

Untersuchung und Charakterisierung von PMD (Photomischdetektor)-Strukturen und ihren Grundsaltungen

**Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informatik
der Universität Siegen
zur Erlangung des akademischen Grades**

**Doktor der Ingenieurwissenschaften
(Dr.-Ing.)**

Genehmigte Dissertation

von

Diplom-Ingenieur Zhigang Zhang

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Rudolf Schwarte

2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Elmar Griese

Vorsitzender der Prüfungskommission: Prof. Dr.-Ing. Hubert Roth

Tag der mündlichen Prüfung: 11.12.2003

urn:nbn:de:hbz:467-901

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Nachrichtenverarbeitung (INV) und Zentrum für Sensorsysteme (ZESS) der Universität Siegen.

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Rudolf Schwarte, dem Leiter des Instituts für Nachrichtenverarbeitung und ehemaligen Vorsitzenden des Zentrums für Sensorsysteme, für die zahlreichen wertvollen Anregungen und wissenschaftliche Betreuung dieser Arbeit ganz herzlich danken. Auf Basis seiner vielen innovativen Ideen und der lehr- und hilfreichen Diskussionen, sowie durch seine kontinuierliche Unterstützung und Förderung konnte diese Arbeit erst durchgeführt werden.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Elmar Griese danke ich herzlich für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Hubert Roth danke ich herzlich für die Übernahme des Vorsitzes der Promotionskommission und die Durchführung des Promotionsverfahrens.

Mein besonderer Dank gilt auch meinen Kollegen Martin Albrecht und Markus Grothof für die zahlreiche Ratschläge, die kritische Durchsicht und sorgfältige Korrektur der Arbeit.

Weiterhin danke ich meinen ehemaligen und jetzigen Kollegen Dr. Bernd Buxbaum, Jochen Frey, Dr. Horst Heinol, Holger Heß, Prof. Dr. Rüdiger Klein, Holger Kraft, Dr. Robert Lange, Dr. Xuming Luan, Tobias Möller, Dr. Joachim Olk, Margarete Pufahl, Dr. Thorsten Ringbeck, Benja Schink, Dr. Jürgen Schulte, Arne Stadermann, Dr. Wei Tai, Dr. Zhanping Xu und allen Mitarbeitern des ZESS für die gute Zusammenarbeit.

Nicht zuletzt danke ich meiner Familie, insbesondere meiner Frau Jun Wang, meiner Tochter Fan und meinen Eltern für ihr Verständnis und ihre allseitige Unterstützung.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	i
Abstract	vii
1. Einleitung.....	1
2. Photodetektoren.....	4
2.1 Mechanismus der Photostromerzeugung	4
2.1.1 Äußerer Photoeffekt	5
2.1.2 Innerer Photoeffekt.....	6
2.2 Gütekriterien von Photodetektoren	8
2.2.1 Der externe Quantenwirkungsgrad (Quantenausbeute) η_{ex}	8
2.2.2 Die spektrale Empfindlichkeit R_s	9
2.2.3 Die Zeitkonstante τ	9
2.2.4 Die rauschäquivalente Leistung NEP	10
2.3 Photodetektoren auf Halbleiterbasis	10
2.3.1 pn-Photodiode	10
2.3.2 pin-Photodiode	17
2.3.3 Schottky-Photodiode	20
2.3.4 MSM-Photodetektor.....	23
2.3.5 Avalanche-Photodiode (APD).....	33
2.3.6 MOS-Photodioden.....	38
3. Grundprinzipien und Eigenschaften der PMDs	42
3.1 Funktionsweise der PMDs	42
3.2 Entfernungsmessung mit PMD	45
3.2.1 Prinzip der Modulationslaufzeitmessung.....	45
3.2.2 Auswertung der Lichtlaufzeit mittels Korrelationsfunktion	48

3.3	Modulations- und Korrelationseigenschaften	53
3.3.1	Modellierung der PMD-Funktion.....	53
3.3.2	Mathematische Untersuchung und Simulation von Störunterdrückung des PMD	62
3.4	Betriebsarten des PMD und Einfluss der Signalform auf die Korrelationsfunktion ...	81
3.4.1	CW-Modulation mit Rechtecksignalen	82
3.4.2	CW-Modulation mit Sinussignalen.....	86
3.4.3	CW-Modulation mit Rechteck- und Sinussignalen.....	87
3.5	Einfluss der Unsymmetrie.....	89
4.	Konzepte der PMD-Strukturen.....	94
4.1	Hierarchie der PMDs	94
4.2	Grundstrukturen der PG-PMDs	96
4.3	MSM-PMD	100
4.3.1	SSM-MSM-PMD	101
4.3.2	ASM-MSM-PMD.....	106
4.3.3	OEP (Optoelektronischer Prozessor)-Prinzip.....	108
4.3.4	Anwendungen von OEPs	117
4.4	Grundstrukturen der pn- und APD-PMDs	126
4.4.1	Planarstrukturen	127
4.4.1.1	Laterale pip-PMDs	127
4.4.1.2	Laterale pip-PMDs auf SOI-Substrat	129
4.4.1.3	Laterale Trench-pip-PMDs auf SOI-Substrat.....	130
4.4.1.4	pn / ME-PMD	131
4.4.2	Doppelseitige Strukturen.....	133
4.4.3	Messergebnisse der lateralen pnp-PMDs	134
4.4.4	pin-APD-PMD	138
5.	MMD – das PMD-Prinzip für Mikrowellen.....	141
5.1	Funktionsprinzip des MMD	142
5.2	Ausführungsbeispiele des MMD-Pixels	149

Inhaltsverzeichnis

5.2.1	Passiv-MMD-Pixel.....	150
5.2.2	Aktiv-MMD-Pixel.....	151
6.	Weitere Einsatzmöglichkeiten des PMD-Prinzips.....	154
6.1	PMD-Prinzip für technische Röhren.....	154
6.1.1	PMT-PMD (Photomultiplier-PMD).....	154
6.1.2	MCP-PMD (Microchannel Plate-PMD).....	156
6.2	BV-PMD (Bildverstärker-PMD)	157
7.	Zusammenfassung	159
	Literaturverzeichnis.....	162
	Abbildungsverzeichnis	168

Abstract

In the last 6 years, a novel optoelectronic detector called Photonic Mixer Device (PMD) has been developed at the University of Siegen, which opens up new perspectives for fast, high-precision non-contact range measurement and 3D-imaging using the time-of-flight (TOF) method. In this thesis the characteristic features of various semiconductor-based PMD structures and their modelling as well as further possibility of applying PMD-principle to other technologies are studied.

The first part of this work deals with the systematic description and analysis of the photogate (PG-) PMD. A distinctive feature of the PMD compared to conventional photodetectors is its push-pull mixing process directly in the photosensitive region. A functional model of the PG-PMD is developed enabling to simulate modulation and correlation properties, especially the behaviour of the suppression of non-correlated background illumination by short time integration.

In the second part a variety of implementations of the PMD-concept is presented. One of the most important implementations is the MSM-PMD based on the metal-semiconductor-metal structure. It takes advantage of the very wide modulation bandwidth of MSM-detectors and possesses particularly the inherent ability to suppress the background illumination. The MSM-PMD structure can be extended to a so-called “Optoelectronic Processor” (OEP), which is able to perform high speed optoelectronic analog and digital signal processing. Further semiconductor-based PMD realisation possibilities are also briefly discussed.

Moreover, the PMD-principle is applicable to other detector technologies. Some possible implementations such as MMDs (Microwave Mixer Devices), PMT-PMD (Photomultiplier Tube PMD) and MCP-PMD (Microchannel Plate PMD) will be described.

Keywords: photonic mixer device (PMD), optoelectronic processor (OEP),
microwave mixer device (MMD), time-of-flight (TOF)

1. Einleitung

Die Anwendung von berührungslos arbeitenden Matrix-Sensoren gewinnt durch ihre eindeutigen Vorteile – schnell, rückwirkungsfrei und hochparallel – in den modernen Industrie- und Technologiesgesellschaften zunehmend an Bedeutung. Insbesondere spielen die schnellen und berührungslosen 3D-Bildsensoren eine Schlüsselrolle auf dem Weg z. B. zu höherer Automatisierung in der Produktion, zu 100%-iger Qualitätsüberwachung in den Fertigungsprozessen und zu mehr Sicherheit im Verkehr. Der Bedarf an derartigen Sensoren steigt ständig. Dies stellt aber zugleich hohe Anforderungen an die verwendete Sensortechnik.

Die Messverfahren zur berührungslosen 3D-Vermessung sind vielfältig und werden üblicherweise nach dem Wellentyp – Lichtwellen, Mikrowellen und Ultraschallwellen – in drei Kategorien unterteilt [1] / [2]. Optische Verfahren beruhen auf drei grundlegenden Prinzipien: Triangulation, Interferometrie (als optisch kohärente Laufzeitmessung) und Laufzeitmessung (allgemein als modulationskohärente Laufzeitmessung). Sie haben sich wegen ihrer Vorteile, z. B. der hohen Lateralauflösung trotz kleiner Linsenabmessung gegenüber den anderen Verfahren in der industriellen 3D-Formerfassung weitgehend durchgesetzt.

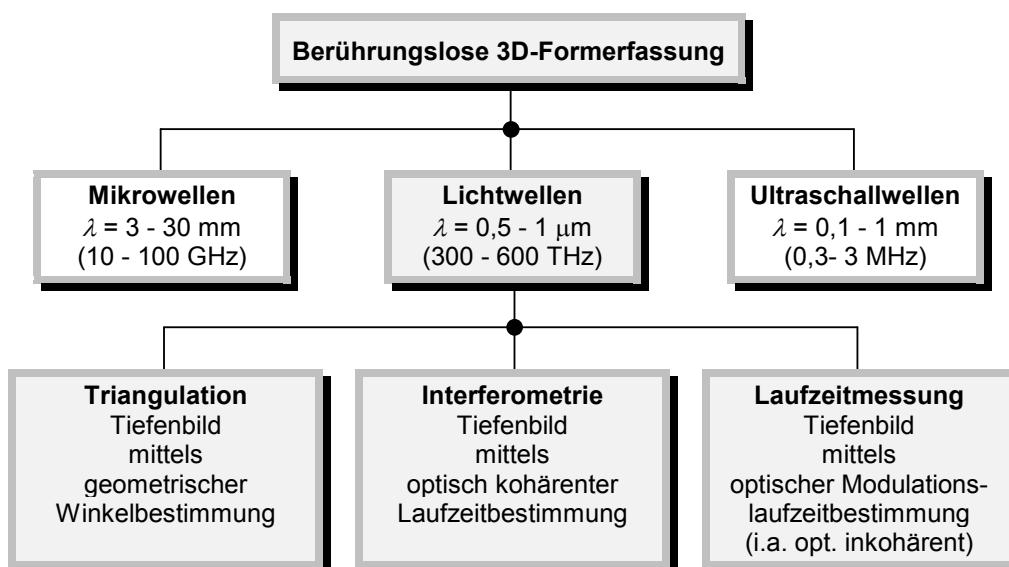


Bild 1.1 Grundlegende Messprinzipien zur berührungslosen 3D-Vermessung [2]

Während die optische 2D-Messtechnik in den vergangenen Jahren durch hochauflösende CCD- oder CMOS-Sensoren einen hohen technischen Stand erreicht hat, haben die heute verfügbaren 3D-Messsysteme trotz großer Anstrengungen noch keine zufrieden stellenden Ergebnisse hinsichtlich der Geschwindigkeit, der Flexibilität, des technischen Aufwandes und der Anschaffungskosten erzielt [3].

An der Universität Siegen ist ein von Prof. Schwarte erfundener neuartiger optoelektronischer Detektor mit inhärenter Mischung bzw. Korrelation, der so genannte Photomischdetektor bzw. Photonic Mixer Device (PMD), entwickelt worden, der in vielen Ausführungsformen realisiert werden kann. Mit Hilfe des PMD-Prinzips, das auf dem Laufzeitmessprinzip beruht, eröffnet sich nun völlig neue Möglichkeiten zur schnellen und präzisen 3D-Bilderfassung.

Im weiteren Sinne ist das PMD-Prinzip ein Korrelationsempfangskonzept, das vor allem zum Erfassen von Phasen und Amplituden modulierter elektromagnetischer Strahlung geeignet und auch für andere Signalwellen, z. B. Ultraschall, anwendbar ist.

Die Aufgabenstellung dieser Arbeit besteht in der Charakterisierung möglicher und geeigneter PMD-Grundstrukturen durch theoretische, simulative und – bei möglichen technischen Realisierungen – auch durch experimentelle Untersuchungen der Eigenschaften mit dem Ziel einer Optimierung für technische Anwendungen.

Gliederung der Arbeit

Diese Arbeit ist in 6 Kapitel gegliedert. Auf die kurze Einleitung folgt das zweite Kapitel, welches die physikalischen Grundlagen der Halbleiterphotodetektoren enthält. Zu den wichtigsten Baugruppen für PMD-Technik zählen die pn-, pin-, Schottky-, MSM- und MOS-Dioden. Abschnitt 2.3.4 behandelt den MSM-Detektor wegen seiner besonderen attraktiven Eigenschaften zum Einsatz als PMDs und OEPs (Optoelektronische Prozessoren) etwas ausführlicher. Hierfür werden die allgemeinen Zusammenhänge zwischen der Grenzfrequenz und der Fingerstruktur (Fingerbreite, -abstand, -anzahl) unter bestimmten Voraussetzungen abgeleitet.

Kapitel 3 befasst sich zunächst mit der allgemeinen Funktionsweise der PMDs und der Entfernungsmessung sowie der Auswertemethoden mit Hilfe der Korrelationsfunktion. Danach wird ein Funktionsmodell des Photogate-PMD (PG-PMD) erstellt. Dabei werden die Modulationskennlinien des PG-PMD anhand experimenteller Messergebnisse mathematisch modelliert und mit hoher Genauigkeit approximiert. Auf der Basis dieses Modells folgen weitere Untersuchungen der Modulations- und Korrelationseigenschaften der PMDs. Dabei werden die Störunterdrückungseigenschaften (Fremdlichtunterdrückung) und die möglichen Fehlergrößen, die besonders bei Kurzzeitintegration auftreten können, sowohl im Frequenzbereich als auch im Zeitbereich analytisch und simulativ untersucht. Anschließend werden die Einflüsse der Modulationssignalform und die der Unsymmetrie auf die Korrelationsergebnisse in Betracht gezogen.

Die wesentlichen Konzepte der PMDs auf Halbleiterbasis werden in Kapitel 4 eingeführt. Nach einem Überblick über die vereinfachte Hierarchie der PMDs werden verschiedene PMD-Grundstrukturen und deren prinzipielle Implementierung vorgestellt. Der Schwerpunkt liegt hier vor allem auf der MSM-PMD-Struktur. Abschnitt 4.3 beschreibt ihre Funktionsweise, Betriebsarten und besonders ihre inhärenten Eigenschaften der Fremdlichtunterdrückung. Eine wichtige Erweiterung von MSM-PMDs sind die OEPs. Sie besitzen neben den gleichen Eigenschaften von MSM-PMDs noch zusätzliche Funktionen wie logische bzw. Schaltfunktionen. Hierbei werden die OEP-Funktionen zusammengestellt und ihre Anwendungsmöglichkeiten anhand einiger Beispiele veranschaulicht.

In den Kapiteln 5 und 6 werden die Erweiterungen des PMD-Prinzips auf andere Technologiegebiete wie Mikrowellen- und Vakuumtechnik behandelt. Kapitel 5 beschreibt das Funktionsprinzip der Mikrowellen-Mischdetektoren (MMDs) und zeigt zwei Ausführungsbeispiele – Aktiv- und Passiv-MMD. In Kapitel 6 werden die auf Röhrentechnik basierenden hochempfindlichen PMDs – PMT-PMD (Photomultiplier-PMD), MCP-PMD (Microchannel Plate-PMD) und BV-PMD (Bildverstärker-PMD) – vorgestellt.

2. Photodetektoren

Zum Empfang optischer Strahlung gibt es eine Vielzahl von Detektoren, die die auftretende Strahlungsenergie in elektrische Signale umwandeln. Je nach den Wechselwirkungsprozessen der Strahlung mit der Detektormaterie lassen sich üblicherweise 2 Effekte in optischen Detektoren unterscheiden:

- Photoeffekte
- Thermische Effekte

Dementsprechend werden optische Detektoren in 2 Klassen unterteilt [4] / [5]:

- Photodetektoren: Es werden Ladungsträger durch Strahlungsabsorption im Festkörper erzeugt, die zu messbaren Änderungen eines elektrischen Stromes oder einer Spannung im äußeren geschlossenen Stromkreis führt. Die Signalgröße ist von der Strahlungsenergie abhängig.
- Thermische Detektoren: Es erhöht sich die Temperatur des Materials durch Strahlungsabsorption, wobei die Temperatur wiederum bestimmte Materialeigenschaften ändert. Die Signalgröße ist proportional zur gesamten absorbierten Strahlungsenergie.

Im Rahmen dieser Arbeit werden ausschließlich Photodetektoren behandelt.

