2 Hochgeschwindigkeits-Photodetektoren

Optische Millimeterwellensysteme stellen sehr hohe Anforderungen an den optoelektronischen Wandler, d.h. an die Photodiode bzw. den Photodetektor. Die gewünschten Spezifikationen sind im Folgendem zusammengefaßt:
Der Photodetektor in einem optischen Millimeterwellensystem muß eine elektrische Bandbreite bis 60 GHz aufweisen. Er muß bei der optischen Standardwellenlänge von 1,55 µm mit hohen optischen Eingangsleistungen und mit einer guten Effizienz bzw. mit einem guten Wirkungsgrad arbeiten.
Die hohen Anforderungen an den optoelektronischen Wandler resultieren aus der Tatsache, daß der Photodetektor häufig die Systemspezifikationen bestimmt [27].
In diesem Kapitel wird zunächst der Stand der Technik dargestellt. Im zweiten Teil dieses Abschnitts wird das grundlegende Wanderwellen-Prinzip beschrieben, bevor detailliert auf die Eigenschaften des in dieser Arbeit realisierten Wanderwellen-Photodetektors eingegangen wird. Das Kapitel wird mit einer Zusammenstellung der Halbleitereigenschaften des Wanderwellen-Photodetektors und den wichtigsten Kenndaten abgeschlossen.

2.1 Photodetektoren

Für die Umwandlung optischer Signale (Photonenstrom) in elektrische Signale (Elektronen- und Löcherstrom) bestehen verschiedene Möglichkeiten. Die Unterscheidung der Photodetektoren kann dabei nach der Wirkungsweise und den Materialien als auch nach der Bauform erfolgen. Eine Übersicht nach den verschiedenen Wirkungsweisen optoelektronischer Wandler ist in Tabelle 2.1 enthalten [28], [29]. Dargestellt ist der Verstärkungsfaktor, der angibt, wieviele Elektron-Loch-Paare aus einem Photon erzeugt werden können, und die Ansprechzeit, die proportional zur Ladungsträgerlebensdauer ist, für unterschiedliche Photodetektoren. Man erkennt, daß die Photodetektoren mit der kürzesten Ansprechzeit einen Gewinn von Eins haben und daß die Photodetektoren mit einem höherem Gewinn eine größere Ansprechzeit besitzen. Wichtige optoelektronische Bauelemente für optische Hochfrequenzsysteme sind die pn-Diode, die pin-Diode, die Metall-Halbleiter-Diode und MSM-Photodetektoren. Auf die genannten Photodetektoren wird deshalb im Folgendem näher eingegangen. Die weiteren Photodetektoren in Tabelle 2.1 (Avalanche-Dioden und Fototransistoren) spielen bisher für optoelektronische Höchstgeschwindigkeitsanwendungen keine große Rolle. Deshalb werden diese Bauelemente nicht weiter behandelt.

Bei einem Photoleiter wird durch eine optische Anregung innerhalb eines

Tabelle 2.1: Typische Werte für Verstärkungsfaktor und Ansprechszeit verschiedener Photodetektoren, nach [28], [29].

Photodetektor	Verstärkungsfaktor	Ansprechzeit (s)
Photoleiter	$1\text{-}10^6$	$10^{-3}\text{-}10^{-8}$ s
pn-Diode	1	10^{-11} s
pin-Diode	1	$10^{-8}\text{-}10^{-10}$ s
Metall-Halbleiter-Diode	1	10^{-11} s
Avalanche-Diode	$10^2\text{-}10^4$	10^{-10} s
Bipolar-Fototransistor	10^2	10^{-8} s
Feldeffekt-Fototransistor	10^2	10^{-7} s
MSM-Detektor	1	10^{-11} s

Halbleiters die Leitfähigkeit geändert. Das geschieht durch die Generation von freien Elektron-Loch-Paaren [30]. Zusätzlich zu dem Dunkelstrom fließt bei angelegter Spannung ein Stromanteil, der proportional zur optisch eingestrahlten Leistung und zum Verstärkungsfaktor ist. Näherungsweise läßt sich der Verstärkungsfaktor aus dem Quotienten aus der mittleren Lebensdauer der generierten Ladungsträger und der Transitzeit durch die Halbleiterschicht berechnen. Üblicherweise nimmt der Gewinn mit höherer Bandbreite des Bauelementes ab, gleichzeitig ist der Dunkelstrom des Photoleiters nicht immer zu vernachlässigen [30], so daß Photoleiter für Hochfrequenzanwendungen und zur Detektion geringer optischer Leistungen nur bedingt eingesetzt werden.

Die pn-Diode ist ein einfacher Photodetektor, der die Umwandlung von Photonen in Elektron-Loch-Paare in einer Sperrschicht ausnutzt. Das berechnete Bänderdiagramm (s. Kapitel 4.1) ist in Abb. 2.1 dargestellt. Die pn-Diode wird üblicherweise oberflächenbeleuchtet betrieben. Ein Photon, dessen Energie W_{Ph} größer ist, als die Bandlückenenergie des Halbleitermaterials, hebt ein Elektron aus dem Valenz- in das Leitungsband. Die Photonenenergie ist dabei durch

$$W_{Ph} = h \cdot f \,, \qquad (2.1)$$

mit dem Planckschen Wirkungsquantum h und der Frequenz der einfallenden optischen Strahlung f gegeben. Im Valenzband entsteht dadurch ein freies Loch und im Leitungsband ein freies Elektron. Eine externe Vorspannung erzeugt ein statisches elektrische Feld in Sperrichtung, wodurch die beiden Ladungsträger getrennt werden, bevor sie rekombinieren können. Die Ladungsträger generieren so einen elektrischen Stromfluß durch die Sperrschicht. Ein Nachteil der pn-Diode ist, daß das elektrische Feld nur in einem schmalen Bereich der Raumladungszone seinen Maximalwert erreicht, vgl. Abb. 2.1. Wird jedoch zwischen den beiden hochdotierten Schichten eine intrinsische bzw. schwach dotierte Schicht eingefügt, dehnt sich die Raumladungszone über den intrinsischen Bereich aus. Das entsprechende Bändermodell ist in Abb. 2.2 abgebildet. Es ist möglich, pin-Dioden sowohl oberflächenbeleuchtet als auch mit seitlicher Einstrahlung zu betreiben.

Der Vorteil der pin-Diode gegenüber der pn-Diode ist, daß die optische Absorptionsschicht über einen größeren Bereich mit annähernd gleich hoher statischer elektrischer Feldstärke ausgedehnt werden kann. Nachteilig ist, daß der Halbleiter sowohl in den hochdotierten Bereichen als auch in der intrinsischen

Schicht absorbiert. Werden die beiden hochdotierten Schichten aus einem anderen Halbleitermaterial mit einem größeren Bandabstand hergestellt, entsteht ein Halbleiter mit zwei Heteroübergängen, der nur im Bereich der intrinsischen Schicht optisch absorbiert. Wird zusätzlich die p-Schicht durch einen Schottky-Kontakt ersetzt, erhält man eine Metall-Halbleiter-Diode bzw. einen Schottky-Kontakt-Photodetektor. In einem weiteren Schritt kann der ohmsche n^+-Kontakt ebenfalls durch einen Metall-Halbleiter-Kontakt ersetzt werden, so daß ein MSM-Detektor (MSM=metal-semiconductor-metal) entsteht.
Zur weiteren Unterscheidung der verschiedenen Photodetektoren wird oft die Funktionsweise herangezogen. Dabei wird üblicherweise zwischen oberflächen-

