



# 1 Einleitung

In der Vergangenheit hat der Mensch fast alle Frequenzbereiche des elektromagnetischen Spektrums erschlossen und dafür künstliche Quellen und Detektoren entwickelt, um mit deren Hilfe die fundamentalen Mechanismen der uns umgebenden Welt besser zu verstehen. Historische Vorbilder hierfür sind zum Beispiel Heinrich Hertz, der 1886 zum ersten Mal Radiowellen erzeugt hat [1] und damit die Theorie von James Clerk Maxwell bewies, dass sich elektrische und magnetische Felder in Form von elektromagnetischen Wellen mit der Lichtgeschwindigkeit ausbreiten [2]. Ein zweites Beispiel ist das Planck'sche Strahlungsgesetz. Es wurde durch die präzise Vermessung der Abstrahlung eines schwarzen Körpers an der Physikalisch Technischen Bundesanstalt durch Heinrich Rubens und Friedrich Lummer am 14. Dezember 1900 bestätigt und führte zur Geburt der Quantenmechanik [3]. Die aus dem Planck'schen Strahlungsgesetz hervorgehende Quantisierung des Lichtes/Teilchens ermöglichte es, weitere Mechanismen grundlegend zu beschreiben, wie beispielsweise den photoelektrischen Effekt und das Halbleiterverhalten.

Trotz der stetigen Entwicklungen an künstlichen Quellen für das gesamte elektromagnetische Spektrum wurde der THz-Frequenzbereich, der zwischen 100 GHz und 10 THz liegt, deutlich geringer erforscht als der Mikrowellenbereich und der optische Bereich. Der Grund hierfür ist die schwere Realisierung geeigneter künstlicher Quellen. Doch dank verschiedenster technologischer Weiterentwicklungen in den letzten Jahren schließt sich diese Lücke, die auch als THz-Lücke bekannt ist. Dies führt zu einer Fülle von potenziellen Einsatzgebieten für die THz-Wellen, die in Analogie zu den Röntgenstrahlen (engl. *X-Rays*) auch als *T-Rays* bezeichnet werden. Im Gegensatz zur Röntgenstrahlung gehören die THz-Wellen zur Kategorie der nicht-ionisierenden Strahlungen, die nach bisherigem Wissensstand als gesundheitlich unbedenklich eingestuft werden, sofern die erzeugte Leistung unterhalb der bisher gesetzlich vorgeschriebenen Grenzwerte zur Vermeidung thermischer Schädigung organischer Stoffe liegt [4, 5, 6]. Im THz-Bereich gilt dies für alle künstlichen Quellen, abgesehen von Freien-Elektronen-Laser und Gyrotrons. Nicht nur diese Eigenschaft macht die THz-Wellen besonders interessant, sondern auch das Materialverhalten verschiedenster Stoffe. Beispielsweise besitzen viele polare Moleküle wie Wasser, Kohlenmonoxid oder Ozon im THz-Frequenzbereich rotatorische Absorptions-/Emissionslinien, was sowohl für die Astronomie als auch für die Atmosphärenforschung oder die Abgasüberwachung ausgenutzt werden kann. Auch der Einsatz in der Biologie oder der Chemie ist möglich, da verschiedene Biomoleküle im THz-Frequenzbereich Absorptionslinien haben, die durch intermolekulare Kopplungen zustande kommen [7, 8, 9]. Das Absorptionsverhalten dient nicht nur dem Verständnis organischer Verbindungen, sondern kann auch als Indikator genutzt werden, um die unterschiedlichen Biomoleküle voneinander zu unterscheiden. Dies ermöglicht indikatorfreie und damit zerstörungsfreie Messungen von biologischen Substanzen. Eine Übertragung dieser Messtechnik in die Medizin wird jedoch durch die starke Dämpfung der THz-Wellen im