2.1 Mechanismus der Photostromerzeugung

Nach der Planck'schen Quantenhypothese kann man sich optische Strahlung der Frequenz f als einen Strom von Energiepaketen, die Photonen oder Lichtquanten genannt werden, vorstellen. Jedes Photon breitet sich im Vakuum mit der Lichtgeschwindigkeit c aus und besitzt die Energie [6]

$$W_{ph} = hf = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.1)$$

wobei $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Ws}^2$ das Planck'sche Wirkungsquantum, $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ die Vakuumlichtgeschwindigkeit und λ die Vakuumwellenlänge sind. Gl. (2.1) lässt sich mit $1 \text{ Ws} = 6,242 \cdot 10^{18} \text{ eV}$ umschreiben als

$$\lambda [\mu\text{m}] = \frac{1,24}{W_{ph} [\text{eV}]} \quad (2.2)$$

Photonen mit genügend großer Energie hf können ein gebundenes Elektron im Festkörper frei machen, das zur Stromleitung beitragen kann. Je nachdem, ob die angeregten Träger den Festkörper verlassen oder im Kristall verbleiben, unterscheidet man zwischen den äußeren und inneren Photoeffekten. In beiden Fällen müssen die Photonen eine Mindestenergie (Grenzenergie) W_{Gr} besitzen, um die Bindungsenergie der Elektronen zu überwinden. Dementsprechend ergibt sich aus Gl. (2.2) eine Grenzwellenlänge der Photonen zu:

$$\lambda_{Gr} [\mu\text{m}] = \frac{1,24}{W_{Gr} [\text{eV}]} \quad (2.3)$$

2.1.1 Äußerer Photoeffekt

Bei äußerem Photoeffekt (auch photoemissiver Effekt genannt) wird durch die einfallende Strahlung eine Photoemission von Elektronen aus der Oberfläche eines Metalls oder einer Photokathode ins Vakuum ausgelöst, wenn die Photoenergie hf größer als die Austrittsarbeit $q\phi_A$ des Festkörpers ist (**Bild 2.1**):

$$hf = q\phi_A + \frac{mv^2}{2} \quad (2.4)$$

Darin ist $mv^2/2$ die kinetische Energie der freigesetzten Elektronen, die über den Vakuumraum die Anode erreichen, wenn sie genügend kinetische Energie besitzen.

Hauptanwendung des äußeren Photoeffekts sind die Photokathoden in Vakuumröhren, Photovervielfachern und Mikrokanalplatten. Konventionelle Photokathoden aus einem Metall oder p-Halbleiter mit positiver Elektronenaffinität (der energetische Abstand

zwischen der Unterkante des Leitungsbandes und der Vakuumenergie) besitzen eine hohe Austrittsarbeit (einige eV) und damit eine langwellige Grenze der Empfindlichkeit im sichtbaren oder ultravioletten Bereich. Der andere Typ von Photokathoden ist die so genannte NEA-Photokathode (Photokathode mit negativer Elektronenaffinität), bei denen die Oberfläche eines p-Halbleiters (z. B. Galliumarsenid) mit einem Material geringer Austrittsarbeit (z. B. Cäsium) bedampft wird, so dass eine negative Elektronenaffinität entsteht. In diesem Fall muss die Energie der einfallenden Photonen gleich oder größer als der Bandabstand W_G des Halbleiters sein, um eine Photoemission aus dem Material zu ermöglichen. Die NEA-Photokathoden sind bis zum Wellenlängenbereich $\lambda \leq 1\mu\text{m}$ einsetzbar [7].

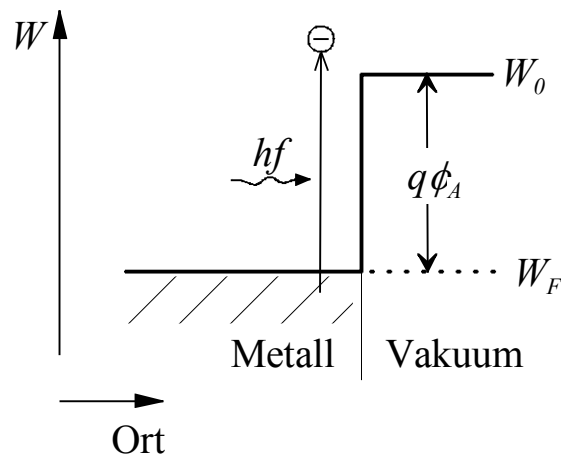


Bild 2.1 Äußerer Photoeffekt

2.1.2 Innerer Photoeffekt

Der innere Photoeffekt fasst die Phänomene zusammen, die infolge der Photonenabsorption zur Erhöhung der Zahl quasifreier Ladungsträger (Elektronen oder Elektronen-Lochpaare) im Material führen. Alle Bauelemente, die den inneren Photoeffekt ausnutzen, bestehen aus einem Halbleitermaterial. Dabei kann man zwischen Photohalbleitern ohne Sperrschicht (Photoleitern) und mit Sperrschicht (Photodioden, Phototransistoren und Photothyristoren) unterscheiden.

Beim inneren Photoeffekt werden, wie in **Bild 2.2** schematisch dargestellt, a) Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben, wenn die Photonenenergie hf größer als die Bandlücke des Halbleiters ΔW_G ist (intrinsische Absorption) oder b) an Donatoren oder Akzeptoren gebundene Ladungsträger in das Leitungs- oder Valenzband angeregt, wenn die Photonenenergie hf größer als die Ionisierungsenergie der Störstelle ΔW_D (Ionisierungsenergie des Donators) oder ΔW_A (Ionisierungsenergie des Akzeptors) ist (extrinsische Absorption). Voraussetzung für die extrinsische Absorption ist, dass die entsprechenden Störstellen nicht bereits thermisch ionisiert sind. Aufgrund der sehr kleinen Ionisierungsenergie (von einigen 10 bis 100 meV) ist dieser Effekt nur bei gekühlten Halbleitern messbar. Die Wellenlängen der absorbierten Strahlung sind folglich sehr groß (fernere Infrarot) [8].

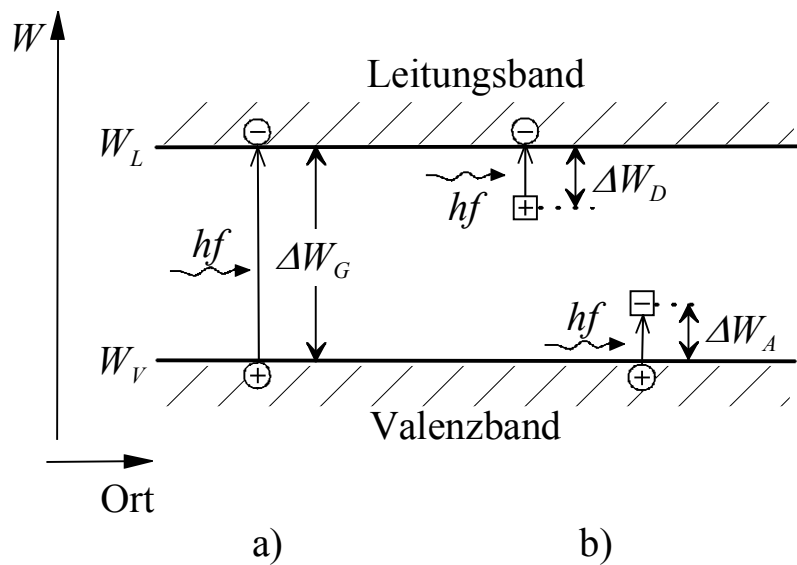


Bild 2.2 Innerer Photoeffekt: a) intrinsische und b) extrinsische Absorption

Werden die photogenerierten Ladungsträgerpaare im lokalen elektrischen Feld einer Sperrschicht räumlich getrennt, so dass eine Photospannung bzw. ein Photostrom im äußeren Kreis auftritt, spricht man von Sperrschicht-Photoeffekt. Dies ist die Grundlage für Photoelemente, Photodioden, Phototransistoren und Photothyristoren.

Technisch bedeutungsvolle Photodetektoren sind Photodioden. Sie besitzen ein sehr breites Einsatzfeld zum Empfang modulierter optischer Strahlung und werden sowohl als Sensoren z. B. in der Mess-, Reglungs- und Automatisierungstechnik als auch als Detektoren in optischen Nachrichtensystemen für große Entfernungen und hohe Übertragungsraten eingesetzt.

2.2 Gütekriterien von Photodetektoren

Die Leistungsfähigkeit von Photodetektoren wird üblicherweise mittels folgender Größen beschrieben:

- Der externe Quantenwirkungsgrad
- Die spektrale Empfindlichkeit
- Die Zeitkonstante
- Die rauschäquivalente Leistung

2.2.1 Der externe Quantenwirkungsgrad (Quantenausbeute) η_{ex}

Der externe Quantenwirkungsgrad η_{ex} ist definiert als das Verhältnis aus der Zahl der zeitlichen erzeugten Ladungsträger bzw. Ladungsträgerpaare N_Q und der Zahl der in der Zeiteinheit auf den Detektor auffallenden Photonen N_{Ph} . Mit dem Photostrom I_{Ph} und der Strahlungsleistung P_{opt} ergibt sich:

$$\eta_{ex} = \frac{N_Q}{N_{Ph}} = \frac{I_{Ph} / q}{P_{opt} / hf} = \frac{hf}{q} \cdot \frac{I_{Ph}}{P_{opt}} \quad (2.5)$$

wobei $q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{C}$ die Elementarladung ist.

Bei den Detektoren für den optischen und infraroten Spektralbereich beträgt η_{ex} im Idealfall 1, das bedeutet, dass alle auffallenden Photonen im Detektor absorbiert werden und die erzeugten Ladungsträger ohne Rekombinationsverluste zum Photostrom beitragen. Bei realen Detektoren ist $\eta_{ex} < 1$ und zudem

wellenlängenabhängig. Die Ursache ist auf die verschiedenen Verlustmechanismen zurückzuführen, wie z. B. Reflexionsverluste an Schutzgläsern und an der Detektoroberfläche, Transmissionsverluste bei geringem Absorptionskoeffizienten, Absorptionsverluste durch Kontakte und Rekombinationsverluste an der Detektoroberfläche im Detektorvolumen und an Kontakten [4].

2.2.2 Die spektrale Empfindlichkeit R_s

Als spektrale Empfindlichkeit R_s bezeichnet man das Verhältnis von elektrischer Ausgangsgröße I (Strom) oder U (Spannung) zur auffallenden, monochromatischen Strahlungsleistung P_{opt} :

$$R_s(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{P_{opt}(\lambda)} \quad [\text{A/W}] \quad \text{oder} \quad R_s(\lambda) = \frac{U(\lambda)}{P_{opt}(\lambda)} \quad [\text{V/W}] \quad (2.6)$$

Mit dem externen Wirkungsgrad η_{ex} hängt sie folgendermaßen zusammen:

$$R_s(\lambda) = \frac{q\eta_{ex}}{hf} = \frac{\lambda[\mu\text{m}]}{1,24} \quad [\text{A/W}] \quad (2.7)$$

2.2.3 Die Zeitkonstante τ

Die Zeitkonstante τ ist die Ansprechzeit eines Detektors und wird durch die Modulationsfrequenz definiert, bei der die Empfindlichkeit des Detektors auf 0,707 bzw. 3dB seines Maximalwertes abfällt:

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_{3dB}} \quad (2.8)$$

Je nach Typ des Photodetektors hängt die Zeitkonstante τ sowohl von der Lebensdauer und Laufzeit der Ladungsträger als auch von den Detektorkapazitäten und -widerständen ab. Die maximale Bandbreite des Empfängers wird durch sie festgelegt.

2.2.4 Die rauschäquivalente Leistung NEP

Die rauschäquivalente Leistung NEP (Noise Equivalent Power) kennzeichnet die kleinste, noch detektierbare optische Wechselleistung. Definitionsgemäß ist NEP der Effektivwert derjenigen optischen Leistung, die bei einem Modulationsgrad $\eta_m = 1$ einen Signalstrom erzeugt, dessen elektrische Leistung gleich der elektrischen Leistung aller Rauschbeiträge ist ($S/N = 1$):

$$NEP = \frac{\hat{P}_{opt}}{\sqrt{2}} \Big|_{S/N=1; \eta_m=1} \quad (2.9)$$

mit \hat{P}_{opt} als der Amplitude der sinusförmig modulierten optischen Wechselleistung.

2.3 Photodetektoren auf Halbleiterbasis

Die wichtigsten Photodetektoren, die als Grundlage der PMD-Technologie dienen, sind Halbleiterphotodioden. Unter dem Begriff „Halbleiterphotodioden“ werden hier pn-, pin-, Schottky-, MIS- und MOS-Übergänge zusammengefasst.

2.3.1 pn-Photodiode

In **Bild 2.3a** und **b** sind der Aufbau und das Bändermodell einer pn-Photodiode schematisch dargestellt. Wie bei einer normalen pn-Diode werden ein p-dotierter und ein n-dotierter Halbleiter in Kontakt gebracht. Durch Diffusion der jeweiligen Majoritätsträger in das andere Gebiet, wo sie schließlich mit den dortigen Majoritätsträgern rekombinieren, entsteht eine an beweglichen Ladungsträgern verarmte hochohmige Zone, die als Raumladungszone (RLZ) oder Sperrschicht bezeichnet wird. Nahe der Grenzschicht baut sich durch die gegenüberstehenden positiven und negativen Raumladungen (ortsfesten Ladungen) ein elektrisches Feld auf (**Bild 2.3c**) und dementsprechend eine Potentialdifferenz zwischen dem p- und dem n-dotierten Bereich, die so genannte Diffusionsspannung U_D . Legt man eine äußere Spannung U mit dem Pluspol an das n-Gebiet und dem Minuspol an das p-Gebiet, also eine Sperrspannung an den pn-Übergang, so wird die Raumladungszone

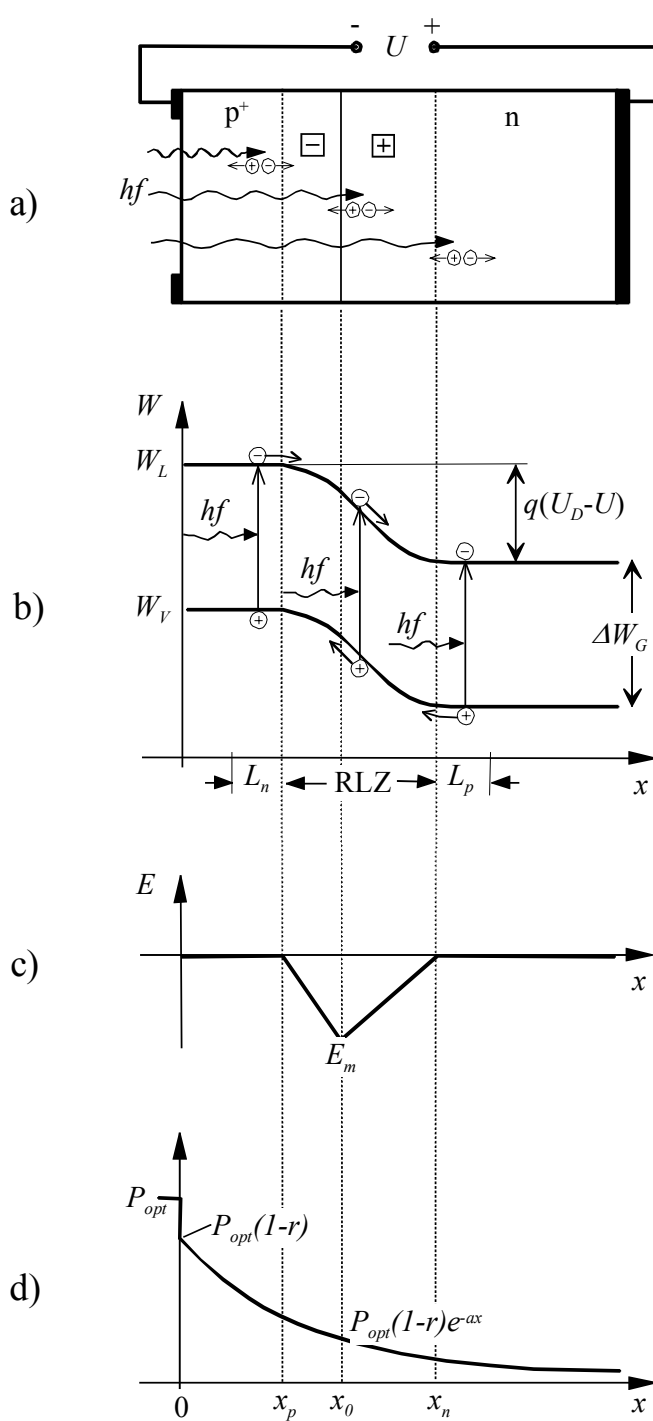


Bild 2.3 p⁺n-Photodiode
 a) schematischer Aufbau,
 b) Bändermodell,
 c) Verlauf der elektrischen Feldstärke,
 d) Verlauf der optischen Leistung

und die innere elektrische Feldstärke vergrößert. Ohne Lichteinfall fließt im äußeren Stromkreis wie bei üblichen Halbleiterdioden ein geringer Sperrstrom (Dunkelstrom).

Bei Beleuchtung werden durch Photonenabsorption zusätzliche bewegliche Elektronen-Lochpaare im Halbleiter erzeugt. Jedes absorbierte Photon erzeugt ein Ladungsträgerpaar. Die in der RLZ generierten Ladungsträger werden durch das elektrische Feld der RLZ getrennt und beschleunigt: Elektronen driften zur n- und Löcher zur p-Seite. Es bildet sich dabei ein Driftphotostrom (Feldstrom) $I_{Ph,F}$. Die Ladungsträgern, die in den an die RLZ angrenzenden nahezu feldfreien p- und n-Gebieten innerhalb einer Diffusionslänge L_n bzw. L_p der Elektronen bzw. der Löcher links und rechts der RLZ entstehen, diffundieren aufgrund der Konzentrationsgefälle der Minoritätsladungsträger als Elektronen im p-Gebiet und als

Löcher im n-Gebiet langsam zum nächstgelegenen RLZ-Rand und anschließend driften sie schnell durch die RLZ zur jeweils anderen Seite. Dies influenziert einen Diffusionsphotostrom $I_{Ph,D}$. Ladungsträger, die weiter als eine Diffusionslänge vom RLZ-Rand entfernt erzeugt werden, rekombinieren wieder im Bahngebiet, bevor sie an den RLZ-Rand gelangen, und tragen nicht zum Photostrom bei. Außerdem rekombinieren Ladungsträger auch an der Halbleiteroberfläche und am Metallkontakt im Substrat. Insbesondere ist die Oberflächenrekombination sehr hoch. Drift- und Diffusionsphotostrom zusammen bilden den Gesamtphotostrom: $I_{Ph} = I_{Ph,F} + I_{Ph,D}$.