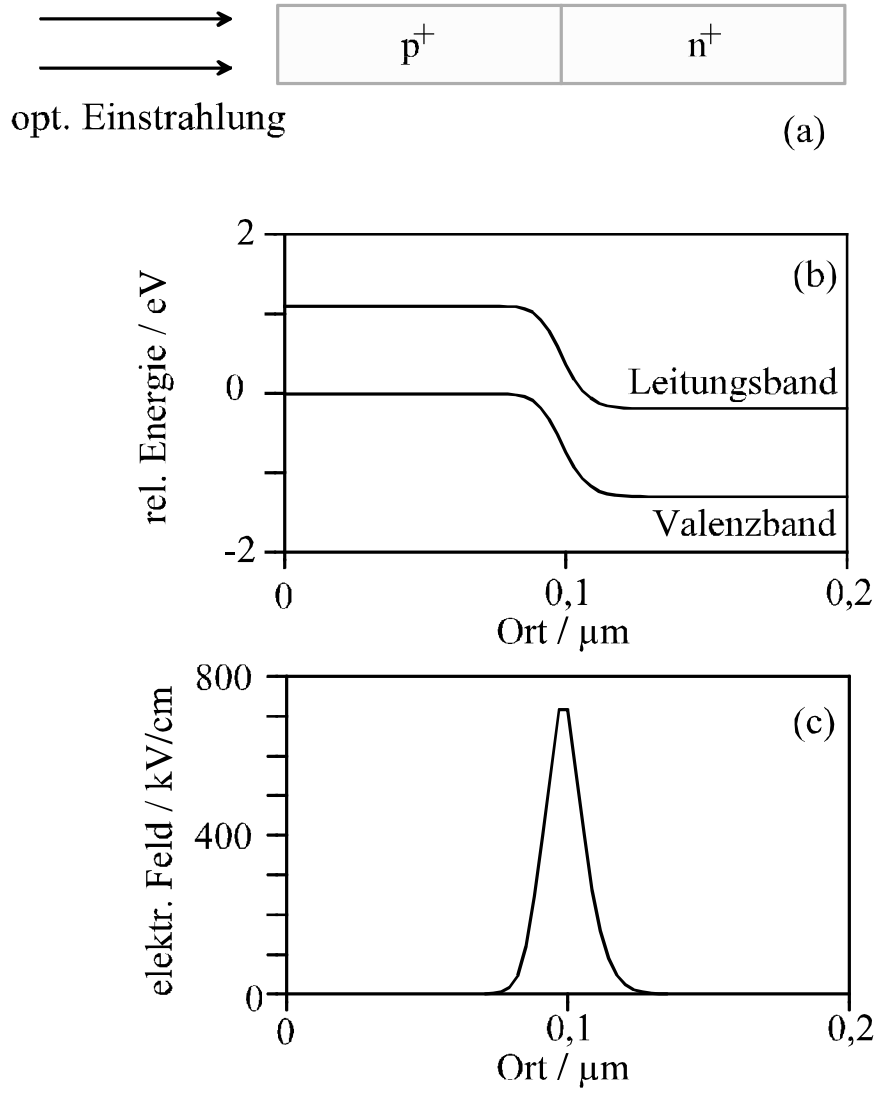

Abb. 2.1: Schematische Struktur eines unbeleuchteten pn-Übergangs (a), berechnetes Bändermodell (b) und Betrag der elektrische Feldstärke (c).

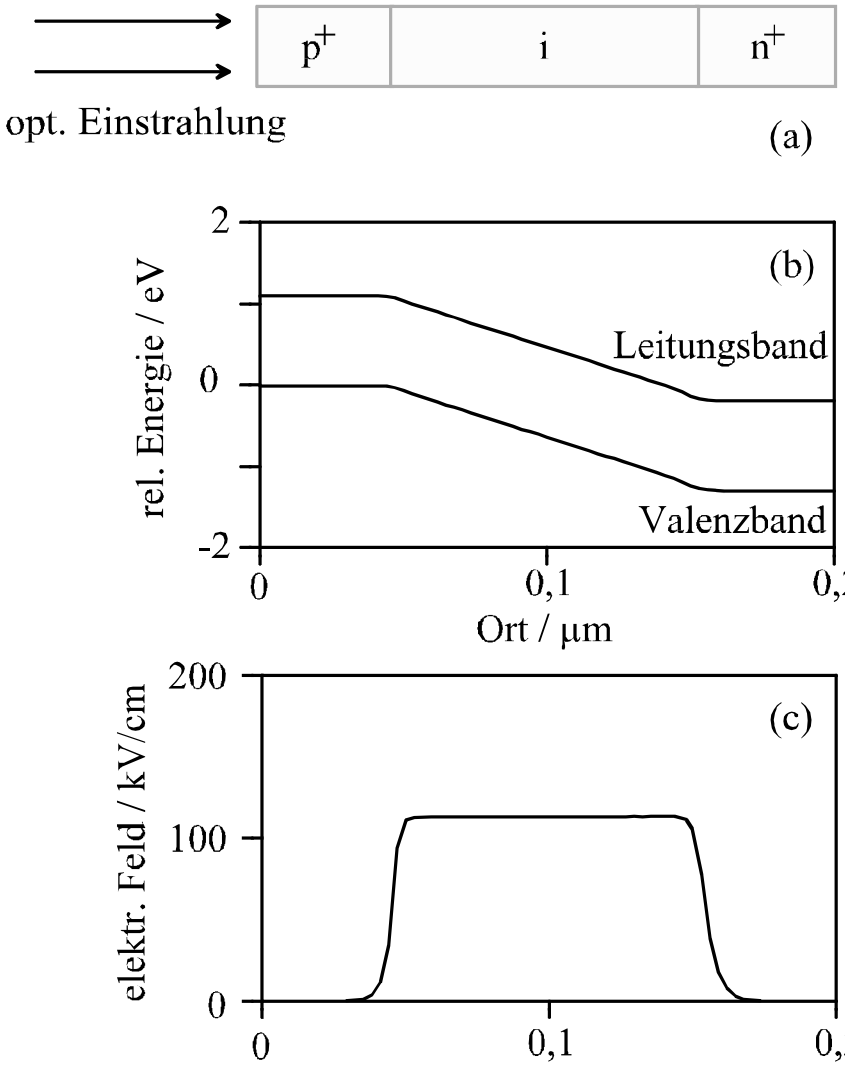

Abb. 2.2: Schematische Struktur (a) einer oberflächenbeleuchteten pin-Dioden-Struktur (unbeleuchtet), berechnetes Bändermodell (b) und Betrag der elektrische Feldstärke (c).

beleuchteten Photodetektoren, Wellenleiter-Photodetektoren und - seit kurzer Zeit - Wanderwellen-Photodetektoren unterschieden [31].

Oberflächenbeleuchtete Photodetektoren haben einen planaren Aufbau, wie beispielhaft in Abb. 2.3 dargestellt. Die optische Einstrahlung erfolgt in diesem Fall von der Oberseite, kann allerdings auch durch ein transparentes Substrat von der Rückseite erfolgen. Ein weiterer Faktor, neben der RC-Begrenzung, der die Bandbreite dieses Photodetektors begrenzt, ist die Zeit, die erforderlich ist, um die Ladungsträger über die Verarmungszone (i-Zone) der Dicke *D* driften zu lassen [32].