Wasser beeinträchtigt. Andererseits eröffnet diese Problematik auch neue Anwendungsgebiete. Zum Beispiel ist es möglich, den Wasserhaushalt einer Pflanze zu überwachen [10]. Dies kann zur Optimierung der Bewässerung ausgenutzt werden, was insbesondere aufgrund des langsam einsetzenden Klimawandels und der knapper werdenden Ressource Süßwasser in der Zukunft eine wichtige Rolle spielen wird. Der aber entscheidendste Vorteil der THz-Wellen ist, dass viele Materialien wie beispielsweise Halbleiter, Kunststoffe und Papier im THz-Bereich noch transparent sind, im infraroten und sichtbaren Licht jedoch nahezu undurchlässig sind [11, 12, 13]. Daher weisen die THz-Wellen die größte Ortsauflösung für diese Materialien auf, ohne die Eigenschaften der Materialien durch Absorption und/oder Ionisation zu beeinflussen beziehungsweise zu verändern. Für die industrielle Inline-Prozessüberwachung der oben genannten Materialien ist ein solches Verhalten sehr von Belang. Hier kristallisiert sich vor allem die industrielle Überwachung von Kunststoffen und Kunststoff-Verbundwerkstoffen als ein wesentlicher Anwendungsbereich für THz-Wellen heraus, denn es wurde bereits gezeigt, dass sich viele der sehr kritischen Kunststoff-Verbundwerkstoffe analysieren lassen [14, 15, 16].

Das hier exemplarisch angegebene Anwendungspotenzial der THz--Messtechnik hat in den vergangenen Jahren dazu geführt, dass intensive Forschung auf dem Gebiet der künstlichen THz-Quellen und THz-Detektoren durchgeführt wird [17]. Durch rein elektronische Lösungen wie die Frequenzmultiplikation [18], Gunn-Dioden [19] oder auch Resonante-Tunnel-Dioden [20] wird versucht, die THz-Lücke von der Mikrowellenseite her zu schließen. Gleiches wird mittels optischer Techniken wie Quantenkaskadenlaser [21] oder optischer Umsetzung/Gleichrichtung (engl. *downmixing* oder *rectification*) vom Fern-Infrarot her angegangen [22]. Der optoelektronische Ansatz komplettiert das Schließen der THz-Lücke und ermöglicht, mit geringem Aufwand breitbandig THz-Strahlung zu erzeugen und zu detektieren. Dabei wird der optoelektronische Ansatz in zwei Systemkategorien aufteilt: die Kurzpuls-THz-Systeme (engl. *THz time domain systems*) und die Dauerstrich-THz-Systeme (engl. *continuous wave THz-systems*, CW-THz-systems). Ersteres wurde bereits 1989 entwickelt [23], um THz-Wellen zu generieren und zu detektieren. Das einfache Verfahren, breitbandige THz-Pulse mittels ultrakurzer optischer Pulse zu erzeugen, führte dazu, dass anfangs fast ausnahmslos Kurzpuls-THz-Systeme in der THz-Messtechnik genutzt wurden. Auch die ersten kommerziellen optoelektronischen Systeme basierten auf der Kurzpuls-THz-Systemtechnik [24, 25]. In den vergangenen Jahren ist jedoch das Interesse an CW-THz-Systemen gestiegen, was vor allem an den gewachsenen Anforderungen bezüglich der einfacheren Handhabung des Messsystems, dem Wunsch nach höherer Frequenzauflösung ( $\ll 1$  GHz), der hohen spektralen Leistungsdichte und den Kosten für Kurzpuls-THz-Systeme liegt. Das gängigste Verfahren im Bereich der Dauerstrich-THz-Systeme ist die sogenannte Photomischung. Der Begriff steht für die heterodyne Differenzfrequenzzeugung von elektromagnetischen Wellen aus optischen Wellen, die die gewünschte Frequenzdifferenz aufweisen, in einem schnellen photosensitiven Materialsystem. Hierfür wird meist das Tieftemperatur gewachsene