Nach Gl. (2.5) ist der Photostrom

$$I_{Ph} = \frac{q}{hf} \cdot \eta_{ex} \cdot P_{opt} \quad (2.10)$$

proportional zu der auftreffenden optischen Leistung P_{opt} , die an der Diodenoberfläche mit einem Reflexionskoeffizienten r zum Teil (rP_{opt}) reflektiert wird, so dass nur der Anteil $(1 - r)P_{opt}$ in den Halbleiter eindringt. Im Inneren des Halbleiters wird sie durch Photonenabsorption mit dem Absorptionskoeffizienten α örtlich exponentiell gedämpft (**Bild 2.3d**). Somit ergibt sich gemäß **Bild 2.3d** die im Halbleiter absorbierte und zum Photostrom beitragende optische Leistung zu:

$$\begin{aligned} P_{opt,a} &= P_{opt} (1 - r) (e^{-\alpha(x_p - L_n)} - e^{-\alpha(x_n + L_p)}) \\ &= P_{opt} (1 - r) e^{-\alpha(x_p - L_n)} (1 - e^{-\alpha(d_{RLZ} + L_n + L_p)}) \end{aligned} \quad (2.11)$$

mit $d_{RLZ} = x_n - x_p$ als Dicke der RLZ. Daraus erhält man die externe Quantenausbeute der pn-Photodiode:

$$\eta_{ex} = (1 - r) e^{-\alpha(x_p - L_n)} (1 - e^{-\alpha(d_{RLZ} + L_n + L_p)}) \quad (2.12)$$

Aus Gl. (2.11) bzw. (2.12) und dem in **Bild 2.3d** skizzierten Verlauf der optischen Leistung erkennt man, dass ein hoher Quantenwirkungsgrad folgendermaßen erreicht werden kann:

- wenig Oberflächenreflexion;
- oberflächennahe Lage des pn-Übergangs;
- hinreichende Breite der Raumladungszone.

Die Oberflächenreflexion kann durch Aufbringen einer Antireflexionsschicht der Dicke $\lambda / (4n_a)$ mit der Brechzahl $n_a = n_s^{1/2}$ auf die Halbleiteroberfläche, z. B. bei Silizium ($n_s = 3,44$) durch eine Oxidationsschicht (SiO_2 , $n_a = 1,46$) oder besser eine Si_3N_4 -Schicht ($n_a = 2,0$), minimiert werden [9]. Dies gilt allerdings streng genommen nur für eine Wellenlänge. Die Weite der Raumladungszone d_{RLZ} ist zunächst im thermodynamischen Gleichgewicht durch die Dotierungskonzentrationen der Akzeptoren N_A und der Donatoren N_D festgelegt. Je höher die Dotierung einer Halbleiterschicht ist, desto geringer ist die Ausdehnung der RLZ in diesem Gebiet infolge der Ladungsbilanz. Bei Anlegung einer Sperrspannung U an den pn-Übergang wird die RLZ vergrößert. Es gilt

$$d_{RLZ} = x_n - x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q}(U_D - U)\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)} \quad (2.13)$$

mit ε_s als absoluter Dielektrizitätskonstante des Halbleitermaterials.

Für die Diffusionsspannung U_D gilt:

$$U_D = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) = U_T \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \quad (2.14)$$

wobei $U_T = kT/q$ als Temperaturspannung bezeichnet wird und $k = 1,380 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ für die Boltzmann-Konstante sowie n_i für die Eigenleitungskonzentration stehen. Bei Zimmertemperatur beträgt $U_T \approx 25,8 \text{ mV}$.

Der Absorptionskoeffizient α ist stark material- und wellenlängenabhängig. Er bestimmt die Eindringtiefe $1/\alpha$ der optischen Strahlung im Halbleitermaterial, d. h. die Laufstrecke, nach der die Intensität der optischen Strahlung auf $1/e \approx 37\%$ der Intensität an der Oberfläche abgenommen hat. **Bild 2.4** zeigt den

Absorptionskoeffizienten α und die Eindringtiefe $1/\alpha$ als Funktion der Wellenlänge λ für einige wichtige Halbleitermaterialien. Es ist erkennbar, dass kurzwellige Strahlungen kleinere Eindringtiefen haben als langwellige. Mit zunehmender Wellenlänge wird das Material durchsichtiger und die Absorption geringer.

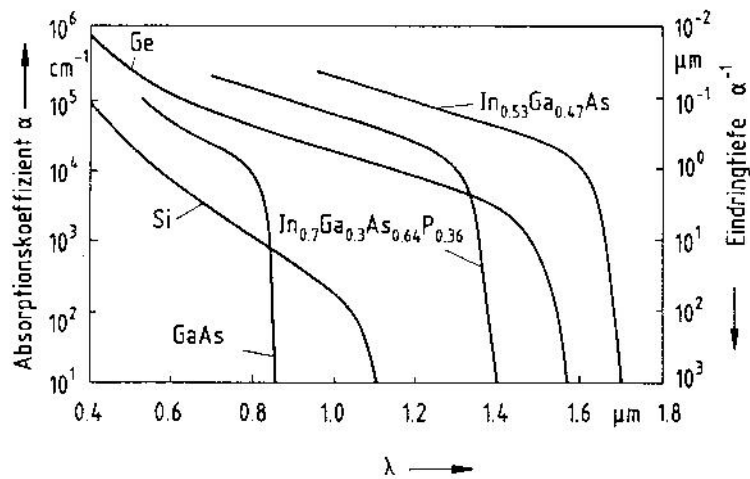


Bild 2.4 Absorptionskoeffizient α und Eindringtiefe α^{-1} als Funktion der Wellenlänge λ [12]

Um einen hohen Quantenwirkungsgrad zu erhalten, sollte die Gesamtbreite der RLZ und der Diffusionsbereiche größer als $3/\alpha$ [4] sein. Da die Diffusionsprozesse wesentlich langsamer als die Drift von Ladungsträgern im hohen elektrischen Feld der RLZ sind, wird für eine schnelle Photodiode mit gleichzeitig hohem Quantenwirkungsgrad ein asymmetrischer p^+n^- oder n^+p^- Übergang gestaltet, so dass die Oberfläche bildende, hoch dotierte p^+ - bzw. n^+ -Gebiet sehr dünn ist und die RLZ sich nahezu ausschließlich im niedrig dotierten n^- bzw. p^- Gebiet befindet. Die gesamte Strahlungsleistung sollte dann nur in der RLZ absorbiert werden. In diesem Fall werden die Diffusionsströme auf der hoch dotierten Seite sowie im Substrat vernachlässigt. Gl. (2.12) vereinfacht sich damit zu:

$$\eta_{ex} = (1-r)(1-e^{-\alpha d_{RLZ}}) \quad (2.15)$$

Aus Gl. (2.6) und (2.10) ergibt sich die spektrale Empfindlichkeit:

$$R_s(\lambda) = \frac{q}{hf} \eta_{ex} = \frac{\lambda [\mu\text{m}]}{1,24} (1-r)(1 - e^{-\alpha d_{RLZ}}) \quad [\text{A/W}] \quad (2.16)$$

Den idealen bzw. vereinfachten Strom-Spannungszusammenhang der Photodiode erhält man aus der Shockley'schen Diodengleichung durch Hinzufügen des Photostromes:

$$I = I_S \left[\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right] - I_{ph} \quad (2.17)$$

Dabei ist I_S der Sperrsättigungsstrom

$$I_S = Aq n_i^2 \left(\frac{L_n}{\tau_n} \cdot \frac{1}{N_A} + \frac{L_p}{\tau_p} \cdot \frac{1}{N_D} \right) \quad (2.18)$$

mit τ_n und τ_p als Minoritätsträgerlebensdauern und A als Querschnittsfläche des pn-Übergangs.

Der Sperrsättigungsstrom für asymmetrische p⁺n- bzw. n⁺p-Übergänge wird im Wesentlichen von den Eigenschaften der schwächer dotierten Seite bestimmt. Für den p⁺n-Übergang ($N_A \gg N_D$) folgt aus Gl. (2.18)

$$I_S \approx \frac{Aq n_i^2}{N_D} \cdot \frac{L_p}{\tau_p} \quad (2.19)$$

Der Dunkelstrom ist, wie man aus dem ersten Term in Gl. (2.17) erkennt, bei einer gering angelegten Sperrspannung von wenigen 100 mV praktisch gleich dem Sperrsättigungsstrom I_S . Dies ist aber nur dann der Fall, wenn der Diffusionsdunkelstrom (Sperrsättigungsstrom) im Vergleich zu den anderen Anteilen des Dunkelstromes dominiert, z. B. bei hohen Temperaturen bzw. in Halbleitermaterialien mit kleinem Bandabstand, da im Shockley'schen Modell keine thermische Generation von Elektronen-Lochpaaren in der RLZ angenommen wird. Bei tiefen Temperaturen bzw. in Halbleitern mit großem Bandabstand überwiegt der Generationsdunkelstrom I_{Gen} [4]:

$$I_{Gen} = Aqd_{RLZ} \frac{n_i}{\tau_e} \quad (2.20)$$

mit τ_e als effektiver Lebensdauer der Ladungsträger.

Der Generationsdunkelstrom I_{Gen} ist proportional zu n_i und der Diffusionsdunkelstrom I_S zu n_i^2 . Die Eigenleitungskonzentration n_i hängt näherungsweise exponentiell von der Temperatur und dem Bandabstand ab:

$$n_i \sim e^{-\frac{\Delta W_G}{2kT}}$$

Daher weisen Materialien mit geringem Bandabstand und hoher Eigenleitungskonzentration (z. B. Germanium: $\Delta W_G = 0,67$ eV, $n_i = 2,4 \cdot 10^{13}$ cm⁻³) stets schlechtere Dunkelstromeigenschaften als Materialien mit großem Bandabstand und niedriger Eigenleitungskonzentration (z. B. Silizium: $\Delta W_G = 1,124$ eV, $n_i = 1,45 \cdot 10^{10}$ cm⁻³).

Außerdem ist der Generationsdunkelstrom I_{Gen} proportional zu der Weite der Raumladungszone d_{RLZ} , die bei p⁺n- oder n⁺p-Photodioden gemäß Gl. (2.13) für $-U \gg U_D$ mit der Sperrspannung wurzelförmig ansteigt.

Neben den Diffusions- und Generationsdunkelströmen können durch weitere Effekte zusätzliche Dunkelströme, z. B. Tunneldunkelstrom (Zenerdurchbruch) und Oberflächenleckstrom, entstehen [4]. Die Tunnelwahrscheinlichkeit ist umso größer, je kleiner der Bandabstand des Halbleiters und je höher die Sperrspannung ist. Der Oberflächenleckstrom kann durch Passivierung der Oberflächen und richtige Formgebung vermindert werden.

In einfachen pn-Photodioden ist die RLZ aufgrund der Dotierung sehr dünn und sperrspannungsabhängig. Dies führt zu einer relativ großen, ebenfalls spannungsabhängigen Sperrschichtkapazität C_S (wegen $C_S \sim 1/d_{RLZ}$) und zu einem hohen Beitrag des Diffusionsphotostroms. Die Feldstärke in der RLZ hat einen

dreieckigen Verlauf (s. **Bild 2.3c**) und die Ladungsträger können damit nicht mit einer konstanten hohen Driftgeschwindigkeit durch die RLZ driften. pn-Photodioden sind somit vergleichsweise langsamer als die in folgenden Abschnitten dargestellten pin- und MS-Photodetektoren.

2.3.2 pin-Photodiode

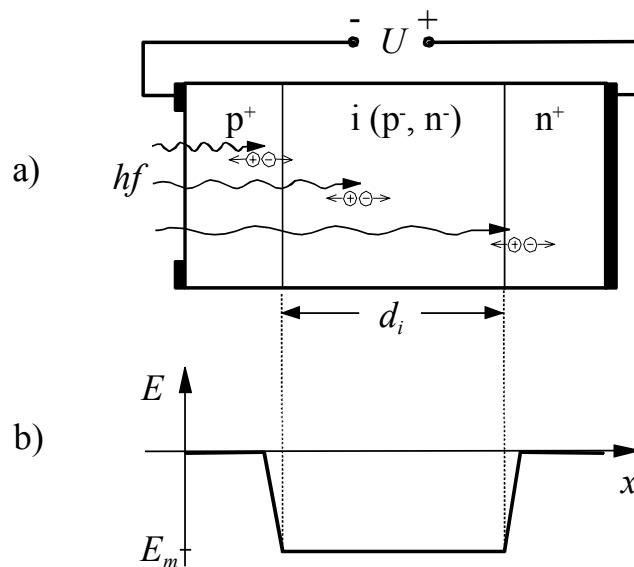


Bild 2.5 pin-Photodiode a) schematischer Aufbau, b) Verlauf der elektrischen Feldstärke

Eine Weiterentwicklung der Photodioden stellen pin-Dioden dar, die zwischen der p⁺- und der n⁺-dotierten Zone noch eine intrinsische Schicht, die sog. i-Zone, aufweisen (**Bild 2.5a**). Diese i-Zone ist in realen Strukturen nicht wirklich intrinsisch, sondern entweder schwach p- oder n-dotiert. Die angelegte Sperrspannung U fällt in der hochohmigen i-Zone ab und bewirkt ein konstantes Driffeld E_m (**Bild 2.5b**). Ist die Dicke d_i der i-Schicht größer als die Eindringtiefe $1/\alpha$, dann erfolgt die Strahlungsabsorption hauptsächlich in der i-Zone. Die dort erzeugten Ladungsträger driften mit konstanter, hoher Driftgeschwindigkeit (z. B. Sättigungsgeschwindigkeit) zu den Rändern der i-Zone und bilden den Driftphotostrom. Aufgrund der sperrspannungsunabhängigen breiten i-Schicht haben pin-Dioden im Allgemeinen

einen hohen externen Wirkungsgrad, eine geringe Sperrschichtkapazität und einen niedrigen Diffusionsstrom.

Das Zeit- bzw. Frequenzverhalten der Photodioden wird durch drei Parameter bestimmt:

- die RC-Zeitkonstante τ_{RC}
- die Diffusionszeitkonstante τ_{diff}
- die Transitzeit (Driftzeit) τ

Die RC-Zeitkonstante wird überwiegend durch die Sperrschichtkapazität C_S und den Serienwiderstand (Bahnwiderstand) R_S der Photodiode sowie den Lastwiderstand R_L gegeben:

$$\tau_{RC} \approx (R_S + R_L)C_S \quad (2.21)$$

Die Sperrschichtkapazität C_S ist proportional der Querschnittsfläche A der Photodiode und umgekehrt proportional der Weite d_i der i-Zone

$$C_S = \frac{\epsilon_s A}{d_i} \quad (2.22)$$

Die entsprechende 3dB-Grenzfrequenz ist dann:

$$f_{3dB,RC} = \frac{1}{2\pi\tau_{RC}} = \frac{1}{2\pi(R_S + R_L)C_S} = \frac{d_i}{2\pi\epsilon_s A(R_S + R_L)} \quad (2.23)$$

Die Diffusionszeitkonstante τ_{diff} , die man als die Laufzeit der Minoritätsträger im feldfreien Bahngebiet zum Rand der i-Zone interpretieren kann, erhält man für das feldfreie p⁺-Gebiet der Dicke d_p [4]

$$\tau_{diff} = \frac{d_p^2}{2D_n} = \frac{d_p^2}{2U_T\mu_n} \quad (2.24)$$

und die 3dB-Grenzfrequenz

$$f_{3dB,diff} = \frac{1}{2\pi\tau_{diff}} = \frac{U_T\mu_n}{\pi d_p^2} \quad (2.25)$$

Die im n^+ -Gebiet hinter der i -Zone generierten Minoritätsträger (Löcher) diffundieren noch viel langsamer als Elektronen im p^+ -Gebiet. Sie sind aber meistens vernachlässigbar, wenn die i -Zone genügend dick bzw. der Absorptionskoeffizient α hinreichend hoch ist. Die Diffusionsvorgänge der Ladungsträger wirken wie ein Tiefpass und verschlechtern als „Diffusionsschwänzchen“ das Zeitverhalten der Photodiode.