Die Ladungsträgertransitzeit τ_n der Elektronen ist

$$\tau_n = \frac{D}{v_n}, \qquad (2.2)$$

die der Löcher beträgt

$$\tau_p = \frac{D}{v_p}. \qquad (2.3)$$

Dabei sind v_n und v_p die Elektronen- bzw. Löcherbeweglichkeiten in der Verarmungszone. Die Dicke D der Verarmungszone entspricht der Dicke der Absorptionsschicht. Der Anteil η des absorbierten Lichtes innerhalb der Dicke D wird durch

$$\eta = \left(1 - e^{-\alpha_{opt} D}\right) e^{-\alpha_{opt} D_p}, \qquad (2.4)$$

mit dem Absorptionskoeffizienten α_{opt} und der Dicke D_p der p^+-Schicht beschrieben [30]. Um möglichst viel Licht in Elektron-Loch-Paare umwandeln zu können, ist demnach eine breite Absorptionsschicht nötig, dies verursacht jedoch nach (2.2) und (2.3) eine längere Transitzeit der Ladungsträger in der Raumladungszone und damit eine entsprechend reduzierte elektrische Bandbreite. Bei Hochgeschwindigkeits-Photodioden wird deshalb die Absorptionsschicht sehr dünn hergestellt, was zur Folge hat, daß nur ein geringer Teil des eingestrahlten

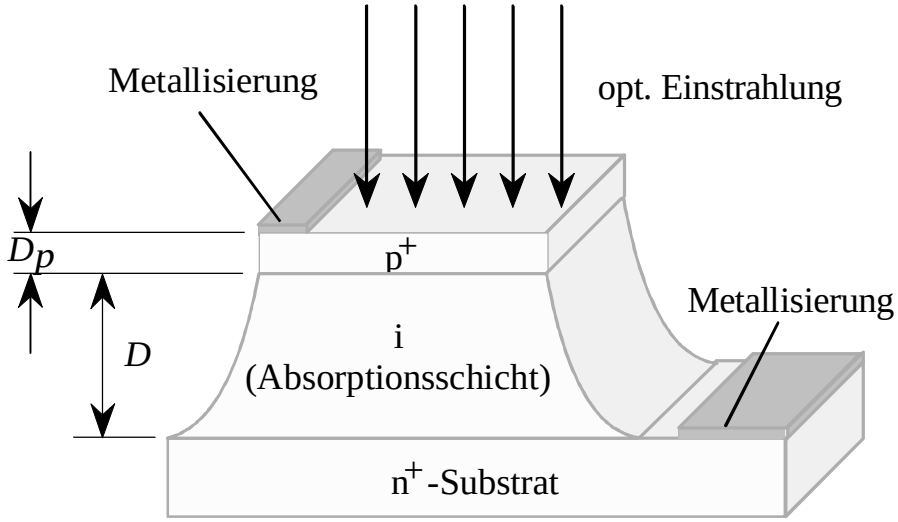

Abb. 2.3: Schematische Darstellung einer oberflächenbeleuchteten pin-Photodiode.

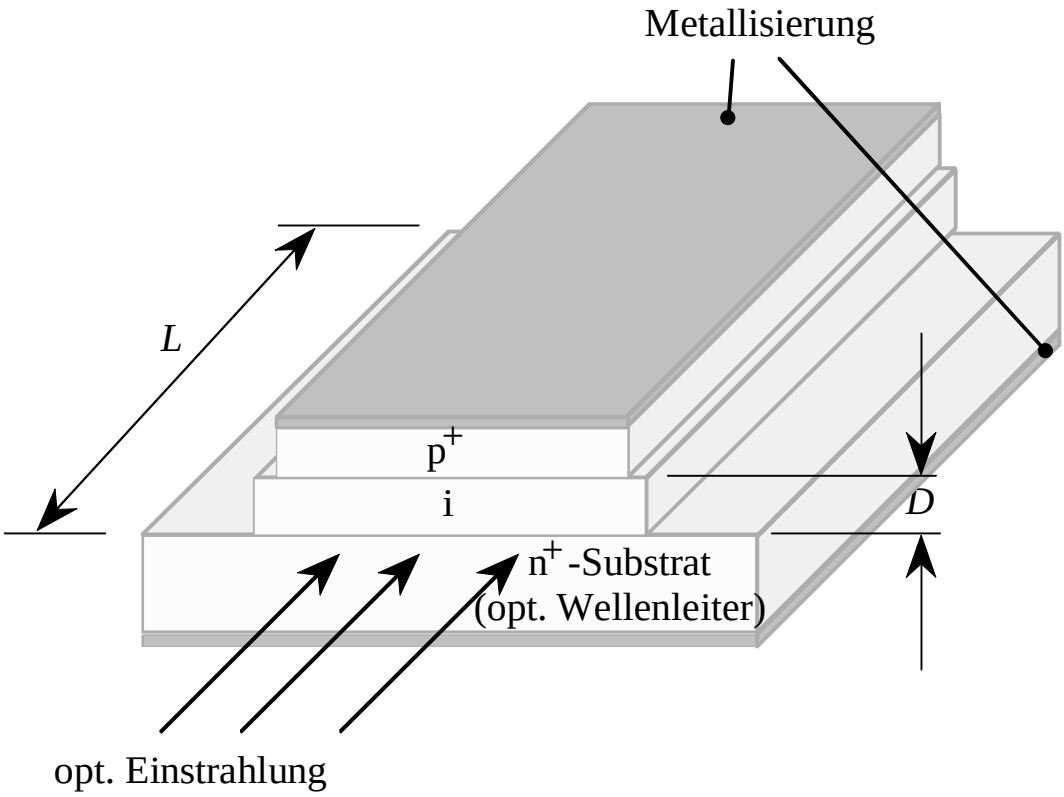

Abb. 2.4: Schematische Darstellung einer Wellenleiter-pin-Photodiode.

optischen Signals absorbiert und in Elektron-Loch-Paare umgesetzt werden kann. Oberflächenbeleuchtete Photodioden können aus diesem Grund entweder mit hohen Bandbreiten und niedrigem Wirkungsgrad oder mit hohem Wirkungsgrad und niedrigen elektrischen Bandbreiten hergestellt werden. Das resultierende Produkt aus Bandbreite und Wirkungsgrad für oberflächenbeleuchtete Photodetektoren beträgt etwa 30 GHz [32].

Wird der Photodetektor nicht als oberflächenbeleuchtete Diode, sondern als optischer Wellenleiter hergestellt (sog. Wellenleiter-Photodiode), s. Abb. 2.4, ist die Absorptionslänge nun die Bauelementlänge *L*. Die Dicke *D* der Absorptionsschicht, die für die Transitzeit bestimmend ist, kann bei horizontaler Einstrahlung getrennt von der Absorptionslänge, also der Bauelementlänge, eingestellt werden. Die Bandbreitenbegrenzung aufgrund der Transitzeit der Ladungsträger tritt demzufolge bei diesem Bauelement in den Hintergrund. Wellenleiter-Photodetektoren werden als diskretes Bauelement hergestellt und betrieben. Im elektrischen Ersatzschaltbild werden sie durch eine Kapazität C_{PD} beschrieben [30], [33].

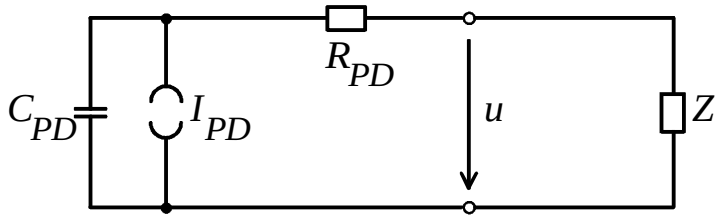

Abb. 2.5: Vereinfachtes Kleinsignal-Ersatzschaltbild einer konzentrierten Photodiode, nach [30], [33].