(engl. *low temperature grown*, LTG) Galliumarsenid (GaAs) eingesetzt, das ein ultraschneller III/V Verbindungshalbleiter ist und sich als besonders effizient für die breitbandige THz-Emission und die kohärente THz-Detektion beweist. Mit diesem Material sind die bis dato breitbandigste CW-THz-Quelle, die über einen Frequenzbereich von 100 GHz bis 3,8 THz abstimmbare war [26], und das breitbandigste kohärente System mittels photoleitender GaAs-Antennen realisiert worden. In Kurzpuls-THz-Systemen sind sogar Bandbreiten bis zu 10 THz mit diesem Material erzeugt worden [27], was die enorme Schnelligkeit des Materials bestätigt. Ein entscheidender Nachteil des breitbandigen GaAs ist, dass es aufgrund des Bandabstandes nur von Licht angeregt werden kann, das unterhalb von 850 nm Wellenlänge liegt. In diesem Wellenlängenbereich sind optische Komponenten, sowohl aktiv (Laser, Modulator, Verstärker) als auch passiv (Fasern, Koppler, Isolatoren etc.), nicht weit entwickelt, was sich in den Kosten für ein solches System widerspiegelt. Der Kostenpunkt ist einer der wesentlichen Gründe, der THz-Systeme für den industriellen Einsatz in vielen der oben angegebenen Einsatzmöglichkeiten unattraktiv macht. Daher sind in den letzten Jahren Bemühungen unternommen worden, die optoelektronische THz-Erzeugung und THz-Detektion mittels der Telekommunikationswellenlängen (1,5  $\mu\text{m}$  bzw. 1,3  $\mu\text{m}$ ) zu ermöglichen. Aus Mangel an einem schnellen optoelektronischen photoleitenden Material bei diesen Wellenlängen sind für die Erzeugung von THz-Wellen Photodioden eingesetzt worden, die für die optische Hochgeschwindigkeitskommunikation entwickelt worden sind. Ein Beispiel hierfür sind die sogenannten *Uni-Traveling-Carrier* (UTC)-Photodioden, mit denen Hiroshi Ito [28] zum ersten Mal die optoelektronische THz-Emission bei 1,5  $\mu\text{m}$  demonstriert hat. Dabei erwiesen sich die Photodioden gegenüber den GaAs-Photoleitern als wesentlich effizienter in der Generation von THz-Wellen, was sich insbesondere in der emittierten THz-Leistung widerspiegelte, die um fast zwei Größenordnungen besser war, als mit GaAs realisiert worden war. Trotz dieser beeindruckenden Leistung ist es bis dato nicht möglich gewesen, diese Photodioden für die kohärente Detektion einzusetzen. Daher konzentrierten sich die Bemühungen darauf,  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ -Photoleiter zu entwickeln, die sowohl für THz-Emission als auch THz-Detektion genutzt werden können. Die Entwicklung gestaltete sich schwieriger als erwartet, was vor allem an den Eigenschaften von LTG- $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  auf InP liegt. Erst 2005 ist es durch die Implantation von Eisen in  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  möglich gewesen, dass Kurzpuls-THz-Systeme auch bei 1,55  $\mu\text{m}$  Anregungswellenlänge aufgebaut werden konnten [29, 30, 31]. Allerdings besitzt dieses Photoleitermaterial bezogen auf den Photostrom einen zu hohen Dunkelstrom. Durch die Nutzung einer LTG- $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InAlAs}$ -Heterostruktur, die für ultraschnelle HEMT (engl. *high electron mobility transistors*) entwickelt wurde, konnte der Dunkelstrom reduziert werden. Im Kurzpuls-THz-System zeigte dieses Material bereits eine verbesserte THz-Emission und -Detektion [32] als das vorher genannte Material für 1,5  $\mu\text{m}$ . Der Betrieb als kohärenter Empfänger in einem CW-THz-System ist bis zum Startpunkt dieser Arbeit jedoch nicht realisiert worden.