Die Transitzeit τ_t ist die Driftzeit, die die Ladungsträger zum Durchlaufen der i -Zone benötigen. Sie hängt von der Weite der i -Zone und von der Driftgeschwindigkeit v_t ab:

$$\tau_t = \frac{d_i}{v_t} \quad (2.26)$$

v_t ist für kleine Feldstärke E durch $v = \mu E$ gegeben, wobei μ die Trägerbeweglichkeit ist. Bei hoher Feldstärke erreicht v_t den Sättigungswert v_s , der für Elektronen und Löcher ungefähr gleich groß ist, wobei die Sättigungsfeldstärken jedoch unterschiedlichen sind. Für Silizium (Si) beträgt die Sättigungsgeschwindigkeit v_s ca. $1 \cdot 10^7$ cm/s und für Galliumarsenid (GaAs) ca. $6 \cdot 10^6$ cm/s [13]. Die 3dB-Grenzfrequenz, die durch die Driftzeit der Elektronen vom p^+ -Rand der i -Zone zum n^+ -Rand bestimmt wird, folgt nach [9] / [4]:

$$f_{3dB,t} = \frac{0,44}{\tau_t} = \frac{0,44 \cdot v_s}{d_i} \quad (2.27)$$

Die letztlich wirksame 3dB-Bandbreite erhält man durch das statistische Mitteln:

$$f_{3dB} = \frac{1}{\sqrt{(1/f_{3dB,RC})^2 + (1/f_{3dB,diff})^2 + (1/f_{3dB,t})^2}} \quad (2.28)$$

Die Zusammenhänge zwischen der Weite d_i der i -Zone und den 3dB-Grenzfrequenzen in Gl. (2.23) und (2.27) verdeutlichen, dass die durch die Sperrschichtkapazität und die

Transitzeit begrenzten Bandbreiten umgekehrt proportional zu d_i sind. Daraus ergibt sich mit $\tau_i = \tau_{RC}$ ein optimaler Wert bezüglich der Grenzfrequenz für d_i :

$$d_i = \sqrt{\varepsilon_s A v_s (R_S + R_L)} \quad (2.29)$$

Verlangt man jedoch einen möglichst hohen Quantenwirkungsgrad, dann ist bevorzugt $d_i \geq 3/\alpha$ zu wählen. Ein möglicher Kompromiss zwischen der Forderung nach großer Quantenausbeute und hoher Grenzfrequenz ist $d_i = 1/\alpha$.

2.3.3 Schottky-Photodiode

Bei Schottky-Photodioden wird der Sperrschichtphotoeffekt im Metall-Halbleiter-Kontakt ausgenutzt. Wenn man die p^+ -dotierte Schicht der in 2.3.1 dargestellten pn-Photodiode durch eine dünne (10...100 nm) Metallschicht (z. B. Gold) ersetzt, so erhält man einen Metall-n-Halbleiter-Übergang (Schottky-Übergang). Aufgrund unterschiedlicher Austrittsarbeiten beider Materialien findet ein Ladungsausgleich zwischen dem Metall und dem Halbleiter statt: Elektronen gehen aus dem Leitungsband des n-Halbleiters, welcher eine kleinere Austrittsarbeit aufweist, leichter ins Metall als umgekehrt. Als Folge davon entsteht im thermischen Gleichgewicht am Grenzgebiet im Halbleiter eine von der Dotierung abhängige, ausgedehnte Raumladungszone und dementsprechend im Bändermodell (**Bild 2.6**) eine Bandverbiegung mit dem Betrag

$$qU_D = q\phi_M - q\phi_H \quad (2.30)$$

wobei $q\phi_M$ die Austrittsarbeit des Metalls und $q\phi_H$ die des Halbleiters sind. Die Potentialdifferenz U_D wird Diffusionsspannung oder Kontaktspannung genannt.

Eine von außen angelegte Spannung U vergrößert oder verkleinert je nach Polung die Weite der RLZ, die ähnliche Verhältnisse wie bei einem einseitigen, abrupten p^+n -Übergang zeigt. Beim Schottky-Übergang sind jedoch nur die Majoritätsträger für den Stromtransport verantwortlich, was eine wesentlich höhere Schaltgeschwindigkeit

und Grenzfrequenz zulässt. Die allgemeine Kennliniengleichung für die Schottky-Diode lautet

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right] \quad (2.31)$$

Für Halbleiter mit hoher Beweglichkeit (z. B. Silizium) kann der Sättigungsstrom durch die thermische Emissionstheorie nach Bethe beschrieben werden [13]:

$$I_s = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi_{Bn}}{U_T}\right) \quad (2.32)$$

wobei A^* die effektive Richardson-Konstante ist. Für freie Elektronen gilt $A^* = 120 \text{ A / (cmK)}^2$. ϕ_{Bn} ist die Potentialbarriere an der Grenzfläche und wird als Schottky-Barriere bezeichnet.

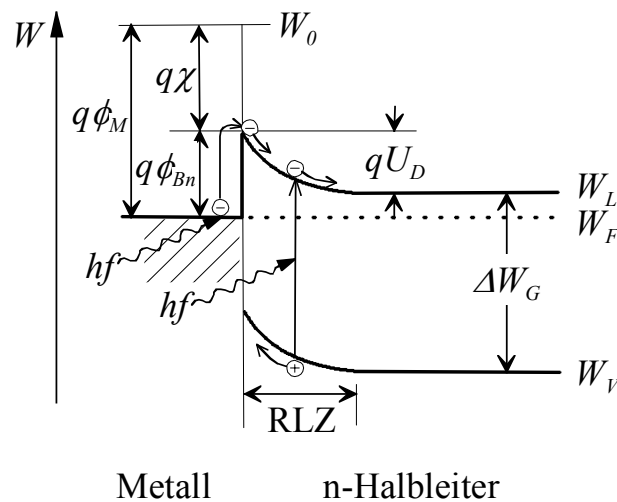


Bild 2.6 Bändermodell einer Schottky-Diode im thermischen Gleichgewicht

Die Höhe der Schottky-Barriere bei ideal angenommenen Halbleiteroberflächen, d. h. ohne Oberflächenzustände, ist gegeben durch

$$q\phi_{Bn} = q\phi_M - q\chi \quad (2.33)$$

und für p-Halbleiter

$$q\phi_{Bp} = \Delta W_G - (q\phi_M - q\chi) = \Delta W_G - q\phi_{Bn} \quad (2.34)$$

Dabei sind $q\chi$ die Elektronenaffinität des Halbleiters und ΔW_G der Bandabstand.

Für Halbleiter mit hoher Oberflächenzustandsdichte wird die Schottky-Barriere nahezu unabhängig von der Austrittsarbeit des Kontaktmetalls und nur durch die Eigenschaften der Halbleiteroberflächen bestimmt. Als Näherung ergibt sich in diesem Fall für n- und p-Halbleiter [13]:

$$q\phi_{Bn} \approx \frac{2}{3}\Delta W_G, \quad q\phi_{Bp} \approx \frac{1}{3}\Delta W_G \quad (2.35)$$

Bei Bestrahlung können zwei Photoeffekte in Schottky-Photodioden auftreten:

a) Äußerer Photoeffekt, bei dem Elektronen aus dem Metall in den Halbleiter emittiert werden, wenn die Photoenergie hf größer als die Schottky-Barriere $q\phi_{Bn}$ ist. Dieser Effekt wird aufgrund der niedrigen Quantenausbeute hauptsächlich zur Bestimmung der Höhe der Schottky-Barriere ausgenutzt.

b) Innerer Photoeffekt, bei dem Elektronen-Lochpaare im Halbleiter erzeugt werden, wenn die Photoenergie hf größer ist als der Bandabstand ΔW_G des Halbleiters. Die Trennung bzw. der Diffusionsprozess der Ladungsträger geschieht auf gleiche Art und Weise wie bei einer pn-Photodiode. Es existiert allerdings bei Schottky-Photodioden keine Diffusionszone im Halbleiter an der Grenzflächenseite, was eine hohe Quantenausbeute insbesondere in den Blau- und UV-Spektralbereichen gestattet, weil für diese Wellenlängen die Eindringtiefe bei den meisten Halbleitern sehr gering (in der Größenordnung von 100nm) ist und die p⁺- bzw. n⁺-Kontaktzone bei pn- oder pin-Photodioden nicht dünn genug gehalten werden kann, so dass die Absorption bereits im Oberflächenbereich, also in dieser Diffusionszone erfolgt, wodurch eine hohe Oberflächenrekombination entsteht.

2.3.4 MSM-Photodetektor

MSM (Metal-Semiconductor-Metal)-Photodetektoren bestehen bei einfacher Struktur aus zwei horizontal angeordneten Metal-Halbleiter-Übergängen (**Bild 2.7a**), von denen für den normalen Betrieb einer in Sperr- und der andere in Durchlassrichtung gepolt wird. Der photoaktive Bereich liegt zwischen den beiden entgegengesetzt gepolten Metallelektroden, wo eine Raumladungszone mit hoher elektrischer Feldstärke entsteht und die durch Photonen erzeugten Ladungsträger entlang der Feldlinien zu den Elektroden driften. Gegenüber den vertikalen pn- und pin-Photodioden haben planare MSM-Photodetektoren Vorteile in Bezug auf die Bandbreite und den technologischen Aufwand bei der Herstellung [14].

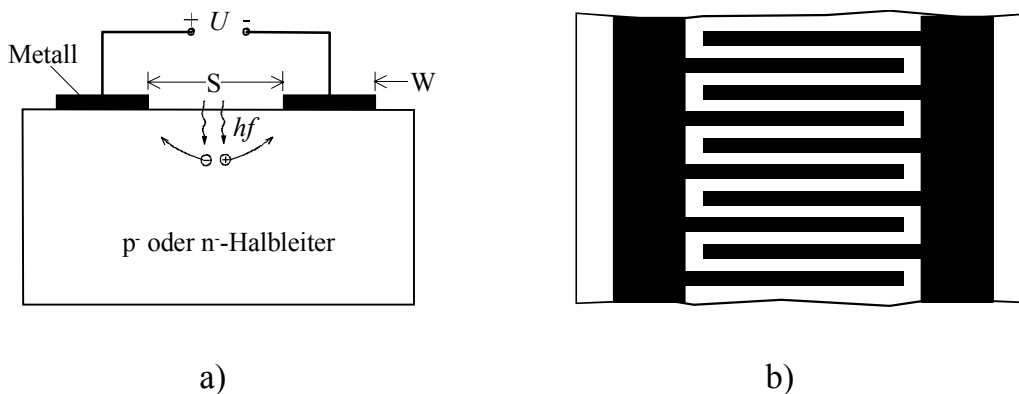


Bild 2.7 MSM-Photodetektor: a) Querschnitt einer einfachen Struktur, b) Draufsicht einer geradlinigen Fingerstruktur

Typischerweise werden die Metallelektroden der MSM-Photodetektoren in Form einer geradlinigen Fingerstruktur (Interdigitalstruktur) auf einen niedrig dotierten p- oder n-Halbleiter aufgebracht (**Bild 2.7b**). Die Bandbreite der MSM-Photodetektoren wird vorwiegend durch die Kapazität des Detektors und die Driftzeit der Ladungsträger bestimmt. Für die Kapazität der MSM-Struktur gibt es eine eindimensionale Approximation [15], bei der die Kapazität aus dem physikalischen Modell von zwei „back-to-back“ (Rücken an Rücken)-Schottky-Kontakten mit zugehöriger Verarmungsschichtweite berechnet wird. Eine andere genauere Approximation beruht auf der zweidimensionalen (2D-) konformen Abbildung, bei der unter der Annahme

einer vollständig verarmten lichtempfindlichen Schicht die Kapazität pro Flächeneinheit C'_{MSM} mit der Fingerbreite W und dem Fingerabstand S angenähert wird [16] / [17]:

$$C'_{MSM} = \frac{\varepsilon_s + \varepsilon_0}{W + S} \frac{K(k)}{K(k')} \quad (2.36)$$

wobei ε_0 die Dielektrizitätskonstante des freien Raumes und ε_s die des Halbleiters ist. K ist elliptisches Integral 1. Art:

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\phi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi}} \quad (2.37)$$

mit
$$k = \tan^2\left(\frac{\pi}{4} \frac{W}{W + S}\right) \quad (2.38)$$

und
$$k' = \sqrt{1 - k^2} \quad (2.39)$$

Die Gesamtkapazität C_{MSM} ergibt sich mit der Detektorfläche A zu:

$$C_{MSM} = C'_{MSM} A = \frac{\varepsilon_s + \varepsilon_0}{W + S} \frac{K(k)}{K(k')} A \quad (2.40)$$

Ersetzt man in Gl. (2.40) die Detektorfläche mit

$$A = (N_f - 1)(W + S)L \quad (2.41)$$

wobei L die Fingerlänge und N_f die Anzahl der Finger sind, so geht Gl. (2.40) über in

$$C_{MSM} = (N_f - 1)L(\varepsilon_s + \varepsilon_0) \frac{K(k)}{K(k')} \quad (2.42)$$

Die durch die Zeitkonstante $\tau_{RC} = R_L C_{MSM}$ begrenzte 3dB-Bandbreite ist:

$$f_{3dB,RC} = \frac{1}{2\pi\tau_{RC}} = \frac{1}{2\pi R_L C_{MSM}} \quad (2.43)$$

Bild 2.8 veranschaulicht die nach Gl. (2.36) bis (2.39) berechneten Kapazitäten in pF / mm² für Silizium und Galliumarsenid als Funktion des Fingerabstandes S mit der

Fingerbreite $W = 1 \mu\text{m}$. Zum Vergleich sind die der Gl. (2.22) entsprechenden Sperrschichtkapazitäten der pin-Photodioden als Funktion der i-Schichtdicke d_i daneben aufgetragen. MSM-Photodetektoren weisen im Allgemeinen kleinere Kapazität (drei- bis vierfach kleiner) als vertikale pin-Photodioden auf, wenn man sie bei $d_i = S$, d. h. mit ungefähr gleicher Transitzeit der Ladungsträger betrachtet. Mit zunehmendem Fingerabstand verringert sich die Kapazität. Dies hat aber zugleich eine längere Driftzeit der Ladungsträger zur Folge. Die Kapazität kann weiter reduziert werden, indem man halbkreisförmige Finger oder eine kreisförmige Detektorfläche mit geradlinigen Fingern verwendet [18].

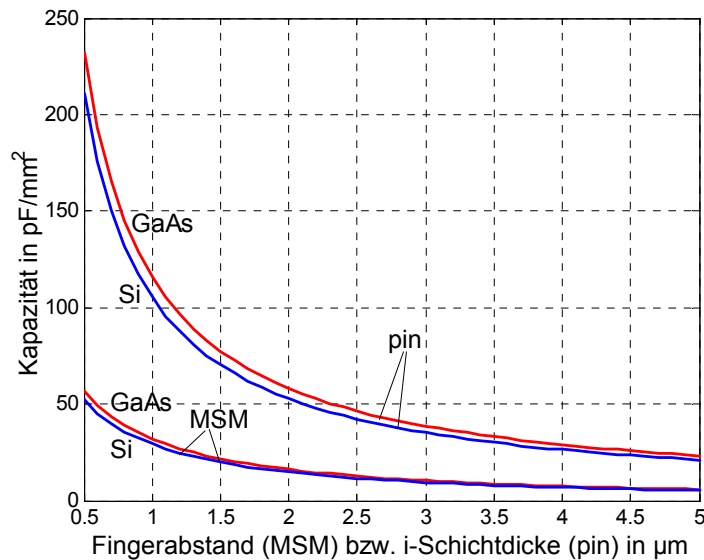


Bild 2.8 Sperrschichtkapazität der MSM- und pin-Photodetektoren

Die Driftzeit der Ladungsträger vom Generationsort zu den Kontakten bei MSM-Photodetektoren hängt von der Länge der Driftstrecke und von der Driftgeschwindigkeit ab. Wegen der Komplexität der Feldlinien zwischen den Elektroden, insbesondere im Tiefenbereich der photoaktiven Schicht, soll das Zeitverhalten zunächst unter sehr idealisierten Bedingungen betrachtet werden. Unter den Voraussetzungen, dass die Absorptionsschicht bzw. die Eindringtiefe kleiner ist als der Fingerabstand S , und dass die Elektronen und Löcher bei ausreichender

Feldstärke mit der Sättigungsgeschwindigkeit v_S driften, erhält man in der ersten Näherung die mittlere Transitzeit τ_t und die dadurch begrenzte Bandbreite $f_{3dB,t}$ [19]:

$$\tau_t \approx \frac{S}{2v_S} \quad (2.44)$$

$$f_{3dB,t} \approx \frac{1}{2\pi\tau_t} \approx \frac{0.32 \cdot v_S}{S} \quad (2.45)$$

Es gilt für die wirksame 3dB-Grenzfrequenz

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\tau_{RC}^2 + \tau_t^2}} \quad (2.46)$$

und somit nach obigen Annäherungen

$$f_{3dB} \approx \frac{1}{2\pi\sqrt{(R_L C_{MSM})^2 + \left(\frac{S}{2v_S}\right)^2}} \quad (2.47)$$

Durch Verringerung des Fingerabstandes S wird zwar die Transitzeit τ_t verkürzt, aber zugleich wird die RC-Zeitkonstant τ_{RC} erhöht. Es gibt daher einen optimalen Fingerabstand $S = S_{optm}$, bei dem die gesamte 3dB-Bandbreite f_{3dB} ihren maximalen Wert erreicht. Die Abhängigkeit der Kapazität vom Fingerabstand kann durch Umschreiben der Gl. (2.36) bzw. Gl. (2.40) verdeutlicht werden, indem man das Verhältnis der Fingerbreite W zu der Pitch-Größe $W + S$ als β bezeichnet

$$\beta = \frac{W}{W + S} \quad \text{bzw.} \quad 1 - \beta = \frac{S}{W + S} \quad (2.48)$$

und

$$\gamma = (1 - \beta)(\varepsilon_s + \varepsilon_0) \frac{K(k)}{K(k')} \quad (2.49)$$

verwendet. Somit folgt

$$C'_{MSM} = \frac{\gamma}{S} \quad (2.50)$$

und
$$C_{MSM} = \frac{\gamma}{S} A \quad (2.51)$$

Die Kapazität C_{MSM} ist proportional zur Detektorfläche A sowie γ und umgekehrt proportional zum Fingerabstand S . Man sieht, dass γ die Dimension von F/m hat und lediglich eine Funktion von β und ϵ_s ist, da $K(k)$ und $K(k')$ nur von β abhängig sind. In **Bild 2.9** ist γ in Abhängigkeit von β für Silizium und Galliumarsenid dargestellt. In beiden Kurven erreicht γ die Maximalwerte bei $\beta \approx 0,35$ und die entsprechenden Kapazitäten erhöhen sich bei festgehaltenem Fingerabstand im Vergleich mit z. B. $\beta = 0,2$ und $0,5$ jeweils um 5,2 % und 4,3 %.