Die Photodioden werden in Sperrichtung betrieben. Dabei ändert sich der Strom durch die Photodiode proportional zur eingestrahlten Lichtintensität und nicht proportional zur angelegten Gleichpannung. Die Photodiode hat deshalb einen sehr hohen Ausgangswiderstand und arbeitet als Stromgenerator bzw. Stromquelle. Im Kleinsignal-Ersatzschaltbild wird die Photodiode deshalb vereinfacht als Stromquelle mit der parallel geschalteten Kapazität C_{PD} und einem Serienwiderstand R_{PD} für den Widerstand der Zuleitung dargestellt. Diese Kapazität bildet zusammen mit dem Wellenwiderstand Z der angeschlossenen Hochfrequenzleitung einen Tiefpaß für die Spannung u, s. Abb. 2.5, [30], [33]. Die resultierende Zeitkonstante τ_{WL} mit

$$\tau_{WL} = C_{PD} \cdot \left(Z + R_{PD}\right) \qquad (2.5)$$

beschreibt mit $f_B = \tau_{WL}^{-1}$ die elektrische Bandbreite und stellt somit die entscheidende Begrenzung dieses Bauelementes dar. Eine größere Bandbreite, d.h. eine niedrigere Zeitkonstante τ_{WL}, ist somit über einen niedrigeren Widerstand Z als auch durch eine geringere Kapazität C_{PD} realisierbar. Üblicherweise wird jedoch der Wellenwiderstand Z mit $Z = 50\ \Omega$ konstant gehalten. Zur Erzielung einer hohen Bandbreite ist deshalb die Kapazität

$$C_{PD} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \cdot \frac{A}{D} \qquad (2.6)$$

zu minimieren. Dazu wird normalerweise die Fläche A des Photodetektors verringert, da die Dicke D durch Herstellungsparameter und die Forderung nach einem gutem Einkopplungswirkungsgrad η_k festgelegt ist. Die Abmessungen der Fläche A für typische Hochgeschwindigkeits-Wellenleiter-Photodioden liegen bei 6 µm · 12 µm [34], 7 µm · 7 µm [35] bis herunter zu 2 µm · 2 µm [36]. Die 3dB-

Bandbreiten dieser Bauelemente liegen jeweils bei etwa 110 GHz. Oberhalb dieser Frequenz fällt die generierte Millimeterwellenleistung aufgrund des Tiefpaßverhaltens üblicherweise mit 20 dB pro Dekade ab.

Die Bauelementgröße bestimmt letztendlich den Wirkungsgrad (s. Kap. 3) des Photodetektors. Deshalb gibt es auch hier, wie bereits bei den oberflächenbeleuchteten Photodioden, eine gegenseitige Abhängigkeit zwischen elektrischer Bandbreite und Wirkungsgrad der Photodiode. Das Produkt aus Bandbreite und Wirkungsgrad von Wellenleiter-Photodioden liegt - auf Grund der RC-Zeit-Beschränkung - typischerweise bei 55 GHz [31], ist damit jedoch fast doppelt so groß wie die vergleichbare Zahl von oberflächenbeleuchteten Dioden.

Die Realisierung von Wellenleiter-Photodetektoren für Frequenzen bis zu 60 GHz erfordert demnach die Verkleinerung der aktiven Fläche bis auf einige µm². Diese Art der Skalierung hat jedoch Nachteile, wenn hohe optische Leistungen in der Photodiode umgesetzt werden sollen. Die optische Leistung wird in einem kleineren Volumen absorbiert. Deshalb muß eine sehr hohe elektrische Stromdichte, entsprechend der höheren Elektron-Loch-Paar-Generation pro Volumenelement, durch den Photodetektor fließen. Eine hohe Stromdichte führt durch Abschirmung des statischen elektrischen Feldes zu einer Reduzierung der elektrischen Bandbreite innerhalb der Photodiode [37] und kann sogar das Bauelement zerstören. Eine Messung an einer oberflächenbeleuchteten pin-Photodiode ergab, daß die Bandbreite bei einer optischen Eingangsleistung von 1,6 mW von 20 GHz auf 2,5 GHz reduziert worden ist [38]. In diesem Fall wird vermutet, daß nicht nur die Abschirmung des statischen elektrischen Feldes sondern weitere nichtlineare Effekte zu der Reduzierung der gemessenen elektrischen Bandbreite bei hohen optischen Leistungen führen. Simulationen ergaben, daß die maximale elektrische Ausgangsleistung über einen weiten Bereich proportional zum Volumen des Photodetektors ist [39]. Das bedeutet, daß ein kleines aktives Volumen die generierbare Mikrowellenleistung begrenzt.

Eine weitere Reduktion der elektrischen Bandbreite bei Hochgeschwindigkeits-Photodioden kann aus der Haftung von Ladungsträgern an Heteroübergängen (sog. "charge trapping") resultieren [32]. Bei diesem Effekt behindern Diskontinuitäten im Valenzband bzw. Bänderdiagramm den Ladungsträgertransport, insbesondere der Löcher.

Es bleibt festzuhalten, daß oberflächenbeleuchtete oder Wellenleiter-Photodioden durchaus mit sehr hohen elektrischen Bandbreiten bis zu 110 GHz arbeiten können. Allerdings können diese Bauelemente ein typisches Bandbreiten-Effizienz-Produkt nicht überschreiten. Hohe optische Eingangsleistungen, die zusätzlich für eine optische Millimeterwellenübertragung gefordert werden, setzen die Bandbreite dieser Photodioden zurück.
Obwohl die Systembandbreite üblicherweise durch die Photodiode begrenzt wird, müssen natürlich die Bandbreite der anderen Systemkomponenten ebenfalls berücksichtigt werden.

2.2 Wanderwellen-Prinzip und Phasenanpassung

Wie in Abschnitt 2.1 dargestellt ist, sind Standard-Photodetektoren üblicherweise durch die *RC*-Konstante bandbreitenbegrenzt, d.h. die Größe des Bauelementes bestimmt über die elektrische Kapazität die obere Grenzfrequenz. Dieses Verhalten ist typisch für konzentrierte Bauelemente, bei denen die Wechselwirkung zwischen zwei Signalen ohne Wellenausbreitungseffekte auftritt. Bei einem Photodetektor bedeutet dies, daß sich das optische Signal in einem optischen Wellenleiter ausbreitet, der jedoch mit einer konzentrierten elektrischen Elektrodenanordnung wechselwirkt.
Sind zwei Wellenleiter so miteinander verkoppelt, daß die Wechselwirkungsstrecke in die Größenordnung der Wellenlänge gelangt, spielen die Eigenschaften des konzentrierten Bauelementes keine Rolle, d.h. der Frequenzgang wird nicht mehr durch die Größe des Bauelementes selbst beeinflußt. Die Ausnutzung von Welleneigenschaften bei Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Signalwellen wird Anwendung des Wanderwellenprinzips genannt.
Dieses Prinzip wird in der Optoelektronik seit einiger Zeit für die Herstellung von Hochgeschwindigkeits-Modulatoren ausgenutzt [2], [40], [41], [42], kann jedoch auch auf andere Bauelemente angewendet werden, die die Wechselwirkung verschiedener Wellen ausnutzen [43]. Auch Zwischenformen sind denkbar, dabei werden konzentrierte Bauelemente mit diskreten Wechselwirkungsstrecken durch elektrische oder optische Wellenleiter verbunden. Bei Photodetektoren kann das beispielsweise bedeuten, daß mehrere diskrete Photodetektoren jeweils mit optischen und elektrischen Wellenleitern verbunden sind [44], [45].
Bezogen auf Photodetektoren bedeutet die Anwendung des Wanderwellenprinzips, daß bei Signalausbreitung zwischen den optischen und den elektrischen Wellen auf den getrennten Wellenleitern eine phasenrichtige Wechselwirkung stattfindet [46]. Schematisch ist die Konversion eines heterodynen optischen Signals in ein elektrisches Millimeterwellensignal in Abb. 2.6 dargestellt. In dieser Abbildung wird das optische Signal in dem optischen Wellenleiter des Wanderwellen-Photodetektors geführt. Die Leistung der optischen Welle nimmt wegen der Absorption innerhalb des Photodetektors ab. Gleichzeitig werden Elektron-Loch-Paare generiert, die wiederum zu einer Generation und Ausbreitung einer