## 1.1 Zielsetzung

Das Ziel der vorliegenden Dissertation ist die Entwicklung der wesentlichen Komponenten für ein schnelles, kostengünstiges und kohärentes optoelektronisches Dauerstrich-THz-System. Aufgrund der Flexibilität und der preislichen Vorteile der Telekommunikationstechnologie soll dieses System mit der Telekommunikationswellenlänge von  $1,5 \mu\text{m}$  betrieben werden. Bei den zu entwickelnden Komponenten handelt es sich um den THz-Emitter, den THz-Detektor und die optoelektronische Phasenansteuerung des THz-Signals für die kohärente Detektion. Die Laser, die auch ein wesentlicher Teil eines kohärenten optoelektronischen Dauerstrich-THz-Systems sind, werden nicht behandelt, da es in diesem Wellenlängenbereich bereits ausgereifte und bewährte Laser und Lasersysteme gibt, die für die optische Telekommunikation entwickelt worden sind. [33, 34, 35]

## 1.2 Kapitelübersicht

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: Kapitel 2 beschreibt die grundlegende Modifizierung bereits in der optischen Kommunikation eingesetzten Hochgeschwindigkeits-PIN-Photodioden zu einer Dauerstrich-THz-Quelle. Hierzu werden zunächst die grundlegenden Eigenschaften von PIN-Photodioden erklärt und die Hochgeschwindigkeits-PIN-Photodioden präsentiert. Es folgt ein Überblick über die Photomischung und die Erzeugung von Dauerstrich-THz-Signalen durch PIN-Photodioden. Dann wird das Verhalten der Photodiode als THz-Emitter messtechnisch charakterisiert und analysiert. Im Anschluss werden verschiedene Modifizierungsansätze zur Verbesserung der THz-Emissionsleistung der Photodiode theoretisch diskutiert und anschließend messtechnisch verifiziert.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Entwicklung eines kohärenten CW-THz-Detektors, der bei einer Betriebswellenlänge von  $1,5 \mu\text{m}$  angeregt werden kann. Hierzu wird die kohärente Detektion mittels Photomischung betrachtet. Daraufhin wird das verwendete Photoleitermaterial diskutiert, das sich aus einer InGaAs/InAlAs-Heterostruktur zusammensetzt. Aufgrund der neuen Betriebswellenlänge ist die Entwicklung neuer Entwurfparameter für den photosensitiven Bereich bezüglich interdigitaler Finger mischer notwendig, die anschließend charakterisiert und bewertet werden. Zudem werden Ansätze zur Erhöhung der Sensitivität des Photoleiters erörtert und messtechnisch analysiert.

Kapitel 4 konzentriert sich auf die Entwicklung einer schnellen und stabilen elektrooptischen Phasensteuerung des THz-Signals. Hierzu werden bereits bekannte Ansätze zur Phasensteuerung kurz vorgestellt und ihre Vor- und Nachteile bezüglich Signalstabilität, Wiederholbarkeit, Messgeschwindigkeit und messtechnischem Aufwand diskutiert. Daraufhin werden das Prinzip und die Umsetzung einer neuen wellenlängen-



selektiven elektrooptischen Phasensteuerung vorgestellt, der auf die zuvor genannten Eigenschaften hin geprüft wird.

In Kapitel 5 werden die einzelnen Komponenten zu einem kompakten und schnellen CW-THz-System zusammengestellt. Anhand einiger Einsatzszenarien wie beispielsweise Schichtdickenmessungen, Imaging oder Gasüberwachung wird das Potenzial der entwickelten Komponenten beziehungsweise des entwickelten Systems auf industrielle Einsatzmöglichkeiten hin bewertet.

Das Kapitel 6 schließt mit der Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse dieser Dissertation ab und liefert einen Ausblick auf mögliche zukünftige Arbeiten zur Verbesserung des präsentierten CW-THz-Systems und zur Entwicklung potenzieller Technologien für alternative Einsatzszenarien.