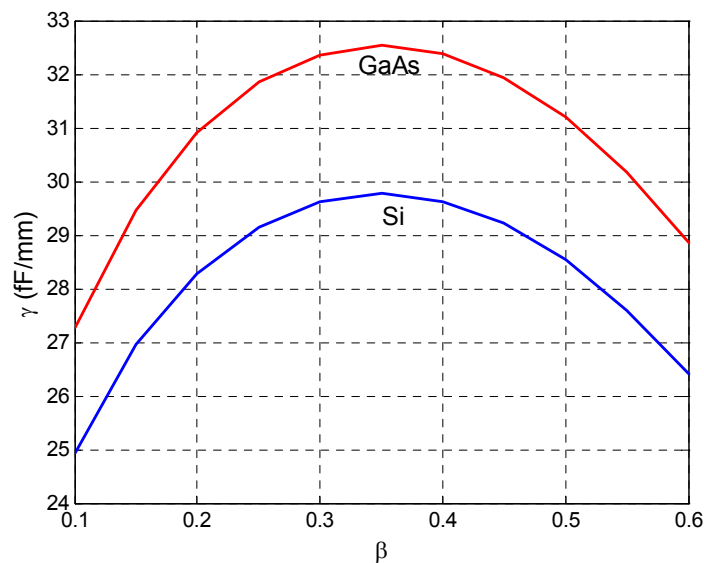


Bild 2.9 γ in Abhängigkeit von β

Setzt man nun Gl. (2.51) in (2.47) ein

$$f_{3dB} \approx \frac{1}{2\pi \sqrt{\left(\frac{R_L \gamma A}{S}\right)^2 + \left(\frac{S}{2v_s}\right)^2}} \quad (2.52)$$

und sucht die Nullstelle der ersten Ableitung von f_{3dB} oder $(\tau_{RC}^2 + \tau_i^2)$ nach S , so findet man den optimalen Fingerabstand S_{optm} , bei dem f_{3dB} maximiert ist

$$S_{optm} \approx \sqrt{2R_L \gamma A v_S} \quad (2.53)$$

und die entsprechende maximale 3dB-Grenzfrequenz

$$f_{3dB \max} \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{v_S}{R_L \gamma A}} \quad (2.54)$$

Wenn die Dicke der Absorptionsschicht d , die ungefähr gleich der Eindringtiefe α^{-1} angenommen wird, größer als der Fingerabstand S ist, wird die transitzeitbedingte Grenzfrequenz $f_{3dB,t}$ durch die Driftzeit von Ladungsträgern aus dem Tiefenbereich der photoaktiven Schicht beeinträchtigt. In diesem Fall entsteht die Driftzeit sowohl durch die horizontale als auch durch die vertikale Driftstrecke. Die Driftwege der Ladungsträger entsprechen den Feldlinienverläufen zwischen den Elektroden, die an der Oberfläche geradlinig und in sonstigen Bereichen gekrümmt sind. Außerdem ist die Feldstärke inhomogen und im Tiefenbereich kleiner als an der Oberfläche. Für eine grobe Abschätzung vom Einfluss der Eindringtiefe auf die Bandbreite wird hierbei die Driftstrecke im Mittel einfach als eine gerade Linie mit der Länge

$$l \approx \sqrt{\left(\frac{S}{2}\right)^2 + \left(\frac{d}{2}\right)^2} \quad (2.55)$$

angenähert und die Driftgeschwindigkeit weiter mit den gleichen Sättigungswerten für Elektronen und Löcher angenommen. Die Einführung von d hat keinen Einfluss auf die oben durchgeführte Optimierung des Fingerabstandes, d. h. Gl. (2.53) gilt auch in diesem Fall. Für die Grenzfrequenz werden Gl. (2.52) und (2.54) aber wie folgt modifiziert

$$f_{3dB} \approx \frac{1}{2\pi \sqrt{\left(\frac{R_L \gamma A}{S}\right)^2 + \left(\frac{l}{v_S}\right)^2}} \quad (2.56)$$

und

$$f_{3dBmax} \approx \frac{1}{2\pi \sqrt{\frac{R_L \gamma A}{v_s} + \left(\frac{d}{2v_s}\right)^2}} \quad (2.57)$$

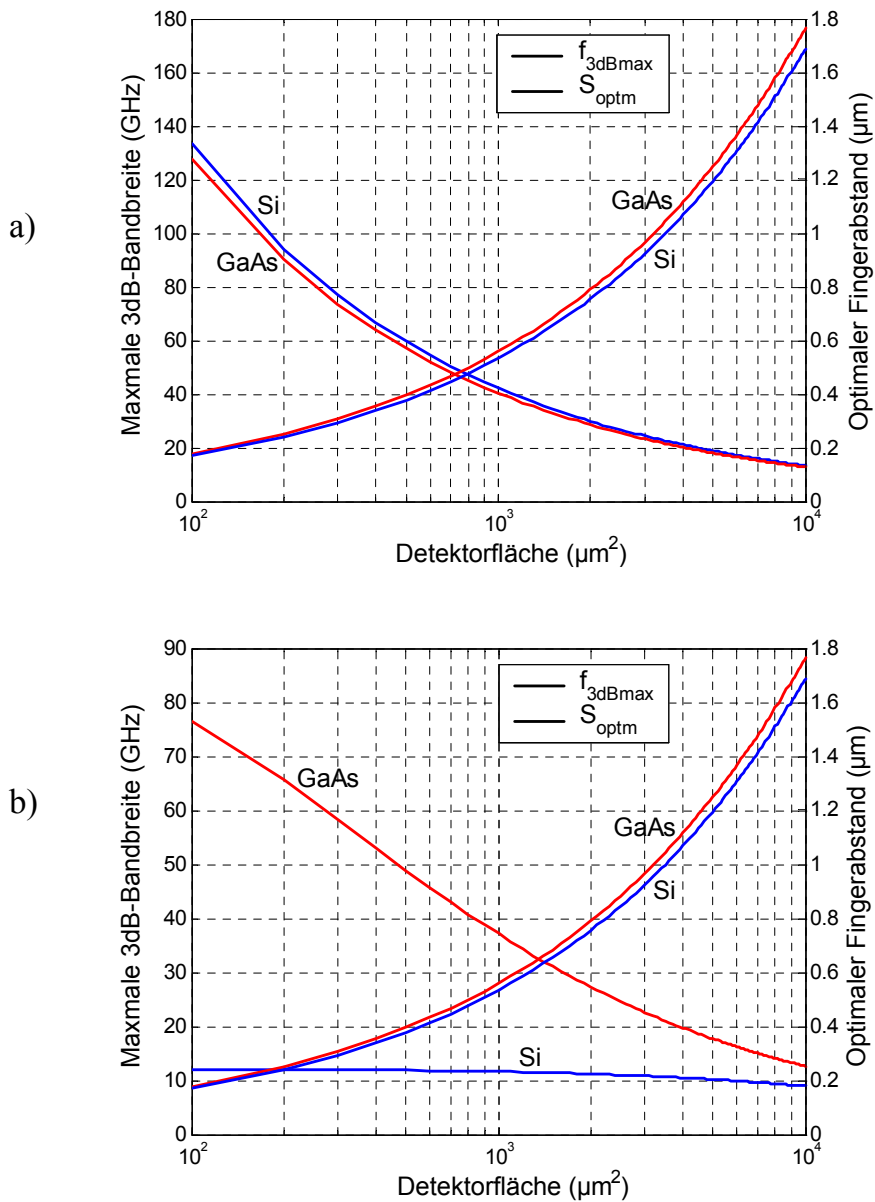


Bild 2.10 Optimaler Fingerabstand und die entsprechende maximale 3dB-Bandbreite in Abhängigkeit von der Detektorfläche: a) ohne und b) mit Berücksichtigung von der Eindringtiefe bei λ = 635nm

Bild 2.10 a) und b) zeigen den nach f_{3dB} optimierten Fingerabstand S_{optm} und die entsprechende maximale 3dB-Bandbreite f_{3dBmax} in Abhängigkeit von der Detektorfläche A für Silizium und Galliumarsenid mit $R_L = 50 \Omega$, $\beta = 0,5$ ($W = S$) und $v_S = 1 \cdot 10^7$ cm / s. Dabei wurde im **Bild 2.10a)** der Einfluss der Eindringtiefe unter der Annahme $S \gg \alpha^{-1}$ vernachlässigt. Es gibt in diesem Fall nur wegen der unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten $\epsilon_{Si} = 11,9 \cdot \epsilon_0$ und $\epsilon_{GaAs} = 13,1 \cdot \epsilon_0$ [13] einen geringfügigen Unterschied zwischen den Verläufen von Silizium und Galliumarsenid. Der optimierte Fingerabstand S_{optm} ist proportional und die 3dB-Bandbreite f_{3dBmax} umgekehrt proportional zu der Wurzel der Detektorfläche A (s. Gl. (2.53) und (2.54)).

Im **Bild 2.10b)** sind die unter Berücksichtigung der Eindringtiefe $d = \alpha^{-1}$ bei $\lambda = 635$ nm nach Gl. (2.57) berechneten Werte dargestellt. Bei dieser Wellenlänge ist die Eindringtiefe in Silizium ca. $2,6 \mu\text{m}$ und in Galliumarsenid ca. $0,33 \mu\text{m}$. Die 3dB-Grenzfrequenz ist bei Silizium insbesondere für kleine Detektorfläche drastisch reduziert und zwar ohne eine große Abhängigkeit von der Detektorfläche. Dies bedeutet, dass in diesem Fall die Bandbreite bei Silizium hauptsächlich durch die Driftzeit begrenzt wird (s. auch **Bild 2.11**). Galliumarsenid zeigt wegen der kleineren Eindringtiefe nun den Geschwindigkeitsvorteil gegenüber Silizium.

Der Einfluss des Fingerabstandes auf die RC- und transitzeitbedingte sowie die resultierende Grenzfrequenz wird in **Bild 2.11** für zwei Beispielfälle: a) $\lambda = 635$ nm, $A = 1000 \mu\text{m}^2$ und b) $\lambda = 635$ nm, $A = 10000 \mu\text{m}^2$ jeweils für Silizium und Galliumarsenid veranschaulicht. Die sonstigen Parameter sind die gleichen, die auch in **Bild 2.10** verwendet wurden und die Kurven sind nach Gl. (2.55) sowie Gl. (2.56) ermittelt worden.

Es zeigt sich deutlich, dass bei MSM-Detektoren mit kleiner photoaktiver Fläche und großer Eindringtiefe des Lichtes der Fingerabstand für das gesamte Frequenzverhalten keine bedeutende Rolle spielt, weil in diesem Fall die Driftzeit der im tiefen Bereich generierten Ladungsträger entscheidend ist.

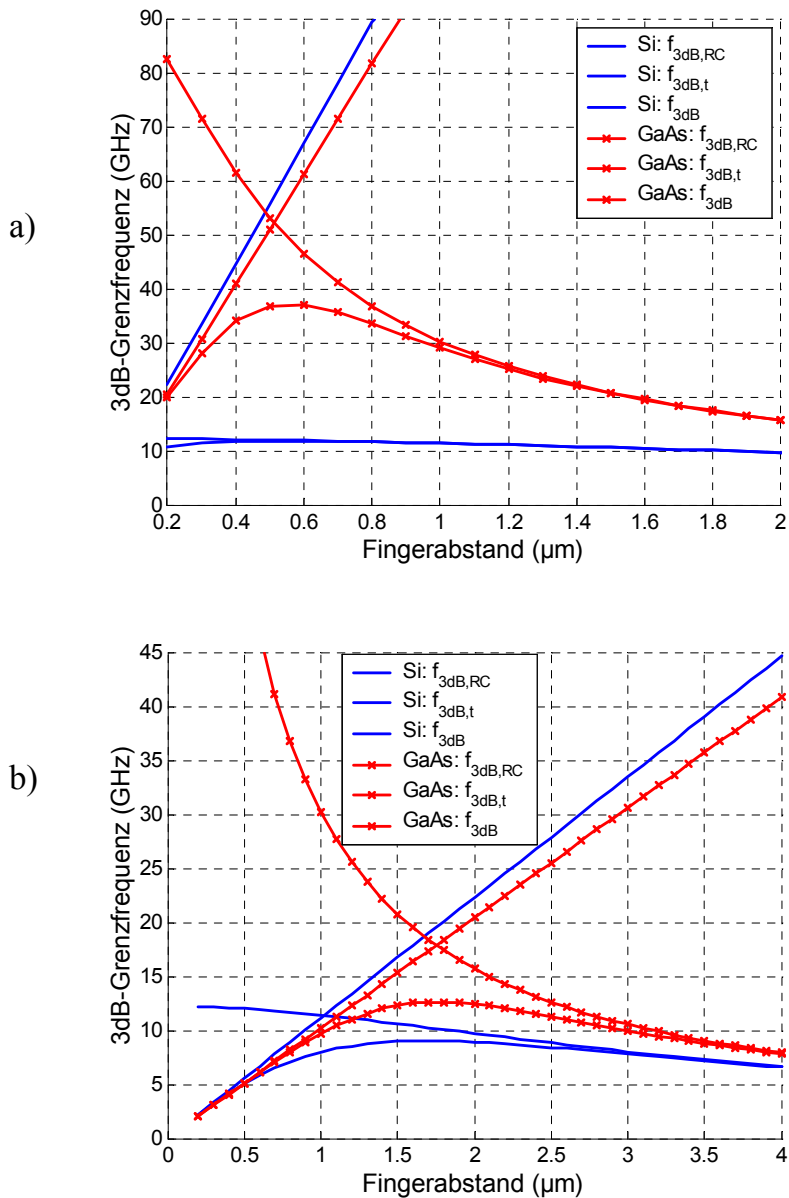


Bild 2.11 Einfluss des Fingerabstandes auf 3dB-Grenzfrequenz bei $\lambda = 635\text{nm}$ und
 a) $A = 1000 \mu\text{m}^2$, b) $A = 10000 \mu\text{m}^2$

Nach der Optimierung des Fingerabstandes bzw. der 3dB-Grenzfrequenz ergibt sich dementsprechend eine optimale Anzahl der Finger $N_{f,optim}$. Durch Einsetzen von Gl. (2.41) und (2.48) mit dem optimierten Fingerabstand S_{optim} in Gl. (2.53) erhält man

$$N_{f,optim} = \frac{1 - \beta}{2R_L \gamma_S} \cdot \frac{S_{optim}}{L} + 1 \quad (2.58)$$

Für MSM-Detektoren mit quadratischer photoaktiver Fläche, d. h. mit der Fingerlänge $L = (N_f - 1)(W + S_{optm})$, lässt sich Gl. (2.58) weiter wie folgt ausdrücken

$$N_{f,optm} = \frac{1 - \beta}{\sqrt{2R_L \mathcal{N}_S}} + 1 \quad (2.59)$$

Gl. (2.59) deutet darauf hin, dass die optimale Anzahl der Finger des quadratischen MSM-Photodetektors unabhängig von der Detektorfläche ist, wenn der Fingerabstand mit dem optimalen Wert S_{optm} gewählt wird. In **Bild 2.12** ist die optimale Anzahl der Finger in Abhängigkeit von β für Silizium und Galliumarsenid mit $R_L = 50 \Omega$, und $v_S = 1 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ dargestellt. Sie beträgt z. B. für $\beta = 0,5 \dots 0,1$ ($S = 1 \dots 9 \text{ W}$) ca. 31...58 bei Silizium und 29...55 bei Galliumarsenid.

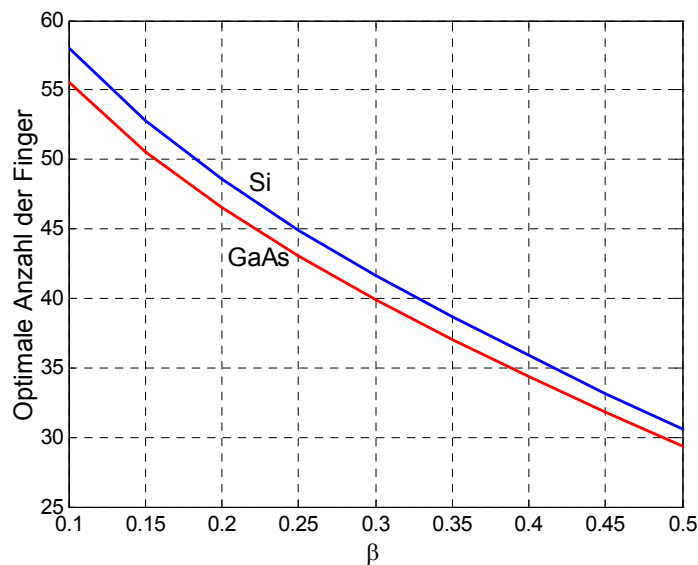


Bild 2.12 Optimale Anzahl der Finger in Abhängigkeit von β

Die Auswahl von β beeinflusst nicht nur die optimale Anzahl der Finger, sondern auch den externen Quantenwirkungsgrad η_{ex} . Aufgrund des Schatteneffektes von Metallelektroden gilt für MSM-Photodetektoren in Anlehnung an Gl. (2.15)

$$\eta_{ex} = \frac{S}{S + W} (1 - r)(1 - e^{-\alpha d}) = (1 - \beta)(1 - r)(1 - e^{-\alpha d}) \quad (2.60)$$

Um einen hohen Quantenwirkungsgrad η_{ex} zu erhalten, sollte β möglichst klein gewählt werden.