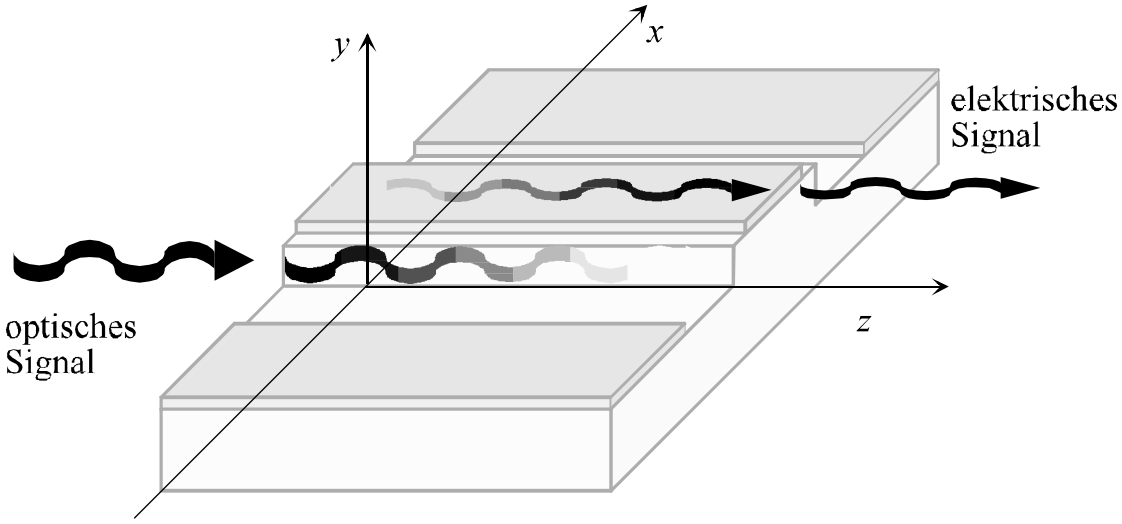

Abb. 2.6: Schematische Darstellung der Wellenausbreitung und der opto-elektronischen Konversion im Wanderwellen-Photodetektor, s. Text.

elektrischen Welle auf dem koplanaren elektrischen Wellenleiter führen. Die Generation der elektrischen Millimeterwelle ist schematisch durch den Pfeil für das elektrische Signal angedeutet.

Wird die Umwandlung phasenrichtig durchgeführt, erhält man auf dem elektrischen Wellenleiter eine elektrische Millimeterwelle, die sich auf Grund von Interferenzeffekten in der gleichen Richtung wie die optische Welle ausbreitet, s.u. Ein ähnliches Verhalten tritt auch bei optischen Kopplern [47] oder Hohlleiter-Richtkopplern [48] auf.

Die Intensität I des optischen Heterodynsignales innerhalb des optischen Wellenleiters wird zu [23], [49]

$$I(t,z) = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{\mu_0 \mu_r}} \Big\{ \hat{E}_A^2 \cdot e^{-\alpha_A z} + \hat{E}_B^2 \cdot e^{-\alpha_B z} + 2\hat{E}_A \hat{E}_B \cdot e^{-\frac{\alpha_A + \alpha_B}{2} z} \cos\left[(\omega_A - \omega_B)t - (\beta_A - \beta_B)z\right] \Big\} \qquad (2.7)$$

mit den Phasenkoeffizienten β_A und β_B und den Absorptionskoeffizienten α_A und α_B angesetzt. Dabei sind $\hat{E}_A$ und $\hat{E}_B$ die Amplituden der elektrischen Felder der beiden Träger des optischen Signals $\underline{E}_{opt}(t,z) = \hat{E} \cdot e^{(j\omega t + \varphi)} \cdot e^{-(\alpha + j\beta)z}$, während z die Ortskoordinate in Ausbreitungsrichtung darstellt. Das bedeutet, daß sich die Einhüllende der optischen Intensität mit der optischen Gruppengeschwindigkeit

$$v_{g,opt} = \frac{\omega_A - \omega_B}{\beta_A - \beta_B} = \frac{d\omega_{opt}}{d\beta_{opt}} \qquad (2.8)$$

in *z*-Richtung ausbreitet. Die Ausbreitung der generierten elektrischen Millimeterwelle auf dem elektrischen Wellenleiter kann mit

$$u(t,z) = \hat{u}\cos[\omega_{el}t - \beta_{el}z] \qquad (2.9)$$

beschrieben werden. Dabei entspricht die Frequenz ω_{el} der Differenz ω_A-ω_B. Die Geschwindigkeit der elektrischen Welle ist daher die elektrische Phasengeschwindigkeit

$$v_{p,el} = \frac{\omega_{el}}{\beta_{el}}. \qquad (2.10)$$

Für eine optimale Überkopplung der optischen in die elektrische Welle muß die optische Gruppengeschwindigkeit $v_{g,opt}$ an die elektrische Phasengeschwindigkeit $v_{p,el}$ angepaßt sein:

$$v_{g,opt} = v_{p,el}, \qquad (2.11)$$

s. auch [26].

An dieser Stelle soll der Phasenkoeffizient β_{opt} der Einhüllenden der optischen Welle definiert werden:

$$\beta_{opt} = (\omega_A - \omega_B)/v_{g,opt}\,. \qquad (2.12)$$

Mit Hilfe dieser Größe kann die Güte der Phasenanpassung zwischen optischer und elektrischer Welle bzw. die Phasenfehlanpassung

$$\Delta\beta = \left|\beta_{el} - \beta_{opt}\right| \qquad (2.13)$$

und die normierte Phasenfehlanpassung

$$\Delta\beta_{norm} = \frac{\left|\beta_{el} - \beta_{opt}\right|}{\beta_{el}} \qquad (2.14)$$

eingeführt werden. Die Phasenfehlanpassung $\Delta\beta$ beeinflußt neben dem Wirkungsgrad *S* auch das Frequenzverhalten des Wanderwellen-Bauelementes. Näherungsweise kann die Verknüpfung zwischen l_w, f_B und $\Delta\beta$ durch die Proportionalitätsgleichung

$$l_W \cdot f_B \sim 1/\Delta\beta \qquad (2.15)$$

mit der Länge der Wechselwirkungsstrecke l_W und der Bandbreite f_B des Wanderwellen-Bauelements beschrieben werden [50].

Die Proportionalitätsgleichung (2.15) besagt, daß bei Phasenanpassung ($\Delta\beta=0$) die Wechselwirkungslänge l_W beliebig lang gewählt werden kann, ohne daß die Bandbreite f_B negativ beeinflußt wird. Ist die Phasenanpassung nicht perfekt ($\Delta\beta\neq0$), begrenzt die Länge l_W der Wechselwirkungsstrecke die Bandbreite f_B. Wird die Bauelementlänge relativ kurz gewählt, wenn z.B. eine starke Kopplung keine große Wechselwirkungslänge erfordert, kann eine Phasenfehlanpassung toleriert werden. Als Beispiel soll der Effekt der Phasenfehlanpassung anhand des Wanderwellen-Photodetektors verdeutlicht werden. Mit Hilfe des verteilten Ersatzschaltbildes, das in Kapitel 4 beschrieben wird, ist dazu für einen Wanderwellen-Photodetektor mit einer Wechselwirkungslänge von 1 mm zwischen optischen und elektrischen Wellenleiter die elektrische Ausgangsleistung in Abhängigkeit der normierten Phasenfehlanpassung berechnet worden [51], s. Abb. 2.7. Der Abbildung kann entnommen werden, daß für eine