## 2 Wellenleiterintegrierte PIN-Photodioden als Dauerstrich-THz-Emitter

Photodioden sind bereits als leistungsstarke optoelektronische THz-Quellen bekannt. Allerdings benötigen die verwendeten Photodiode (beispielsweise UTC-Photodioden) eine hohe optische Eingangsleistung ( $>100$  mW), um hohe THz-Ausgangsleistungen (mehr als  $200$   $\mu$ W) zu generieren [28, 36, 37]. Somit sind die erwähnten Photodioden optisch ineffizient. Eine Analyse der passiven und aktiven optischen Komponenten bei der Telekommunikationswellenlänge zeigt, dass die Kosten dieser Komponenten mit der optischen Leistung ansteigen. Daher ist es das Ziel dieses Abschnittes, einen leistungsstarken THz-Emitter zu entwickeln, der auch unter geringer optischer Leistung ( $\leq 30$  mW) eine hohe THz-Leistung ( $\geq 10$   $\mu$ W) emittieren kann. Hierfür werden wellenleiterintegrierte PIN-Photodioden verwendet, die speziell für die hochbitratige optische Telekommunikation entwickelt worden sind und mit möglichst wenig optischer Eingangsleistung ein hohes elektrisches Ausgangssignal erzeugen.

Dazu wird im ersten Abschnitt die wellenleiterintegrierte PIN-Photodiode präsentiert, wie sie in der Telekommunikationstechnik eingesetzt wird. Hierbei werden die grundlegenden Eigenschaften und Kenngrößen der Photodiode angegeben und dargestellt. Im Anschluss folgt die theoretische Beschreibung der wellenleiterintegrierten Photodiode als THz-Emitter. Dabei wird zunächst auf die Photomischung in einer wellenleiterintegrierten Photodiode eingegangen. Danach folgen die weiteren Entwurfskriterien wie Kapazität der Photodiode und Antennenwiderstand. Zudem wird das optische Sättigungsverhalten angesprochen. Darauf folgt die messtechnische Charakterisierung der PIN-Photodiode als THz-Emitter. Zuletzt werden verschiedene Optimierungsansätze zur verbesserten THz-Emission erörtert und auf ihre Verbesserungseigenschaften hin überprüft.

### 2.1 PIN-Photodiode als optischer Detektor

Eine Photodiode (PD) ist, vereinfacht gesagt, ein optischer Halbleiter-Sensor, der Licht durch den internen Photoeffekt in einen elektrischen Strom umwandelt. Damit es zur Umwandlung kommt, muss die Energie des Photons mindestens gleich dem Bandlückenabstand  $E_g$  des absorbierenden Halbleiters sein, sodass ein Elektron-Loch-Paar erzeugt wird. Die dafür notwendige obere Grenzwellenlänge der Photonen ergibt sich aus: [38]

$$E_g [eV] = \frac{1,24eV}{\lambda_g [um]} \quad (2.1)$$

Nach der Generation des Ladungsträgerpaars driften die Ladungsträger unter der Bedingung, dass ein elektrisches Feld über dem Absorptionsbereich angelegt ist, in entgegengesetzte Richtungen und führen an den elektrischen Kontakten zu einem messbaren Photostrom. Der Einsatz von Photodioden in der optischen Glasfaserkommunikation erfordert allerdings zwei wesentliche Voraussetzungen.

Erstens wird ein Material benötigt, welches das verwendete Licht<sup>1</sup> in einen elektrischen Strom umwandeln kann. Hier hat sich das quaternäre Indiumgalliumarsenphosphid (InGaAsP) etabliert, das auf einen Indiumphosphid (InP) Substrat gewachsen wird. Dessen Bandabstand lässt sich im gitterangepassten Zustand ( $\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,53}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ ) von etwa 0,75 eV (1,65  $\mu\text{m}$ ) bis etwa 1,35 eV (0,92  $\mu\text{m}$ ) einstellen [39]. Somit ermöglicht das Materialsystem die Zusammensetzung stark absorbierender und transparenter Schichten ohne die Gefahr einer Gitterfehlانpassung. Für die Absorption von 1,55  $\mu\text{m}$  Licht wird das ternäre  $\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,53}\text{As}$  verwendet, da es sowohl gitterangepasst auf InP ist als auch mit einem Absorptionskoeffizienten von  $\alpha = 7000 \text{ cm}^{-1}$  die beste Absorption für das quaternäre Materialsystem besitzt. Die wesentlichen Materialeigenschaften des quaternären Materialsystems sind in Tabelle 1 zusammengefasst worden. Die angegebenen Werte gelten im undotierten Zustand bei 300 °K. Die Tabelle spiegelt die Flexibilität des quaternären Materials wider. Beispielsweise ermöglicht der einstellbare