β hat, wie in **Bild 2.13** gezeigt (mit $R_L = 50 \Omega$, und $v_S = 1 \cdot 10^7 \text{ cm / s}$), einen sehr geringfügigen Einfluss auf den optimalen Fingerabstand S_{optm} . Bei einem optimierten Fingerabstand lässt sich β daher noch durch die Fingerbreite W verändern.

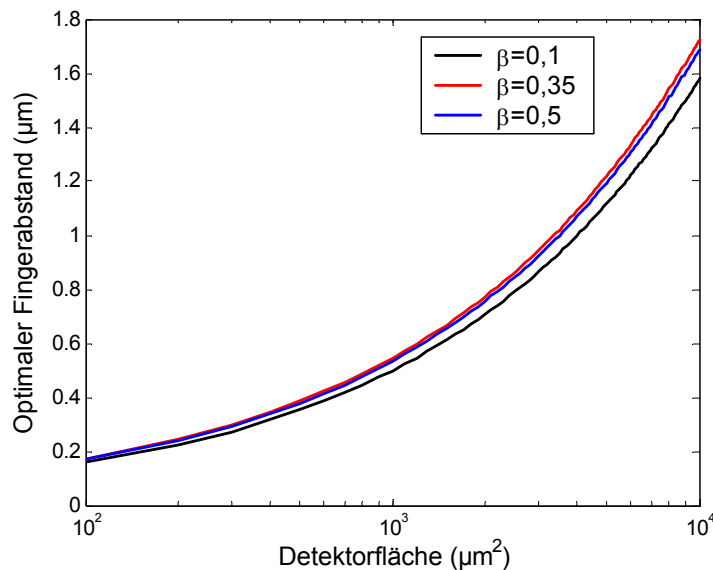


Bild 2.13 Optimaler Fingerabstand in Abhängigkeit von Detektorfläche und β

2.3.5 Avalanche-Photodiode (APD)

Avalanche-Photodioden (Lawinenphotodioden) sind Photodioden mit pn- oder Schottky-Übergang, die beim Anlegen einer ausreichend hohen Sperrspannung (im Bereich der Durchbruchspannung) eine innere Stromverstärkung aufweisen. Prinzipiell kann die im **Bild 2.3a** (siehe Abschnitt 2.3.1) gezeigte einfache pn-Photodiode auch als APD arbeiten, wenn sie in Sperrrichtung soweit vorgespannt wird, dass die Spitze des dreieckförmig verteilten elektrischen Feldes (**Bild 2.3c**) über die Durchbruchfeldstärke (etwa $E > 10^5 \text{ V / cm}$) steigt. Die photogenerierten Elektronen-Löcherpaare werden dann in der Hochfeldzone (Lawinenzone) nahe der Spitze des Feldes so stark beschleunigt, dass sie durch Stoßionisation neue Elektronen-

Löcherpaare erzeugen. Die neu entstandenen Ladungsträger können, solange sie die Lawinenzone noch nicht verlassen, durch wiederholte Stoßionisation weitere Elektronen-Löcherpaare freisetzen. Auf diese Weise erfahren die Ladungsträger eine lawinenartige Vervielfachung. Der Primärstrom I_{pr} wird daher um einen Multiplikationsfaktor M innerhalb der Diode zum Gesamtstrom I_M verstärkt:

$$I_M = M \cdot I_{pr} \quad (2.61)$$

Der Multiplikationsfaktor M ist eine Funktion von den Ionisierungskoeffizienten (Ionisationsraten) der Elektronen α_n und der Löcher α_p sowie vom Ort der Generation der Ladungsträger. Wegen der komplizierten Ortsabhängigkeit der Ionisierungskoeffizienten, die Materialparameter sind und stark von der Feldstärke und damit auch von der angelegten äußeren Sperrspannung abhängen, ist M im Allgemeinen nicht analytisch darstellbar. Für zeitlich konstante Bestrahlung wird in der Praxis der Zusammenhang zwischen der Gleichstromverstärkung M_0 und der Durchbruchspannung U_{Br} sowie der Sperrspannung U durch eine empirische Formel beschrieben [4]

$$M_0 = \frac{I_M}{I_{pr}} = \frac{1}{1 - \left(\frac{U - I_M R_S}{U_{Br}} \right)^n} \quad (2.62)$$

Dabei ist der Exponent n ein von Material, Diodenstruktur und Wellenlänge abhängiger Anpassungsparameter. R_S ist der Serienwiderstand der APD. Für kleine Diodenströme ist der Spannungsabfall an R_S vernachlässigbar und M_0 wächst mit steigender Sperrspannung U . Der Gesamtstrom I_M ist proportional dem Primärstrom I_{pr} . Bei hohen Photoströmen verursacht R_S einen Spannungsabfall $I_M R_S$ und vermindert dadurch die Sperrspannung am pn-Übergang gegenüber der äußeren Spannung. Bei $U = U_{Br}$ erreicht M_0 den Maximalwert M_{max} . Durch Reihenentwicklung von M_0 ergibt sich aus Gl (2.62) die Näherung:

$$M_{\max} \approx \sqrt{\frac{U_{Br}}{nR_S I_{pr}}} \quad (2.63)$$

Der Gesamtstrom ist demnach

$$I_M \approx \sqrt{\frac{U_{Br} I_{pr}}{nR_S}} \quad (2.64)$$

proportional der Wurzel von I_{pr} , also nicht mehr linear mit dem Primärstrom bzw. der optischen Leistung P_{opt} . Darüber hinaus kann die Feldstärkeverteilung bei höherer Bestrahlungsstärke durch starke Raumladungen verändert werden, was zu einer Nichtlinearität führen kann. In APDs besteht üblicherweise der lineare Zusammenhang zwischen dem vervielfachten Photostrom und der optischen Leistung nur bei P_{opt} kleiner als 10^{-5} W [9].

Für modulierte optisches Signal wird die Frequenzabhängigkeit des Multiplikationsfaktors beschrieben durch [9]

$$M(\omega) = \frac{M_0}{1 + j\omega\tau_L} \quad (2.65)$$

wobei τ_L die Lawinenansprechzeit ist. Für kleine optische Leistung gilt:

$$\tau_L = (M_0 - 1)\tau_S / 2 \quad (2.66)$$

mit τ_S als mittlerer Stoßzeit. Aus (2.65) und (2.66) folgt die Grenzfrequenz der Lawinenverstärkung:

$$f_{3dB} = \frac{1}{\pi\tau_S(M_0 - 1)} \quad (2.67)$$

Die Stoßzeit τ_S hängt von den Ionisationskoeffizienten α_n , α_p ab und liegt im Pikosekundenbereich. Das Verstärkungsbandbreiteprodukt $M_0 f_{3dB}$ beträgt bei Si-APDs typischerweise zwischen 100 und 200 GHz.

Während die in Lawinenzone injizierten Primärströme durch den Stoßionisationsprozess vervielfacht werden, wird das durch den mittleren Primärstrom \bar{I}_{pr} entstandene Schrotrauschen überproportional verstärkt. Da es sich bei der Lawinenbildung um einen statistischen Prozess handelt, gilt der in obigen Gleichungen bezeichnete Multiplikationsfaktor M bzw. M_0 nur als Mittelwert. Die Schwankungen der Multiplikation um den Mittelwert führen zu einem zusätzlichen Rauschen, das sich durch einen Zusatzrauschfaktor $F_Z > 1$ erfassen lässt. Das mittlere Rauschstromquadrat (Schrotrauschen) einer APD beträgt damit:

$$\overline{i_{Sh}^2} = 2e\bar{I}_{pr}M_0^2F_ZB \quad (2.68)$$

F_Z nimmt mit steigendem M_0 zu und hängt außerdem vom Ionisierungsverhältnis $k_i = \alpha_p/\alpha_n$ sowie von der die Lawine auslösenden Ladungsträgerart (Löcherinjektion, Elektroneninjektion oder gemischte Injektion) ab. In der Praxis wird häufig die Approximation $F_Z \approx M_0^x$ verwendet. Typische Werte von x sind 0,3...0,4 für Silizium und 0,7 für InGaAs / InP.

Um das Zusatzrauschen niedrig zu halten, sollte die Lawine von der stärkeren ionisierenden Ladungsträgerart, d. h. von derjenigen, die einen höheren Ionisationskoeffizienten hat, ausgelöst werden. Zusätzlich sollte das Halbleitermaterial mit möglichst unterschiedlichen Ionisationskoeffizienten von Löchern und Elektronen bevorzugt verwendet werden. Dies gilt zugleich auch für die Forderung eines hohen Verstärkungsbandbreiteprodukts. Für die Herstellung von APDs mit geringem Zusatzrauschen eignet sich Silizium besonders wegen des günstigen Ionisationsverhältnisses $k_i \ll 1$ hervorragend im Wellenlängenbereich von 0,4 μm bis 1,1 μm .

APDs mit einfacher pn-Struktur haben ungünstige Eigenschaften bezüglich des Quantenwirkungsgrades, des Frequenz- und Rauschverhaltens. Eine deutlich verbesserte Struktur ist die so genannte „Reach-through“-Struktur (RAPD) [10], bei der die Absorptions- und Multiplikationszonen getrennt sind. **Bild 2.14** zeigt den

schematischen Aufbau einer Si-RAPD mit $p^+p^-pn^+$ -Struktur. Die APD wird von der p^+ -Seite bestrahlt und alle einfallenden Photonen werden praktisch in der relativ breiten, schwach p-dotierten (p^-) Zone absorbiert. Von den dabei erzeugten Ladungsträgern driften nur die Elektronen zum schmalen pn^+ -Übergang, wo sie ein hohes elektrisches Feld erfahren und die Lawinen auslösen. Dies entspricht nahezu dem Idealfall, da in Silizium wegen $\alpha_n > \alpha_p$ möglichst nur Elektronen in die Lawinenzone injiziert werden und keine Löcher zur Multiplikation beitragen sollten, damit die RAPD ein hohes Verstärkungsbandbreiteprodukt und niedriges Zusatzrauschen aufweist.

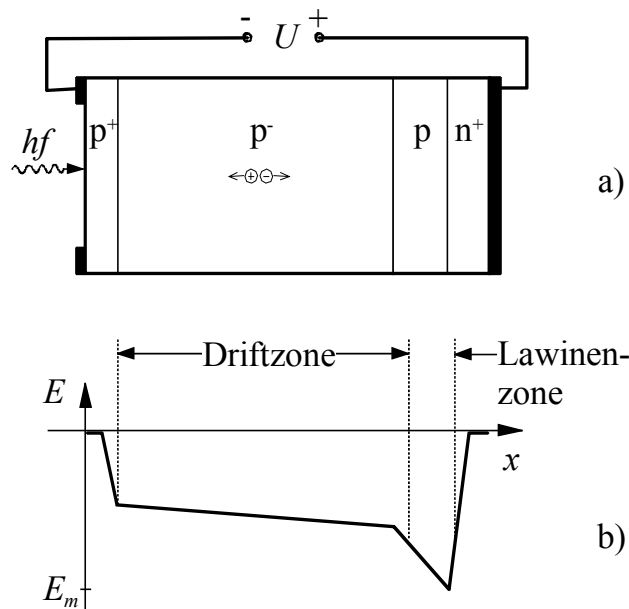


Bild 2.14 Schematischer Aufbau (a) und Feldstärkeverlauf (b) einer „Reach-through“-APD

Im Vergleich zu pin-Dioden werden APDs dort bevorzugt eingesetzt, wo geringe Lichtintensitäten bei mittleren oder hohen Frequenzen detektiert werden. Um das Signal-Rausch-Verhältnis (S/N) des Empfängers nicht vom APD-Rauschen beeinträchtigt zu werden, ist der optimale Multiplikationsfaktor so zu wählen, dass das Detektorrauschen ungefähr gleich dem Eingangsrauschen der nachfolgenden Schaltung (Verstärker oder Lastwiderstand) ist.

2.3.6 MOS-Photodioden

Die MOS (Metal-Oxide-Semiconductor)-Photodiode, die auch Photogate genannt wird, findet Anwendung überwiegend in Bildsensoren wie Frame-Transfer-CCDs (Charge-Coupled Devices)- und CMOS-APS (Active Pixel Sensor) als Detektorelement. Sie ist im Aufbau nichts als ein MOS-Kondensator und besteht aus einem Substrat (z. B. p- oder n-dotiertem Silizium), einer transparenten Gateelektrode (Metall oder Polysilizium) und einer dazwischenliegenden Isolationsschicht (meistens Siliziumdioxid). Den schematischen Aufbau einer MOS-Diode zeigt **Bild 2.15**.

Durch Anlegen einer äußeren Spannung U_G an die Gateelektrode entsteht aufgrund der Änderung des Oberflächenpotentials eine Raumladungszone im oberflächennahen Halbleiterbereich. Abhängig von der Höhe und dem Vorzeichen der Gatespannung kann sich die MOS-Diode in verschiedenen Zuständen - Flachband, Anreicherung, Verarmung und Inversion – befinden [11]. Die entsprechenden Bändermodelle einer MOS-Kapazität mit p-Substrat sind in **Bild 2.16** dargestellt.

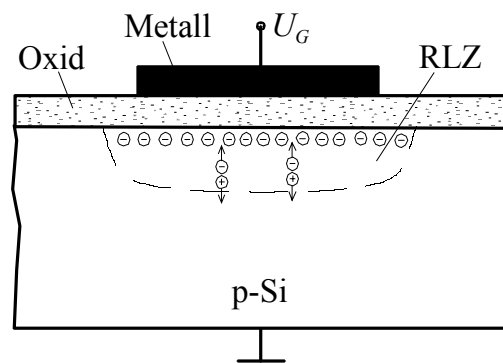


Bild 2.15 Schematischer Aufbau einer MOS-Diode

- Flachband

Für den Flachbandfall muss die angelegte Gatespannung U_G gleich der Flachbandspannung U_{FB} sein, damit im Halbleiter keine Bandverbiegung ($\psi_s = 0$) entsteht, also das Oberflächenpotential φ_s gleich dem Volumenpotential φ_b ist. Ohne

Berücksichtigung von Oxidladungen und Grenzflächenzuständen ist die Flachbandspannung einer MOS-Struktur gleich der Differenz der Austrittsarbeiten von Metall und Halbleiter, die in Abschnitt 2.3.3 (Schottky-Photodiode) als Kontaktspannung erfasst wurde: $U_{FB} = \phi_M - \phi_H = U_K$.

- Anreicherung

Wenn die Gatespannung U_G kleiner als die Flachbandspannung U_{FB} ist, werden Löcher im Substrat zur Grenzschicht herangezogen, während Elektronen ins Halbleiterinnere getrieben werden. Es kommt zu einer Anreicherung von Majoritätsträgern (Löchern) an der Halbleiteroberfläche. Das Oberflächenpotential φ_s wird negativer als das Volumenpotential φ_b und das Bandmodell krümmt sich nach oben.

- Verarmung

Legt man an die Gateelektrode eine Spannung $U_G > U_{FB}$, so werden Löcher ins Halbleiterinnere zurückgedrängt. Zurück bleiben die ortsfesten negativen Ladungen der ionisierten Akzeptoren, die eine Verarmungszone bilden. Das Oberflächenpotential φ_s ist nun positiver als das Volumenpotential φ_b und das Bandmodell krümmt sich nach unten.

- Inversion

Wird die Gatespannung soweit erhöht, dass an der Halbleiteroberfläche die Konzentration der Minoritätsträger den Wert der Majoritätsträger übersteigt, so befindet sich unmittelbar unter der Halbleiteroberfläche eine Inversionsschicht mit beweglichen Minoritätsladungen. Dabei unterscheidet man noch zwischen leichten und starken Inversionen, je nachdem, ob die Minoritätsträgerkonzentration an der Oberfläche kleiner oder größer als die Majoritätsträgerkonzentration im neutralen Volumen ist. Im Bändermodell gilt für die Bandverbiegung ψ_s im Fall leichter Inversion $-\varphi_b < \psi_s < -2\varphi_b$ und bei starker Inversion $\psi_s > -2\varphi_b$. Die Gatespannung, bei der $\psi_s = -2\varphi_b$ ist, wird als Schwellspannung U_{th} bezeichnet. Beim Einsatz starker

Inversion erreicht die Raumladungszone im stationären Gleichgewichtszustand ihre maximale Ausdehnung

$$d_{RLZ \max} \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_s(-2\varphi_b)}{qN_A}} = \sqrt{\frac{4\varepsilon_s U_T \ln \frac{N_A}{n_i}}{qN_A}}, \quad (2.69)$$

da ein weiteres Anwachsen der Feldstärke im Halbleiter durch Inversionsschicht verhindert (abgeschirmt) wird und schon eine geringe Zunahme der Bandverbiegung zu einer merklichen Erhöhung der Inversionsladung führt.