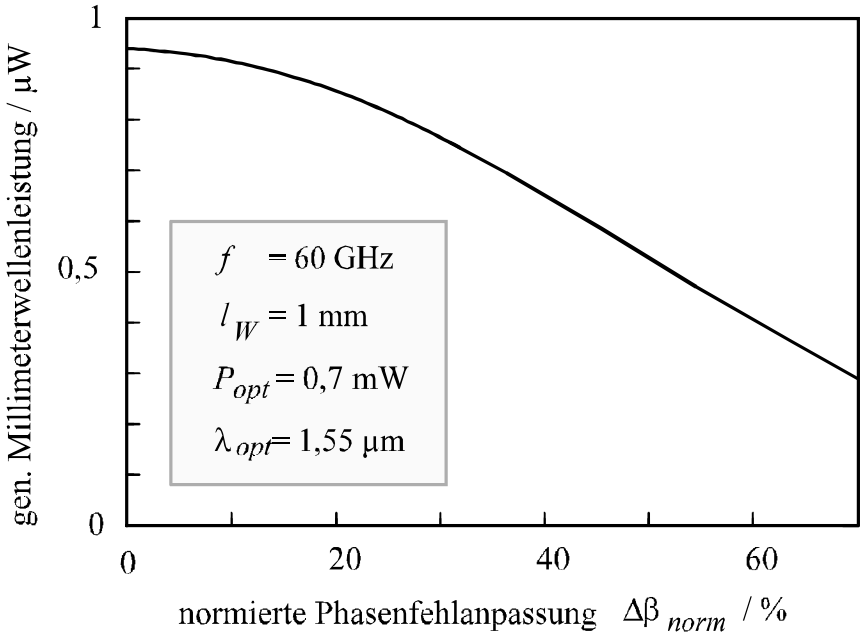

Abb. 2.7: Berechnete Millimeterwellen-Ausgangsleistung in Abhängigkeit der normierten Phasenfehlanpassung.

Wechselwirkungslänge von 1 mm bei einer Frequenz f von 60 GHz ein breites Maximum um den Bereich der optimalen Phasenanpassung vorhanden ist. Eine

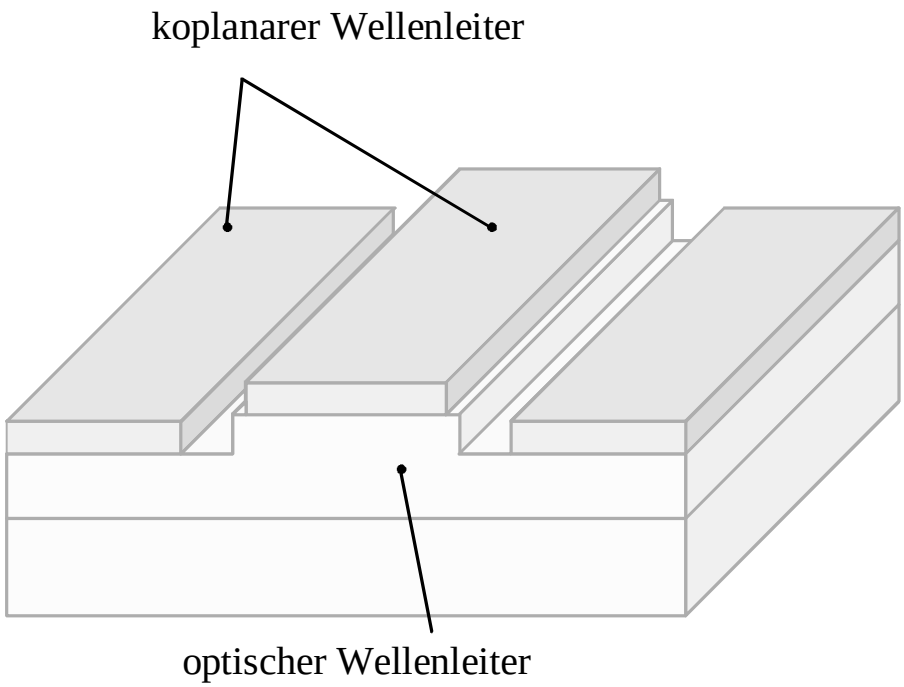

Abb. 2.8: Schematische Wellenleiter-Struktur des Wanderwellen-Photodetektors.

Phasenfehlanpassung von 20 % führt zu einer Reduzierung der elektrischen Millimeterwellenleistung von nur etwa 10 %. Die Phasenanpassung zwischen optischer Gruppengeschwindigkeit und elektrischer Phasengeschwindigkeit muß beachtet werden, stellt allerdings für den Wanderwellen-Photodetektor keinen kritischen Parameter dar, der exakt erfüllt sein muß [52]. Damit eine normierte Phasenfehlanpassung $\Delta\beta_{norm}$ von maximal 20% zwischen der elektrischen Phasengeschwindigkeit und der optischen Gruppengeschwindigkeit erzielt werden kann, muß zunächst die Ausbreitung der optischen und elektrischen Wellen innerhalb des Wanderwellen-Photodektors untersucht werden.

Wird die schematische Struktur des Wanderwellen-Photodetektors betrachtet, s. Abb. 2.8, wird ersichtlich, daß die optische Gruppengeschwindigkeit $v_{g,opt}$ durch die Materialparameter, d.h. insbesondere durch die Brechungsindizes n der Materialien des optischen Wellenleiters festgelegt ist. Darum ist die optische Gruppengeschwindigkeit relativ starr fixiert und läßt sich praktisch in dieser Anwendung nicht beeinflussen. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, die elektrische Phasengeschwindigkeit an die optische Gruppengeschwindigkeit anzupassen [53].

Während sich die optische Welle nur innerhalb des optischen Wellenleiters (n>1) ausbreitet, läuft die elektrische Welle sowohl im Halbleitermaterial als auch in der umgebenden Luft (ε_r=1). Damit ist sie schneller als die optische Welle. Die

Phasengeschwindigkeit der elektrischen Welle muß deshalb reduziert werden, damit eine Phasenanpassung zwischen den beiden Wellen realisierbar ist [54].
Bei verlustarmen, koplanaren Leitungen ist die elektrische Phasengeschwindigkeit in guter Näherung proportional zur Wurzel des Kehrwertes des Induktivitätsbelages L' und des Kapazitätsbelages C'_{kp}:

$$v_{p,el} = \frac{\omega}{\sqrt{L' \cdot C'_{kp}}}. \qquad (2.16)$$

Eine Veränderung des Induktivitäts- bzw. Kapazitätsbelages erlaubt eine Variation der elektrischen Phasengeschwindigkeit. Da normalerweise in technischen Anwendungen nur magnetische Werkstoffe mit einer relativen Permeabilitätszahl von nahezu 1 eingesetzt werden, ist eine Reduzierung der elektrischen Phasengeschwindigkeit nur möglich, wenn der Kapazitätsbelag der koplanaren Leitung erhöht wird [55]. Üblicherweise wird zu diesem Zweck die Metallisierung der koplanaren Leitung mit zusätzlichen Kapazitäten versehen, wie es beispielsweise in Abb. 2.9 angedeutet ist [56]. Durch die nach innen gerichteten Zungen der Außenleiter wird der Kapazitätsbelag der koplanaren Leitung erhöht, ohne daß die Erhöhung der Kapazität durch eine entsprechende Änderung des Induktivitätsbelages kompensiert wird. Weitere Möglichkeiten zur Erhöhung des Kapazitätsbelages können durch unterschiedliche Geometrien der Zungen oder durch mäanderförmige Metallisierungen realisiert werden [57], [58], [59].
Bei der Struktur des Wanderwellen-Photodetektors wird ausgenutzt, daß sich unterhalb des Mittelleiters eine Raumladungszone mit der zugehörigen Sperrschichtkapazität befindet. Diese additive Kapazität, die nicht den Induktivitätsbelag beeinflußt, bewirkt, ähnlich wie die Metallisierungszungen, eine Reduktion

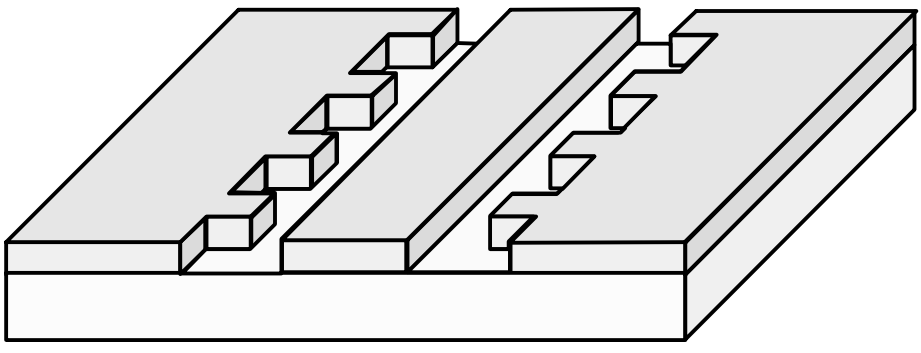

Abb. 2.9: Koplanarer, kapazitiv belasteter Wellenleiter.

der elektrischen Phasengeschwindigkeit (sog. "Slow-wave-Effects") [60], [61]. Dabei kann die elektrische Phasengeschwindigkeit für spezielle Anwendungen auf ein Hunderstel oder weniger gegenüber der ungestörten Wellenausbreitung reduziert werden [62].