		InP	$(\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,53}\text{As})_{1-y}\text{P}_y$	$\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,53}\text{As}$	Ref.
<b>Bandabstand</b>	$E_g [\text{eV}]$	1,35	$(1,35 - 0,775y + 0,149y^2)$	0,75	[39]
<b>Brechungsindex @ 1,55 <math>\mu\text{m}</math></b>	n	3,18	$3,1 + 0,46y$	3,65	[40]
<b>Absorptionskoeffizient @ 1,55 <math>\mu\text{m}</math></b>	$\alpha [\text{cm}^{-1}]$	-	n. a.	7000	[40]
<b>Statische Permittivität</b>	$\epsilon_r$	12,5	$12,5 + 1,44y$	13,94	[40]
<b>Sättigungsdriftgeschwindigkeit Elektron</b>	$v_{e,sat} \left[ \frac{\text{cm}}{\text{s}} \right]$	$7,5 \cdot 10^6$	n. a.	$6,5 \cdot 10^6$	[41]
<b>Sättigungsdriftgeschwindigkeit Loch</b>	$v_{h,sat} \left[ \frac{\text{cm}}{\text{s}} \right]$	-	n. a.	$4,8 \cdot 10^6$	[41]
<b>„Low-Field“ Mobilität Elektron</b>	$\mu_e \left[ \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \right]$	5 400	$\approx (5400 - 7750y + 14400y^2)$	12000	[40]
<b>„Low-Field“ Mobilität Loch</b>	$\mu_h \left[ \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \right]$	200	$\approx (200 - 400y + 500y^2)$	300	[40]
<b>Durchbruchspannung</b>	$V_b \left[ \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \right]$	400	n. a.	250	[40]

Tabelle 1: Eigenschaften des InGaAsP/InP Materialsystem bei 300 °K.

<sup>1</sup> optischen Fenster der Glasfaser: 1,3  $\mu\text{m}$  geringster Dispersion und 1,55  $\mu\text{m}$  geringster Dämpfung [123]



Bandabstand und Brechungsindex über die Phosphorkonzentration<sup>2</sup>, dass transparente<sup>3</sup> Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes erzeugt werden können. Dadurch können beispielsweise Wellenleiter zum Lichttransport designt werden, wie es auch im Abschnitt 2.1.3 beschrieben wird.

Die zweite Voraussetzung für den Einsatz von Photodioden in der optischen Telekommunikation ist, dass eine Photodiode entwickelt werden muss, die eine gute optoelektronische Konversionseffizienz besitzt und zudem eine genügend große Bandbreite aufweist, um die optischen Signale nahezu verzugsfrei in elektrische Signale umzuwandeln. Die einfachste Form einer Photodiode, die aus einer hochdotierten  $p^+$ - und einer hochdotierten  $n^-$ -Schicht desselben absorbierenden Materials besteht, erfüllt diese Anforderung nicht, da die zwischen der  $p^+$  – und  $n^-$ -Schicht entstehende Verarmungszone folgende Nachteile hat:

- Ausbildung einer nur sehr kleinen Verarmungszone
  - Hohe Sperrschichtkapazität
- Hohe Dotierstoffkonzentration in der Verarmungszone
  - Geringe Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger
- Absorption findet auch außerhalb der Verarmungszone statt.
  - Dort generierte Ladungsträger driften aufgrund des minimalen Spannungsabfalls mit sehr geringer Geschwindigkeit. Dadurch ist der Betrag am Photostrom minimal. Als Resultat ist die optoelektronische Konversionseffizienz klein.