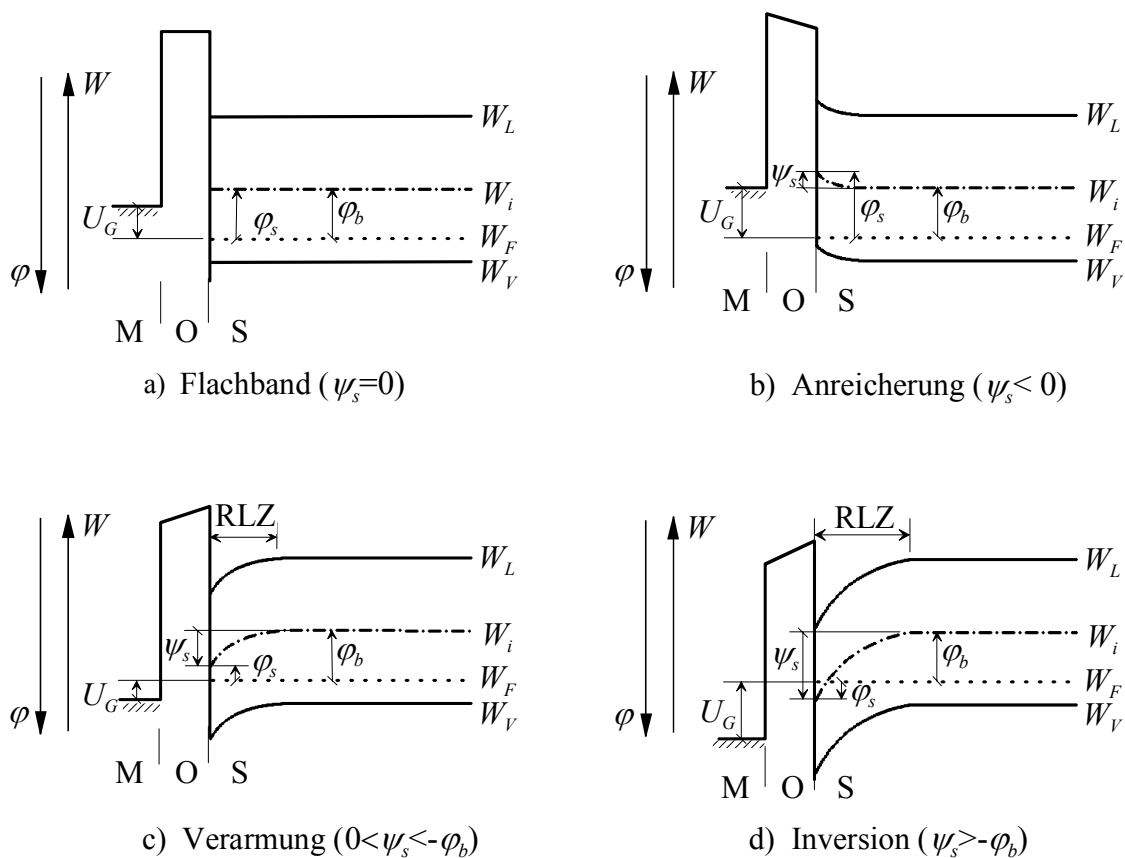


Bild 2.16 Bändermodell einer MOS-Kapazität mit p-Substrat

Im Vergleich zur Bildung der Anreicherungs- und Verarmungsschicht, bei der der Umladevorgang der Majoritätsträger innerhalb der Relaxationszeit (\approx ps) erfolgt, ist der Aufbau einer Inversionsschicht ein langsamer Vorgang in der Größenordnung von Millisekunden bis Sekunden, wenn die benötigten Minoritätsträger vorwiegend in der Raumladungszone thermisch generiert werden. Dies bedeutet, dass beim Anlegen

einer Wechsellspannung, z. B. einer kurzzeitigen Impulsspannung, deren Dauer nicht zum Aufbau einer Inversionsschicht ausreicht, die Raumladungszone sich wesentlich weiter als der in Gl (2.69) gegebene Maximalwert ins Halbleiterinnere ausdehnt und eine so genannte „tiefe Verarmung“ erzeugt wird.

In einer realen MOS-Struktur befinden sich stets Ladungen sowohl innerhalb des Isolators (Oxidladungen) als auch an der Grenzfläche des Oxid-Halbleiters (Oberflächenzustände). Sie beeinflussen vor allem die Ladungsbilanz der MOS-Anordnung und bewirken folglich eine Verschiebung der Flachbandspannung U_{FB} .

Die Raumladungszone der MOS-Diode, wenn sie als Photodetektor arbeitet, dient zur Trennung und Ansammlung photogenerierter Ladungsträger wie bei einem in Sperrrichtung gepolten pn-Übergang. Anders als beim pn-Übergang fließt beim MOS-Übergang wegen der Isolatorschicht kein Photostrom direkt von der Gateelektrode ab. Die unter dem Gate im Potentialtopf angesammelten Minoritätsladungsträger werden lateral zur benachbarten MOS-Kapazität oder Auslesediode mit höherem Potential transportiert. Der Transport findet für große Ladungsmengen überwiegend durch elektrostatische Abstoßung (selbstinduzierte Drift) und für sehr kleine Ladungsmengen durch die thermische Diffusion und das Streufeld statt [7].

3. Grundprinzipien und Eigenschaften der PMDs

Im vorigen Kapitel wurden die physikalischen Grundlagen der Halbleiterphotodetektoren beschrieben. Die charakteristischen Eigenschaften und Technologie der verschiedenen herkömmlichen Detektoren gelten im Allgemeinen auch für die in diesem Kapitel und in Kapitel 4 behandelte Halbleiter-basierte PMD (Photomischdetektor)-Technologie. In folgenden Abschnitten soll das völlig neue PMD-Konzept vorgestellt und deren Eigenschaften bezüglich Modulation und Korrelation näher untersucht werden.

3.1 Funktionsweise der PMDs

Wie der Name andeutet, ist ein PMD nicht nur ein Photodetektor, sondern zugleich auch ein optoelektronischer Mischer, bei dem während der Detektion eines einfallenden intensitätsmodulierten Lichtsignals die Mischung des Photostroms mit einem elektrischen Gegentaktsignal (Referenzsignal) direkt im photoempfindlichen Bereich durchgeführt wird.

Das charakteristische Merkmal des PMD ist der inhärente Gegentaktmischvorgang, der durch geeignete Konstruktion und Modulation des Detektors erfolgt. Im Grundsätzlichen besteht ein einfacher Photomischdetektor aus zwei symmetrisch aufgebauten Photodioden mit einem gemeinsamen Empfangsbereich und zwei Ausgängen sowie zwei Modulationselektroden. Zum besseren Verständnis soll das Grundprinzip zunächst anhand des in **Bild 3.1a)** schematisch dargestellten Aufbaus eines Photogate-PMD (PG-PMD) erläutert werden.

Der in **Bild 3.1a)** gezeigte vereinfachte Photogate-PMD besteht aus zwei in Abschnitt 2.3.6 beschriebenen MOS-Photodioden mit zwei zusätzlichen Auslesekatoden (n^+ -Zone), die beim Stromausleseverfahren mit einer positiven Spannung von z. B. etwa 2,5 V vorgespannt sind. Die beiden Gateelektroden dienen als Modulationselektroden, an denen eine Vorspannung U_0 und eine Gegentakts-

Modulationsspannung $\pm u_m(t)$ mit einem Spitze-Spitze-Wert von einigen 100 mV angelegt werden. Dadurch bildet sich unter den beiden Gateelektroden im Halbleiter eine Raumladungszone mit unterschiedlichen Potentialen. Je nach der Polarität der Modulationsspannung $u_m(t)$ werden die in der Raumladungszone befindlichen photogenerierten Ladungsträger (Elektronen) abwechselnd nach links und nach rechts zu den Auslesedioden transportiert. Dort werden sie anschließend abhängig von der Auslesemethode in Form eines Photostroms oder einer Photospannung ausgegeben.

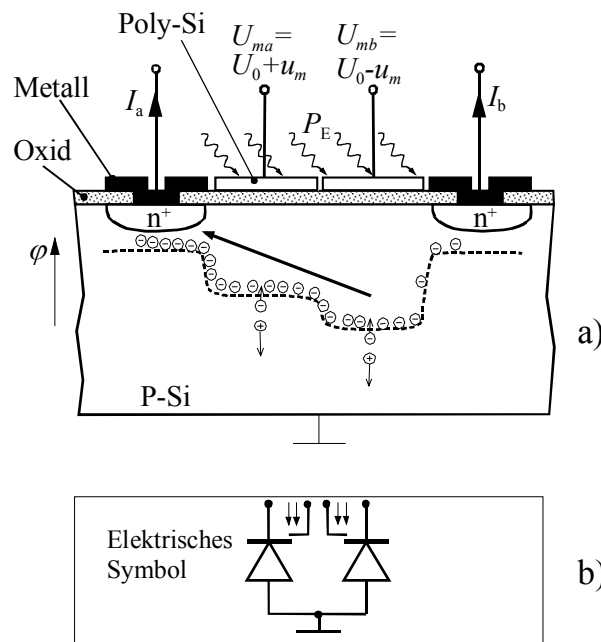


Bild 3.1 Schematischer Aufbau (a) und elektrisches Symbol (b) eines PG-PMD

Der durch Gegentakt-Modulationsspannung gesteuerte Ladungstransport verhält sich wie eine Ladungsschaukel, die eine Gegentakt-Mischung der Photoladung bzw. des Photostroms im photosensitiven Bereich mit dem Modulationssignal bewirkt. Die Mischprodukte (Photoströme I_a und I_b) werden üblicherweise durch zwei Speicherkondensatoren integriert und zu den Spannungen U_a und U_b umgewandelt. Damit ist das PMD-Bauelement auch ein optoelektronischer Korrelator, der in vielen Anwendungen die Aufgaben zum Erfassen von Phasen- und Amplitudeninformation des modulierten Empfangssignals durch die Korrelationsfunktion erleichtert.

Bild 3.2 veranschaulicht den Misch- bzw. Schaukeleffekt des PMD durch die Signalverläufe in drei Fällen: der Phasenunterschied φ_d zwischen dem modulierten

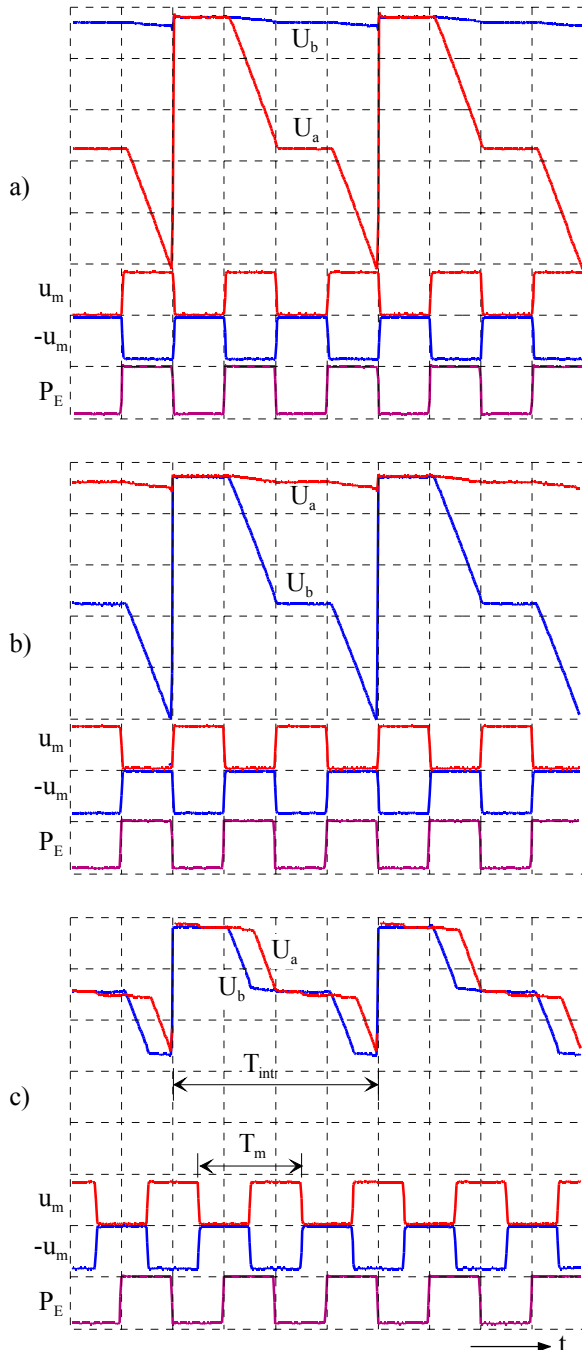


Bild 3.2 Signalverläufe eines PMD mit
 a) $\varphi_d = 0^\circ$, b) $\varphi_d = 180^\circ$ und
 c) $\varphi_d = 90^\circ$

optischen Signal $P_E(t)$ und dem Gegentakt-Modulationssignal $u_m(t)$ beträgt a) $\varphi_d = 0^\circ$, b) $\varphi_d = 180^\circ$ und c) $\varphi_d = 90^\circ$. In **Bild 3.2a**) sind $P_E(t)$ und $u_m(t)$ in Phase. In diesem Fall ist der Verlauf der Ausgangsspannung $U_a(t)$ in der Halbperiode, in der das Lichtsignal vorhanden ist, viel steiler als der von $U_b(t)$. Da die Steigung der Ausgangsspannung dem Photostrom proportional ist, bedeutet dies, dass der größte Teil des Photostroms nach links und nur ein geringer Teil nach rechts zu den Auslesedioden fließt. In **Bild 3.2b**) sind $P_E(t)$ und $u_m(t)$ gegenphasig und damit die Verläufe von $U_a(t)$ und $U_b(t)$ umgekehrt, also fließt nun der größte Teil des Photostroms nach rechts. Bei 90° -Phasenverschiebung zwischen $u_m(t)$ und $P_E(t)$ haben $U_a(t)$ und $U_b(t)$ gleichförmige Verläufe mit einem Phasenunterschied von 90° (**Bild 3.2c**). Die mittleren Photoströme an den beiden Ausgängen sind in diesem Phasenzustand gleich. Der

Anschaulichkeit halber wird in diesem Oszillogramm die Integrationszeit $T_{int} = 2T_m$ gewählt, d. h., die Integrationskapazitäten werden nach zwei Modulationsperioden über einem Reset-Signal in ihren Anfangszustand zurückgesetzt.

Die Modulations- und Korrelationseigenschaften des PMD werden weiter im Abschnitt 3.3 mathematisch beschrieben und untersucht.

3.2 Entfernungsmessung mit PMD

Zur optischen Entfernungsmessung und 3D-Vermessung gibt es eine große Anzahl an Methoden. Einen Überblick findet man z. B. in [2] / [20]. Die Entfernungsmessung mit PMD beruht auf dem Prinzip der Lichtlaufzeitmessung, die im Folgenden vorgestellt wird.

3.2.1 Prinzip der Modulationslaufzeitmessung

Da sich das Licht im Vakuum oder in einem Medium nur mit einer endlichen Geschwindigkeit c ausbreiten kann, braucht es eine bestimmte Laufzeit τ_L , um die Strecke $2R$ vom Sender zum Ziel und zurück zum Empfänger zurückzulegen. Nach dem allgemeinen Zusammenhang

$$\tau_L = \frac{2R}{c} \quad \text{bzw.} \quad R = c \cdot \frac{\tau_L}{2} \quad (3.1)$$

ist die Lichtlaufzeit τ_L bei konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit ein direktes Maß für die Zielentfernung R . Mit der Lichtgeschwindigkeit c im freien Raum von etwa $2,998 \cdot 10^8$ m/s beträgt die Laufzeit 6,67 ps für 1 mm Zielabstand.

Beim Modulationslaufzeitmessverfahren handelt es sich um eine optisch inkohärente Laufzeitmessung. Das Licht wird als Trägersignal amplitudenmoduliert. Dabei unterscheidet man nach den Modulationssignalen zwischen Pulsmodulation, CW (Continuous Wave)-Modulation und PN (Pseudo-Noise)-Modulation. Bei der Pulsmodulation (Pulslaufzeitmessung) strahlt der Sender einen kurzen Lichtimpuls ab

und gleichzeitig gibt er ein Startsignal an eine Zeitmesselektronik. Nach dem Eintreffen des Echsignals am Empfänger wird ein Stoppsignal erzeugt. Die Zeitmesselektronik ermittelt die Laufzeit des Lichtimpulses zwischen den Start- und Stoppsignalen. Die Zielentfernung lässt sich direkt aus Gl. (3.1) mit der gemessenen Impulslaufzeit berechnen. Bei diesem Verfahren ist eine Unterscheidung von Mehrfachzielen möglich. Die Nachteile sind die notwendige hohe Bandbreite aufgrund des sehr kurzen Impulses und die aufwendige Schaltungstechnik der Zeitmesselektronik, die für eine hohe Zeitauflösung benötigt wird.

Bei der CW-Modulation wird dem optischen Signal der Lichtquelle ein kontinuierliches elektrisches Signal der Periode T_m bzw. der Grundfrequenz f_m (z. B. ein Sinus- oder ein Rechtecksignal) aufmoduliert. Zur Bestimmung der Zielentfernung wird die Phasenverschiebung zwischen dem Empfangs- und dem Sendesignal verglichen. Über den Phasenunterschied φ_d erhält man die Phasenlaufzeit τ_L nach dem Zusammenhang

$$\frac{\tau_L}{T_m} = \frac{\varphi_d}{2\pi} \quad (3.2)$$

und somit die Zielentfernung aus Gl. (3.1):

$$R = \frac{cT_m}{2} \cdot \frac{\varphi_d}{2\pi} \quad (3.3)$$

Der Phasenunterschied φ_d lässt sich mit relativ einfachen Mitteln wie z. B. Phasendetektoren oder Korrelatoren auswerten. Allerdings ist er nur im Bereich $0 \leq \varphi_d \leq 2\pi$ eindeutig zu bestimmen, da sich der Phasenwinkel im Abstand von 2π bzw. im Abstand genau einer Modulationsperiode wiederholt. Damit ist der Eindeutigkeitsbereich der Entfernungsmessung bei diesem Verfahren beschränkt zu:

$$0 \leq R \leq \frac{cT_m}{2} \quad (3.4)$$

Ohne weitere Maßnahmen ist die maximale eindeutig messbare Entfernung daher die Strecke, die das Licht innerhalb einer Modulationsperiode zurücklegt. Aus einer

3. Grundprinzipien und Eigenschaften der PMDs

Modulationsperiode von 50 ns ($f_m = 20$ MHz) folgt beispielsweise ein Eindeutigkeitsbereich von 7,5 m. Der eindeutige Entfernungsmessbereich kann durch Modulation mit zwei oder mehreren unterschiedlichen Frequenzen oder mit einer variablen Frequenz erhöht werden.