2.3 Materialien

Die Herstellung von Photodetektoren für den Wellenlängenbereich um 1,55 µm erfordert ein Halbleitermaterialsystem, dessen Bandlücke für Absorptionsschichten kleiner als 0,8 eV und für Wellenleiter- bzw. Deckschichten größer als 0,8 eV eingestellt werden kann. Da das Halbleitermaterialsystem InGaAlAs gitterangepaßt auf InP-Wafern neben diesen Möglichkeiten bereits erfolgreich für Mikro- und Millimeterwellenschaltungen eingesetzt wird [63], [64], ist dieses Materialsystem für die Herstellung des Wanderwellen-Photodetektors gewählt worden. Die Bandlücke läßt sich bei diesem Materialsystem zwischen 0,73 eV und 1,43 eV einstellen, entsprechend einer Übergangswellenlänge von 1,7 µm bzw. 0,87 µm [65]. Damit wird die Herstellung optischer Wellenleiter mit niedriger Dämpfung (etwa 2,2 dB/cm für InGaAlAs-Wellenleiter [66]) und optischer Absorptionsschichten in diesem Materialsystem gitterangepaßt zu InP ermöglicht. Die Variation der Bandlücke bei gleichzeitiger Gitteranpassung wird in manchen Literaturstellen auch als sog. "Bandgap-Engineering" bezeichnet [67].
Die wichtigsten Materialdaten für InP und die beiden gitterangepaßten ternären Halbleiter $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ und $In_{0,52}Al_{0,48}As$ sind in der Tabelle 2.2 zusammengefaßt. Die Materialdaten des quarternären Halbleiters lassen sich in guter Näherung durch lineare Interpolation aus den beiden ternären Komponenten bestimmen [65]. Sind für einige Daten mehrere Literaturquellen vorhanden, so wurde nach Möglichkeit der aktuellste Zahlenwert berücksichtigt.
Die in der Tabelle 2.2 zusammengefaßten Materialwerte werden insbesondere auch für die verschiedenen Simulationen (s. Kapitel 3) benötigt.

Tabelle 2.2: Materialdaten der Halbleiter InP, InGaAs und InAlAs

	InP	$In_{0,53}Ga_{0,47}As$	$In_{0,52}Al_{0,48}As$	Quelle
Bandlücke W_g	1,33 eV	0,73 eV	1,43 eV	[65]
Leitungsbanddiskontinuität ΔE_C bezogen auf InP	-	-0,236 eV	0,294 eV	[68]
Valenzbanddiskontinuität ΔE_V bezogen auf InP	-	-0,354 eV	0,179 eV	[68]
Elektronenaffinität χ	4,51 eV	4,7 eV	4,2 eV	[69]
relative Elektronenmasse m_e^*	0,08	0,0463	0,084	[70], [71]
relative Masse der leichten Löcher m_{lh}^*	0,089	0,0588	0,086	[70], [71]
relative Masse der schweren Löcher m_{hh}^*	0,85	0,61	0,677	[70], [71]
relative Dielektrizitätskonstante ε_r	12,61	13,85	12,42	[69]
Elektronenbeweglichkeit μ_n	5400 cm^2/Vs	8000 cm^2/Vs	800 cm^2/Vs	[72], [73], [74]
Löcherbeweglichkeit μ_p	300 cm^2/Vs	300 cm^2/Vs	25 cm^2/Vs	[72], [73], [74]
Elektronensättigungsgeschwindigkeit $v_{n,max}$	-	$5{,}4 \cdot 10^6$ cm/s	-	[74]
Löchersättigungsgeschwindigkeit $v_{p,max}$	-	$5{,}2 \cdot 10^6$ cm/s	-	[74]
Brechungsindex n (Wellenlänge: 1,3 µm)	3,21	3,78	3,24	[75], [76], [77]
Brechungsindex n (Wellenlänge: 1,55 µm)	3,17	3,59	3,20	[75], [76], [77]

Tabelle 2.2 (Forts.): Materialdaten der Halbleiter InP, InGaAs und InAlAs

	InP	$In_{0,53}Ga_{0,47}As$	$In_{0,52}Al_{0,48}As$	Quelle
Absorptionskoeffizient α_{opt} (Wellenlänge: 1,3 µm)	-	$11{,}6 \cdot 10^3$ 1/cm	-	[78]
Absorptionskoeffizient α_{opt} (Wellenlänge: 1,55 µm)	-	$6{,}8 \cdot 10^3$ 1/cm	-	[79]
Gitterkonstante *a*	0,5867	0,5867	0,5867	[80], [81]
effektive Zustandsdichte im Leitungsband N_C	$0{,}54 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}	$0{,}21 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}	-	[80]
effektive Zustandsdichte im Valenzband N_V	$2{,}9 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}	$7{,}4 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}	-	[80]
intrinsische Ladungs-trägerkonzentration n_i	$5{,}7 \cdot 10^6$ cm^{-3}	$63 \cdot 10^9$ cm^{-3}	-	[80]
intrinsischer spezifischer Widerstand ρ_s	11 MΩ cm	0,8 kΩ cm	-	[80]

2.4 Halbleitereigenschaften

Durch die Halbleitereigenschaften des Wanderwellen-Photodetektors werden die optischen und die elektrischen Eigenschaften festgelegt. Die grundlegende Schichtstruktur ist in Abb. 2.10 dargestellt.

In elektrischer Hinsicht besteht der Wanderwellen-Photodetektor zunächst aus einer koplanaren Metallisierungsstruktur, die als Hochfrequenzleitung dient. Zwischen dem Innenleiter und den beiden Außenleitern bildet sich eine Raumladungszone aus. Dieses wird durch eine möglichst schwache Dotierung des Bereiches innerhalb der Mesa unterhalb des Innenleiters erreicht. Die beiden Außenleiter sind miteinander und mit der Raumladungszone über eine hoch n-dotierte Schicht verbunden. Der Innenleiter wird so hergestellt, daß ein Schottky-Kontakt zwischen Metallisierung und Halbleitermaterial entsteht. Die Außenleitermetallisierungen werden in den Halbleiter einlegiert, so daß sich hier ohmsche Kontakte zu der n^+-dotierten Schicht ergeben. Insgesamt wird so ein elektrischer Wellenleiter hergestellt, bei dem die koplanare Metallisierung eine Schottky-Diode bildet. Der Kapazitätsbelag C' der Raumladungszone verringert die elektrische Phasengeschwindigkeit des elektrischen Wellenleiters, so daß durch ein entsprechendes Layout eine Phasenanpassung zwischen optischen und

