176-2187, December 2000.
- J.-W. Shi, K.-G Gan, Y.-J. Chiu, Y.-H Chen, C.-K. Sun, Y.-J Yang and J.E. Bowers, „**Metal-Semiconductor-Metal Traveling-Wave Photodetectors**“, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. 6, pp. 623-625, June 2001.
- Y.-J. Chiu, S.B. Fleischer, D. Lasasosa and J.E. Bowers, „**Ultrafast (370 GHz bandwidth) p-i-n travelling wave photodetector using low-temperature-grown GaAs**“, *Applied Physics Letters*, Vol. 71, No. 17, pp. 2508-2510, October 1997.
- Y.-J. Chiu, S.B. Fleischer and J.E. Bowers, „**High-Speed Low-Temperature-Grown GaAs p-i-n Traveling-Wave Photodetector**“, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, No 7, July 1998.

- [56] R.C. Compton, R.C. McPhedran, Z. Popović G.M. Reibeiz, P.P. Tong and D.B. Rutledge, „**Bow-Tie Antennas on a Dielectric Half-Space: Theory and Experiment**“, *IEEE Transactions on Antenna and Propagation*, Vol. AP-35, No 6., pp 622-630, June 1997.
- [57] V.H. Rumsey, „**Frequency Independent Antennas**“, Academic Press, New York and London, 1966.
- [58] K. Chang, „**Handbook of Microwave and Optical Components**“, Vol. 1, John Wiley & Sons, 1989.
- [59] F. Schneider and W. Heinrich „**Low-dispersive Coplanar Waveguides and Thin-film Microstrip Lines for Sub-mm Wave Monolithic Integration**“, *8<sup>th</sup> International Conference on Terahertz Electronics*, Darmstadt, Germany, 28-29 September 2000.
- [60] P.G. Huggard, B.N. Ellison, P. Shen, N.J. Gomes, P.A. Davies, W.P. Shillue, A. Vaccari and J.M. Payne, „**Generation of Millimetre and Sub-millimetre Waves by Photomixing in 1.55 $\mu$ m Wavelength Photodiode**“, *Electronics Letters*, Vol. 38, no. 7, pp. 327-328, March 2002.
- [61] A. Sauerwald, „**Entwicklung eines optischen Empfängers für den zukünftigen 100 Gb/s-Ethernet-Standard unter Verwendung von 1.55 $\mu$ m-Wanderwellen-Photodetektoren (TW-PD)**“, *Studienarbeit*, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, Fachgebiet Optoelektronik, Februar 2002.
- [62] D. Jäger, „**Technische Elektronik III**“, *Manuskript zur Vorlesung*, Universität Duisburg-Essen, Duisburg, 2004.
- [63] D.X. Zhu, S. Dudovitsky, W.H. Steier, J. Burger, D. Tishinin, K. Uppal, D. Dapkus, „**Ambipolar diffusion coefficient and carrier lifetime in a compressively strained InGaAsP multiple quantum well device**“, *Applied Physics Letters*, Vol. 71, no. 5 ,647-649, 1997.

- [64] Y.L. Huang, C.K. Sun, „**Nonlinear saturation behaviours of high-speed p-i-n photodetectors**“, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 18, 203-212, 2000.
- [65] K.J. Williams, R.D. Esman, M. Dagenais, „**Effects of high space-charge fields on the response of microwave photodetectors**“, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 6, pp. 639-641, 1994.
- [66] H. Hilmer, S. Marcinkevičius, „**Optically detected carrier transport in III/V semiconductor QW structures: Experiments, model calculations and applications in fast 1.55  $\mu\text{m}$  laser devices**“, *Applied Physics Letters B*, Vol. 66, 1-17, 1998.
- [67] D. Jäger, „**Wellenausbreitung auf Schottky -Kontakt-Leitungen im Kleinsignalbetrieb**“, *Dissertation im Fachbereich Physik*, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1974.
- [68] R. Heinzelmann, *Anleitung zur Realisierung von PLOs*, internes Technologieprotokoll, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, Fachgebiet Optoelektronik, 2001.
- [69] [http://www.microresist.de/overview\\_neg\\_e.pdf](http://www.microresist.de/overview_neg_e.pdf), 2004.
- [70] <http://www.allresist.de/pdf/deutsch/photoresists/aru4000.pdf>, 2004.
- [71] [http://www.archmicro.com/products/5\\_57500.pdf](http://www.archmicro.com/products/5_57500.pdf), 2004.
- [72] J.R. Tucker and M.J. Feldman, „**Quantum detection at millimeter wavelengths**“, *Revue of Modern Physics*, Vol. 4, pp. 1055-1113, 1985.
- [73] B.D. Jackson, A.M. Baryshev, G. de Lange, and J.-R. Gao, S. V. Shitov, N. N. Iosad and T. M. Klapwijk, „**Low-noise 1 THz superconductor–insulator–superconductor mixer incorporating a NbTiN/SiO<sub>2</sub>/Al tuning circuit**“, *Applied Physics Letters*, Vol. 79, No. 3, 16 July 2001. [http://www.nf.tn.tudelft.nl/publications/pdf%202001/APL%2079\(03\)%20436.pdf](http://www.nf.tn.tudelft.nl/publications/pdf%202001/APL%2079(03)%20436.pdf), 2005.
- [74] <http://www.terahertz.co.uk>, 2005.
- [75] „**Diffusiongekühlte Hot-Electron-Bolometer**“, I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, KOSMA Arbeitsgruppe für supraleitende Detektoren