Deshalb ist für die Telekommunikation die PIN-Photodiode (PIN-Diode) entwickelt worden. Sie besteht aus einem intrinsischen Absorber, der zwischen einer hochdotierten  $n^-$ -Schicht und einer hochdotierten  $p^+$ -Schicht eingebettet ist. Durch diese Struktur konnte die absorbierende Verarmungszone beliebig groß gemacht werden, womit Absorption und Sperrschichtkapazität einstellbar waren. Außerdem ermöglichte der Einbau des intrinsischen Absorbers, dass die hochdotierten Bereiche aus nicht absorbierenden Materialien gefertigt werden konnten, sodass die Ladungsträgerpaare vollständig im intrinsischen Absorber generiert werden. Ein Beispiel einer solchen anisotypen PIN-Heterostruktur ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Sie zeigt die Bandstruktur einer typischen InGaAs/InGaAsP-Photodiode. Der InGaAs-Absorber ist zwischen InGaAsP-Kontaktschichten eingebettet, deren Bandlückenenergie höher ist als die Photonen-Energie des zu absorbierenden Lichts, sodass die Ladungsträger nur innerhalb der Verarmungszone generiert werden. Diese werden durch das eingebaute elektrische Feld beschleunigt und tragen beim Erreichen der Kontakte zum Photostrom bei. In Abbildung 2.1 sind zusätzlich Anpassungsschichten (engl. Grating) zwischen

<sup>2</sup> Variation des  $\gamma$ -Parameters des

<sup>3</sup> Für 1,3  $\mu\text{m}$  und 1,5  $\mu\text{m}$

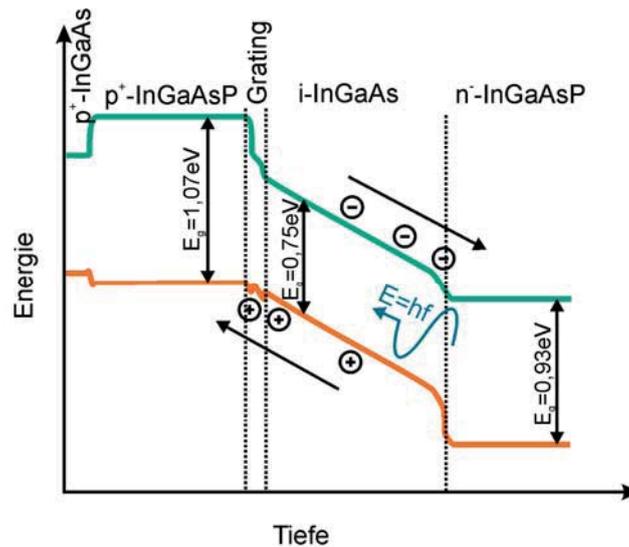


Abbildung 2.1: Bandstruktur einer InGaAsP/InP-basierten Photodiode für 1,5µm Wellenlänge.

der hochdotierten  $p^+$ -InGaAsP-Schicht und dem InGaAs-Absorber dargestellt, die als Grating bezeichnet werden. Das Grating wird bei Hochgeschwindigkeitsdioden eingesetzt, um die Valenzbanddiskontinuitäten zwischen dem P-Gebiet und dem Absorber zu reduzieren, sodass die Loch-Einfangzeit an der Heterobarriere minimiert wird [42]. Zudem wird eine sehr dünne, hochdotierte  $p^+$ -InGaAs-Schicht zwischen der  $p^+$ -InGaAsP-Schicht und dem Metallkontakt (Ti/Pt/Au) eingesetzt, um einen besseren ohmschen Kontakt zu ermöglichen. Außerdem werden diese Dioden zusätzlich in Sperrrichtung betrieben, wodurch das eingebaute elektrische Feld verstärkt wird. Dies führt zu einer schnelleren Entleerung des Absorbers und somit zu einem höheren Photostrom.