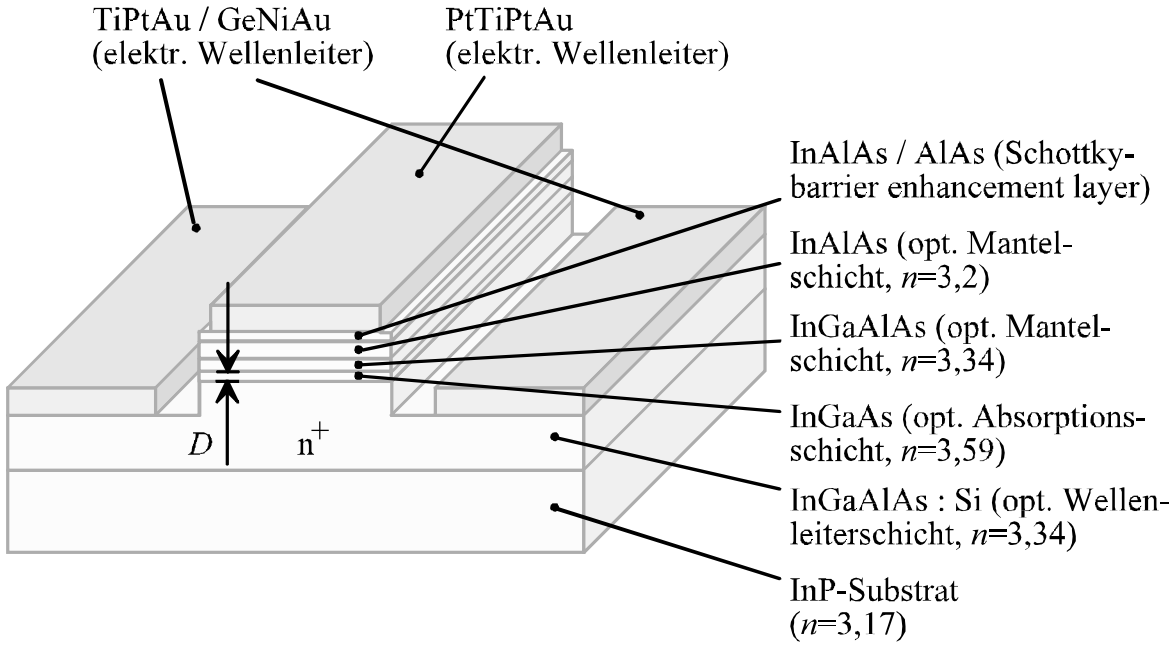

Abb. 2.10: Schichtstruktur des Wanderwellen-Photodetektors.

elektrischen Wellen möglich wird.

Die gewählte Halbleiterstruktur muß gleichzeitig einen optischen Wellenleiter bilden. Dabei soll die optische Welle unterhalb des Mittelleiters geführt werden. Dieser optische Wellenleiter wird durch die Wahl der Materialsysteme in den verschiedenen Halbleiterschichten gebildet. Die wellenführende Schicht muß mit Hilfe des quarternären Halbleiters InGaAlAs hergestellt werden, weil das Materialsystem InAlAs einen niedrigeren Brechungsindex bei einer optischen Wellenlänge von 1,55 µm hat als InGaAlAs und deshalb nur für die Mantelschichten benutzt werden kann, s. Kapitel 2.3. Das InP-Substrat mit einem ähnlichen Brechungsindex wie InAlAs kann ebenfalls nur als Mantelschicht (sog. "cladding layer") verwendet werden. Das Materialsystem InGaAs hat den höchsten Brechungsindex im Materialsystem InGaAlAs, ist allerdings im Bereich von 1,3 µm / 1,55 µm optischer Wellenlänge absorptiv und somit nicht für die Herstellung absorptionsarmer Wellenleiter einsetzbar. Der optische Wellenleiter wird deshalb als streifenbelasteter Filmwellenleiter direkt auf dem InP-Substrat hergestellt. Damit kann die hohe Güte und Reinheit des Substrates als Mantelschicht ausgenutzt werden. Oberhalb des Filmwellenleiters, im Bereich der Mesa, schließt sich eine optische Deckschicht aus InAlAs an.

Für die optoelektronische Konversion muß die optische Welle, die in dem optischen Wellenleiter geführt wird, mit dem elektrischen Signal auf dem koplanaren elektrischen Wellenleiter des Wanderwellen-Photodetektors wechselwirken. Dazu muß eine der Halbleiterschichten, die sich in der elektrischen Raumladungszone unterhalb des Innenleiters befindet, als Absorptionsschicht, also als InGaAs-Schicht, ausgeführt werden. Die Absorptionsschicht soll sich im Bereich des geführten optischen Feldes befinden, so daß ein absorptionsbehafteter Leckwellenleiter entsteht. Durch den Abstand und die Dicke der Absorptionsschicht wird die effektive optische Absorption und damit die relative Stärke der optoelektronischen Wechselwirkung eingestellt. Als zahlenmäßige Größe wird häufig der Füllfaktor Γ benutzt, der den Bruchteil der in der Absorptionsschicht geführten Intensität angibt.

In vertikaler Richtung besteht das Bauelement aus mehreren Halbleiterschichten, die gitterangepaßt auf den InP-Wafer epitaxiert werden. Auf dem Substratwafer wird zunächst eine hochdotierte quarternäre n^+-Schicht aus $In_{0,52}Ga_{0,24}Al_{0,24}As$

abgeschieden. Als Dotierstoff wird dabei Silizium verwendet. Die folgenden Schichten werden ohne Zugabe von Dotierstoffen hergestellt. Eine Hintergrunddotierung von etwa $1{,}6 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} konnte allerdings durch CV-Messungen festgestellt werden, s. Kapitel 5.2. Das Schichtwachstum wird durch eine $In_{0,53}Ga_{0,47}As$-Schicht, die als optische Absorptionsschicht dient, eine weitere $In_{0,52}Ga_{0,24}Al_{0,24}As$- und eine $In_{0,52}Al_{0,48}As$-Schicht mit einem $In_{0,52}Al_{0,48}As$ / AlAs-Übergitter (engl. "Superlattice") als Deckschicht abgeschlossen. Die InAlAs-Schicht und das InAlAs/AlAs-Übergitter bewirken eine Erhöhung der Schottky-Barriere (engl. "Schottky-barrier enhancement layer"). Die höhere Schottky-Barriere wirkt sich für den Photodetektor insbesondere durch niedrige Dunkelströme und ein gutes Sperrverhalten aus. Für die Herstellung des Schottky-Kontaktes auf diesem Materialsystem wird die Metallisierung Pt/Ti/Pt/Au auf die Mesa aufgebracht. Auf den n^+-dotierten Teil der quarternären Wellenleiterschicht werden die Metallisierungen für ohmsche Kontakte (hier aus den Materialsystem GeNiAu bzw. TiPtAu) abgeschieden. Zu beachten ist, daß für gute Halbleitereigenschaften der Diode bzw. Sperrschicht eine gute Gitteranpassung, insbesondere an den Heteroübergängen, erforderlich ist [82].

Resultierend aus dem beschriebenen Schichtaufbau erhält man eine SchottkyDiode mit einem relativ weiten intrinsischen Bereich von rund 1-2 µm. Die Dicke *D* der Absorptionsschicht, in der Transitzeiteffekte auftreten, beträgt für Wanderwellen-Photodetektoren etwa 50 - 100 nm (vgl. Abb. 2.10). Daraus resultiert eine Begrenzung der Bandbreite aufgrund von Transitzeiteffekten auf etwa 0,2 bis 0,4 THz [24], für den Fall, daß die Ladungsträger die Sättigungsgeschwindigkeit erreichen.

Durch die geeignete Abstimmung der verschiedenen Geometrien und durch geringfügige Änderungen der Schichtzusammensetzungen lassen sich so die Parameter des Wanderwellen-Photodetektors auf ein gewünschtes Verhalten hin abstimmen.