- und Mischer, [http://www.ph1.uni-koeln.de/workgroups/astro\\_instrumentation/sis/deutsch/jheb\\_d.html](http://www.ph1.uni-koeln.de/workgroups/astro_instrumentation/sis/deutsch/jheb_d.html), 2005.
- [76] S. Barbieri, J. Alton, C. Baker, T. Lo, H.E. Beere, D. Ritchie, „**Imaging with THz quantum cascade lasers using a Schottky diode mixer**“, *Optics Express*, Vol. 13, No. 17, pp. 6497-6503, 22 August 2005.
- [77] R.N. Schouten, „**A new amplifier design for fast low-noise far-infrared detectors using a pyroelectric element**“, *Measurement Science and Technology*, Vol. 9, No. 4, pp. 686–691, April 1998.
- [78] Q. Wu, M. Litz, and X.-C. Zhang, „**Broadband detection capability of ZnTe electro-optic field detectors**“, *Applied Physics Letters*, Vol. 68, No. 21, pp. 2924-2926, 20 May 1996.
- [79] N.C.J. van der Valk, T. Wenckebach, and P.C.M. Planken, „**Full mathematical description of electro-optic detection in optically isotropic crystals**“, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 21, No. 3, pp. 622-631, March 2004.  
<http://josab.osa.org/ViewMedia.cfm?id=78916&seq=0>, 2005.
- [80] Golay Detector Operating Manual: Optical Acoustic Detector (OAD-7), Power Supply (OAD-7-PS), QMC Instruments Ltd, 4<sup>th</sup> January 2005.  
[http://www.terahertz.co.uk/QMCI/Golay/HDPE\\_Golay\\_Manual.pdf](http://www.terahertz.co.uk/QMCI/Golay/HDPE_Golay_Manual.pdf), 2005.
- [81] Golay Detector Operating Manual: Optical Acoustic Detector (OAD-7-2), Power Supply (OAD-7-PS), QMC Instruments Ltd, 4<sup>th</sup> January 2005.  
[http://qmciworks.ph.qmw.ac.uk/QMCI/Golay/Diamond\\_Golay\\_Manual.pdf](http://qmciworks.ph.qmw.ac.uk/QMCI/Golay/Diamond_Golay_Manual.pdf), 2005.
- [82] A. Stöhr, A. Malcoci, A. Sauerwald, I. Camára Mayorga, R. Güsten and D. S. Jäger „**Ultra-Wide-Band Traveling-Wave Photodetectors for Photonic Local Oscillators**“, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 21, No. 12, pp. 3062-3070, December 2003. (*invited paper*)
- [83] S. Schulz, „**Entwicklung und Herstellung von Hochleistungs-Wanderwellen-Photodetektoren zur optischen THz-Generation**“, *Diplomarbeit*, Universität Duisburg-Essen, Fachgebiet Optoelektronik, Duisburg, 2004.

- [84] S. Schulz, „**Heterodyne optische THz-Generation mittels photonischer Lokaloszillatoren**“, *Studienarbeit*, Universität Duisburg-Essen, Fachgebiet Optoelektronik, Duisburg, 2003.
- [85] T. Alder, „**Verlustarme Faser-Chip Kopplung auf der Basis faseroptischer Modenfeldtransformatoren und InP-V-Gruben-Technologie**“, *Dissertation*, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, Fachgebiet Optoelektronik, 2001.
- [86] I. Hasselmann, „**Entwicklung einer bidirektionalen optischen Kopplung zwischen einem Reflektions-EAT und einer Monomodenfaser**“, *Diplomarbeit*, Universität Duisburg-Essen, Fachgebiet Optoelektronik, Duisburg, 2003.
- [87] T. Yasui, T. Furuta, T. Ishibashi and H. Ito, „**Comparison of Power Dissipation Tolerance of InP/InGaAs UTC-PDs and Pin-PDs**“, *IEICE Transactions on Electronics*, Vol. E86 C. No. 5, pp. 864-866, May 2003.
- [88] Conrad Hauptkatalog 2004, Best.-Nr 193585-33, <http://www.conrad.de>, 2004.
- [89] O. Madelung, „**Semiconductors: Group IV Elements and III-V Compounds**“, *Data in Science and Technology*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg 1991.
- [90] E. Kubalek, „**Einführung in die Werkstoffe der Elektrotechnik**“, *Manuskript zur Vorlesung*, Universität Duisburg-Essen, Fachgebiet Werkstoffe der Elektrotechnik, Duisburg, 2003.
- [91] D. Kaiser, „**Koplanarleitungen auf halbleitendem Substrat als Bauelement für monolithische Höchstgeschwindigkeitsschaltungen**“, *Dissertation*, Gerhard-Mercator-Universität -Gesamthochschule Duisburg, 1990.