Um das Verhalten solcher PIN-Photodioden einfacher zu beschreiben, sind in der optischen Telekommunikation zwei Kenngrößen, die Responsivität und die 3 dB-Grenzfrequenz, eingeführt worden, die im Folgenden näher beschrieben werden.

### 2.1.1 Responsivität

Die Effektivität eines photosensitiven Materials, optische Leistung  $P_{opt}$  in einen elektrischen Strom  $I_{photo}$  umzuwandeln, wird in der optischen Telekommunikationstechnik mit der Responsivität beschrieben, die wie folgt definiert ist [38]:

$$\mathcal{R} = \frac{I_{photo}}{P_{opt}} = \frac{n_q q}{n_{photo} E_\lambda}. \quad (2.2)$$

Im optimalen Fall, dass alle Photonen  $n_{photo}$  ein Elektron-Loch-Paar  $n_{photo} = n_q$  erzeugen, ergibt sich für die Responsivität ein maximaler Wert von [38]:



$$\mathcal{R}_{max} \approx \frac{q}{E_\lambda} = \frac{1}{E_\lambda [eV]}. \quad (2.3)$$

Die maximale Responsivität ist somit von der Energie der Photonen abhängig. Sie hat für eine Wellenlänge von  $1,5 \mu\text{m}$  in etwa einen Wert von 1,25. Um einen direkten physikalischen Bezug zwischen Responsivität einer Photodiode und dem Absorptionsvermögen zu erhalten, wird das Verhältnis aus gemessener Responsivität und maximaler Responsivität ermittelt. Das Verhältnis gibt die Anzahl erzeugter Ladungsträgerpaare pro Photon an und ist mit der externen Quanteneffizienz gleichzusetzen. Daher kann näherungsweise der folgende Bezug angegeben werden [38]:

$$\frac{\mathcal{R}}{\mathcal{R}_{max}} \approx \eta_{ext} = (1 - R)(1 - e^{-\alpha l_{abs}}). \quad (2.4)$$

Dabei setzt sich die externe Quanteneffizienz aus dem Reflexionsfaktor  $R$ , dem Absorptionsfaktor  $\alpha$  und der Länge  $l_{abs}$  des Absorbers in Ausbreitungsrichtung des Lichtes zusammen. Gleichung (2.4) verdeutlicht, dass die maximale Responsivität nicht erreichbar ist. Hierfür ist ein unendlich ausgedehnter Absorber und keinerlei Reflexionsverlust erforderlich, was technisch nicht realisierbar ist. Allerdings liefert die Gleichung (2.4) auch die Information, dass eine hohe Responsivität einen in Ausbreitungsrichtung lang ausgedehnten Absorber benötigt, was für die Entwicklung einer schnellen und effektiven Photodiode im Folgenden berücksichtigt werden muss.

### 2.1.2 Bandbreite der PIN-Photodiode

Als Maß für die Geschwindigkeit der Photodioden wird in der Telekommunikation die elektrische 3 dB-Grenzfrequenz verwendet. Sie gibt die Frequenz an, bei der die Leistung des elektrischen Signals um den Faktor 2 abgesunken ist. Grund für die Angabe der 3 dB-Grenze ist die Unterscheidbarkeit der digitalen Signale (0 und 1). Für einzelne lokalisierte Photodioden, deren Größe kleiner ist als die elektrische Wellenlänge des resultierenden Signals ( $l \leq \lambda_{elek}$ ), gilt für die elektrische Grenzfrequenz (3 dB) die folgende Gleichung [43]:

$$f_{3dB} \approx \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{f_{RC}^2} + \frac{1}{f_t^2}}}. \quad (2.5)$$

Sie setzt sich aus der Transitbandbreite  $f_t$  und der elektrischen RC-Bandbreite  $f_{RC}$  zusammen. Die RC-Bandbreite ist durch

$$f_{RC} = \frac{1}{2\pi R_{ges} C_{pd}} \quad (2.6)$$