Eine weitere Modulationsart ist die PN-Modulation, bei der die Autokorrelationseigenschaft einer kontinuierlichen Pseudoranschfolge, z. B. einer Maximalfolge (m-Folge), genutzt wird. Maximalfolgen sind periodische zweiwertige pseudozufällige Signale mit der Folgenlänge (Wortlänge) von $M = 2^n - 1$ bzw. der Periodendauer von $T_W = (2^n - 1) \cdot T_C$, wobei n die Ordnung des primitiven Polynoms und T_C die Taktzeit (Chipdauer) sind. Sie können aus einem deterministischen Prozess mit Hilfe eines n -stufigen rückgekoppelten binären Schieberegisters gewonnen werden [21]. **Bild 3.3** zeigt schematisch den Zeitverlauf und die auf 1 normierte Autokorrelationsfunktion einer idealen Maximalfolge der Ordnung $n = 4$.

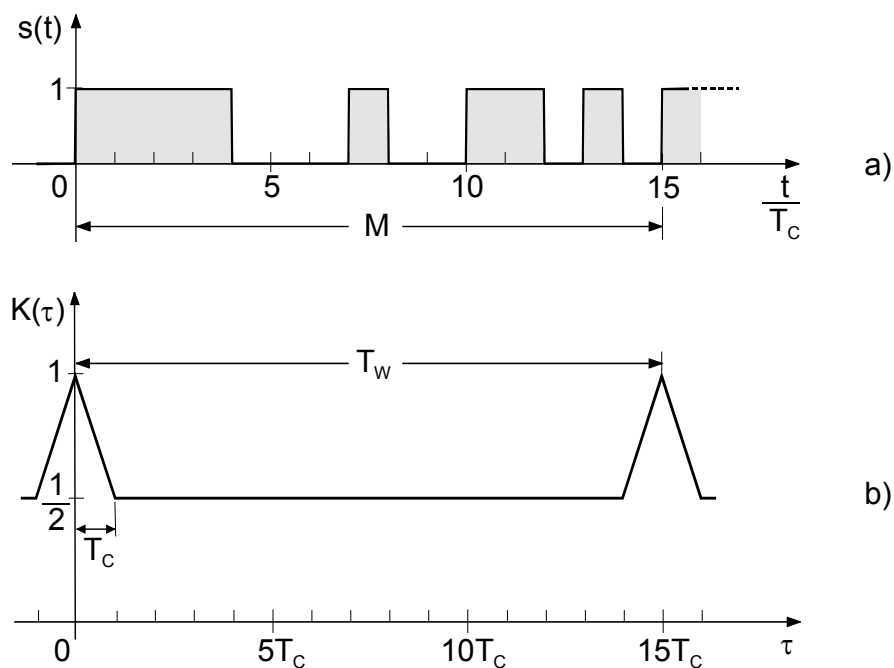


Bild 3.3 Zeitverlauf (a) und normierte Autokorrelationsfunktion (b) einer idealen Maximalfolge der Ordnung $n = 4$

Der AKF-Verlauf ist innerhalb $-T_C \leq \tau \leq T_C$ dreieckförmig (mit einem Offset) und im Bereich $T_C \leq \tau \leq (M - 1)T_C$ konstant. Er wiederholt sich im Abstand von $T_W = M \cdot T_C$. Bei gleicher Chipdauer T_C erhöht sich somit der Eindeutigkeitsbereich mit steigender Folgenlänge M . Die von T_C abhängige Entfernungsauflösung wird aber dadurch nicht vermindert.

3.2.2 Auswertung der Lichtlaufzeit mittels Korrelationsfunktion

Bei der Entfernungsmessung mit PMD wird die Phasenlaufzeit des Lichts, das durch ein CW- oder PN-Signal moduliert wird, mit Hilfe der Korrelationsfunktion ausgewertet.

Mathematisch ist die Kreuzkorrelationsfunktion (KKF) von Leistungssignalen bzw. periodischen Signalen $s_1(t)$ und $s_2(t)$ üblicherweise definiert als [22]

$$K_{12}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T s_1(t) s_2(t + \tau) dt \quad (3.5)$$

mit τ = Verschiebungszeit. Für den Fall zweier Signale mit der gleichen Periodendauer T_0 ist das Korrelationsprodukt ebenfalls eine periodische Funktion mit derselben Periodendauer:

$$K_{12}(\tau \pm n \cdot T_0) = K_{12}(\tau), \quad n = 1, 2, 3... \quad (3.6)$$

Ist $s_2(t)$ in Gl. (3.5) gleich $s_1(t)$, so nennt man das Korrelationsprodukt $K(\tau)$ Autokorrelationsfunktion (AKF), die einen Sonderfall der Kreuzkorrelationsfunktion darstellt:

$$K(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T s(t) s(t + \tau) dt \quad (3.7)$$

Für $\tau = 0$ entspricht der Wert der AKF dem quadratischen Mittelwert oder der mittleren Leistung des Signals. Die AKF besitzt zwei weitere Eigenschaften:

- Sie ist eine gerade Funktion: $K(-\tau) = K(\tau)$

- Ihr Maximum liegt an der Stelle $\tau = 0$: $K(0) = \max\{K(\tau)\}$

Nach der Korrelationsvorschrift (3.5) kann für jedes analytisch beschreibbare Signal die zugehörige Korrelationsfunktion berechnet werden. Ein beliebiges periodisches Signal $s(t)$ der Grundfrequenz ω_0 lässt sich als eine Fourier-Reihe entwickeln

$$s(t) = A_0 + \sum_{q=1}^{\infty} A_q \cos(q\omega_0 t - \varphi_q) \quad (3.8)$$

und dessen AKF ist nach einigen Rechenschritten wieder eine Fourier-Reihe der Form:

$$K(\tau) = A_0^2 + \sum_{q=1}^{\infty} \frac{A_q^2}{2} \cos(q\omega_0 \tau) \quad (3.9)$$

Im Folgenden werden die Korrelationsergebnisse (KKF) für ein Cosinus- und für ein Rechtecksignal mit sich selbst zusammengestellt. Dabei wird einfach angenommen, dass die beiden zu korrelierenden Signale außer einem Phasenunterschied φ_d bzw. einer Zeitverschiebung τ_d identisch sind. Damit ist die so erhaltene KKF eine um τ_d verschobene AKF. Interpretiert man ein Signal, z. B. $s_1(t)$, als Sendesignal und das andere als Empfangssignal bei der Laufzeitentfernungsmessung mit CW-Modulation, dann ist τ_d die zu vermessende Laufzeit τ_L des optischen Signals und φ_d die dadurch entstandene Phasenverzögerung zwischen den Sende- und Empfangssignalen.

1. Cosinus- bzw. Sinussignal mit Gleichanteil:

$$\begin{aligned} s_1(t) &= A_0 + A \cos(\omega_0 t - \varphi_1) \\ s_2(t) &= A_0 + A \cos(\omega_0 t - \varphi_2) \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$K_{12}(\tau) = A_0^2 + \frac{A^2}{2} \cos(\omega_0 \tau - \varphi_d) = A_0^2 + \frac{A^2}{2} \cos(\omega_0(\tau - \tau_d)) \quad (3.11)$$

mit $\varphi_d = \varphi_2 - \varphi_1 = \omega_0 \tau_d$.

Gl. (3.11) enthält drei Unbekannte (A_0 , A und φ_d bzw. τ_d). Um sie berechnen zu können, benötigt man mindestens drei Messdaten von $K_{12}(\tau)$ mit unterschiedlicher Verschiebungszeit τ . Beim Einsatz des PMD als optoelektronischer Korrelator werden

bei jeder Messung zwei Messdaten aus den beiden Kanälen geliefert, die aufgrund der Gegentaktmodulation zwei Messpunkten mit einem Intervall von $\Delta\tau = T_0/2$ entsprechen. Somit lässt sich durch zwei Messungen ein Gleichungssystem mit vier Gleichungen aufstellen, aus dem man φ_d , A und A_0 ermitteln kann. Werden die vier Messpunkte äquidistant mit einem Abstand von $T_0/4$ und mit $\tau_0 = 0$ gewählt, d. h. $\tau_1 = T_0/4$, $\tau_2 = T_0/2$, $\tau_3 = 3T_0/4$, so ergeben sich φ_d , A und A_0 in einfachen Formen:

$$A_0^2 = \frac{1}{4} [K_{12}(\tau_0) + K_{12}(\tau_1) + K_{12}(\tau_2) + K_{12}(\tau_3)] \quad (3.12)$$

$$A^2 = \sqrt{(K_{12}(\tau_0) - K_{12}(\tau_2))^2 + (K_{12}(\tau_1) - K_{12}(\tau_3))^2} \quad (3.13)$$

$$\varphi_d = \arctan\left(\frac{K_{12}(\tau_1) - K_{12}(\tau_3)}{K_{12}(\tau_0) - K_{12}(\tau_2)}\right) \quad (3.14)$$

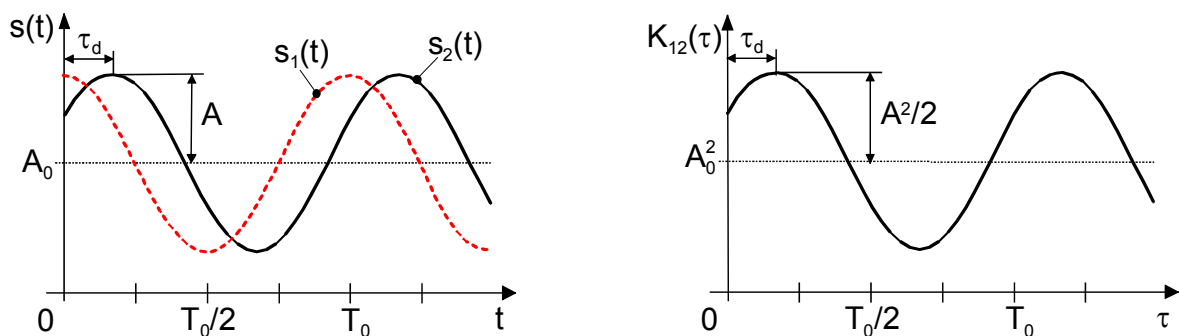


Bild 3.4 Cosinussignal $s(t)$ und ihre Korrelationsfunktion $K_{12}(\tau)$

2. Rechtecksignal mit Gleichanteil:

Ein Rechtecksignal der Periodendauer T_0 kann mit Hilfe von Fourier-Entwicklung durch Überlagerung von Sinusschwingungen dargestellt werden:

$$s_1(t) = A_0 + \frac{4A}{\pi} \sum_{q=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{q} \sin(q\omega_0 t - q\varphi_1)$$

$$s_2(t) = A_0 + \frac{4A}{\pi} \sum_{p=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{p} \sin(p\omega_0 t - p\varphi_2)$$
(3.15)

Die zugehörige Korrelationsfunktion hat einen dreieckförmigen Verlauf

$$K_{12}(\tau) = A_0^2 + \frac{8A^2}{\pi^2} \sum_{q=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{q^2} \cos(q\omega_0(\tau - \tau_d))$$
(3.16)

mit $\tau_d = (\varphi_2 - \varphi_1) / \omega_0$.

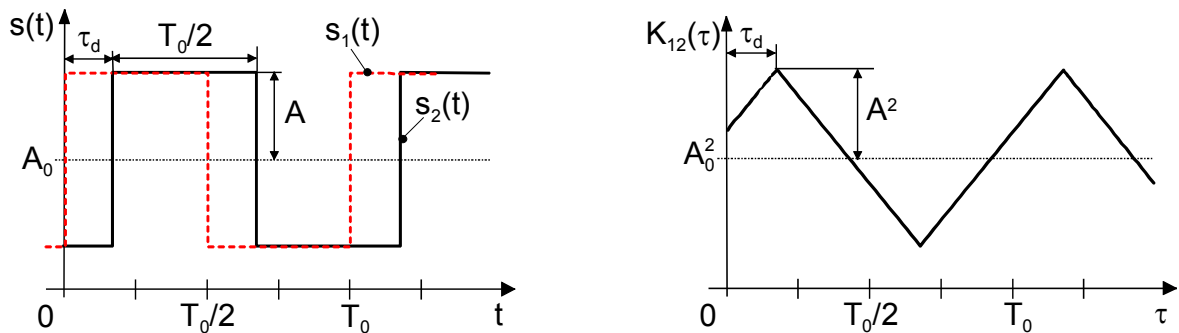


Bild 3.5 Rechtecksignal $s(t)$ und ihre Korrelationsfunktion $K_{12}(\tau)$

Die in Gl.(3.16) dargestellte Dreieckfunktion kann mit einer Geradengleichung ausgedrückt werden:

$$K_{12}(\tau \pm nT_0) = A_0^2 + A^2 + \frac{4A^2}{T_0} \cdot |\tau - \tau_d|, \quad \tau_d - \frac{T_0}{2} \leq \tau \leq \tau_d + \frac{T_0}{2}$$
(3.17)

Prinzipiell lässt sich τ_d auch durch vier Messpunkte mit $\tau_0 = 0$, $\tau_1 = T_0/4$, $\tau_2 = T_0/2$, $\tau_3 = 3T_0/4$ ermitteln:

$$A_0^2 = \frac{1}{4} [K_{12}(\tau_0) + K_{12}(\tau_1) + K_{12}(\tau_2) + K_{12}(\tau_3)]$$
(3.18)

$$A^2 = \frac{1}{2} [|K_{12}(\tau_0) - K_{12}(\tau_2)| + |K_{12}(\tau_1) - K_{12}(\tau_3)|]$$
(3.19)

$$\tau_d = \left[A_0^2 + A^2 - K_{12}(\tau_0) \right] \cdot \frac{T_0}{4A^2}, \quad 0 \leq \tau_d \leq \frac{T_0}{2}$$
(3.20)

Diese Auswertungsmethode ist zwar einfach, aber nicht optimal. Da in der Praxis die beiden zu korrelierenden Rechtecksignale insbesondere bei höherer Frequenz aufgrund der Bandbreite des Systems eine nicht vernachlässigbare Anstiegs- und Abfallzeit und ein nicht exakt 50%-iges Tastverhältnis haben, erhält man infolgedessen statt einer idealen Dreieckfunktion eine verformte Korrelationskurve, z. B. mit gerundeten oder abgeschnittenen Spitzen (siehe Abschnitt 3.4).

Eine bessere Methode ist es, unter Verwendung von diskreter Fourier-Analyse der Phasenwinkel φ_d aus der Grundschiwingung der KKF zu ermitteln, so dass der Einfluss der durch Oberwellen verursachten Verzerrung der Korrelationskurve auf das Messergebnis minimiert wird.

Die Phasenbestimmung durch Fourier-Analyse hat im Allgemeinen auch zur Folge, dass die überlagerten zufälligen Fehler ausgeglichen werden, weil die Fourier-Analyse eine spezielle Anwendung der Begriffe „kleinste Quadrate“ („Least Squares“) und „Orthogonalität“ in Bezug auf den Messfehler ist [23]. Der Phasenwinkel φ_d lässt sich aus den Koeffizienten der Fourier-Reihe oder aus dem Phasenspektrum der diskreten Fourier-Transformation (DFT bzw. FFT) berechnen, indem man in einer Periode $[0, T_0]$ N diskrete Werte $K_{12}(\tau_n)$ an äquidistanten Punkten $\tau_n = n \cdot T_0 / N$ ($n = 0, 1, \dots, N-1$) misst bzw. abtastet. Somit ergibt sich für die Korrelationsfunktion die Fourier-Reihe bis einschließlich der M -ten Harmonische in allgemeiner Darstellung:

$$K_{12}(\tau) = \frac{a_0}{2} + \sum_{m=1}^M [a_m \cos(m\omega_0\tau) + b_m \sin(m\omega_0\tau)] \quad (3.21)$$

mit $N \geq 2M + 1$. Die Koeffizienten a_m und b_m werden mit Hilfe der Gauß'schen Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt:

$$\begin{aligned} a_m &= \frac{2}{N} \sum_{n=0}^{N-1} K_{12}(\tau_n) \cos(m\omega_0\tau_n), & m = 0, 1, \dots, M \\ b_m &= \frac{2}{N} \sum_{n=0}^{N-1} K_{12}(\tau_n) \sin(m\omega_0\tau_n), & m = 1, \dots, M \end{aligned} \quad (3.22)$$

Den Phasenwinkel der Grundschiwingung erhält man durch

$$\varphi_1 = \arctan \frac{b_1}{a_1} \quad (3.23)$$

Alternativ kann man aus der diskreten Fourier-Transformierte

$$F_m = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} K_{12}(\tau_n) e^{-j2\pi \frac{mn}{N}}, \quad m = 0, 1, \dots, M \quad (3.24)$$

ebenfalls die Phase

$$\varphi_1 = \arctan \frac{-\operatorname{Im}\{F_1\}}{\operatorname{Re}\{F_1\}} \quad (3.25)$$

ermitteln.

Bei der PN-Modulation kann die Phasenlage prinzipiell auch über eine Geradengleichung der Diskriminatorkennlinie berechnet werden [24]. Diese Methode ist allerdings nur für ideale Modulationssignale bzw. ideale Korrelationskurven geeignet. Für nicht ideale Korrelationskurven, die z. B. aufgrund der beschränkten Flankensteilheit der Modulationssignale etwa gekrümmt oder gerundet aussehen, kann die Phasenlage durch Detektion vom Nulldurchgang oder Maximum sowie Minimum der Diskriminatorkennlinie bestimmt werden. Einige numerische Methoden zur Nulldurchgangsdetektion sind in [25] beschrieben.

3.3 Modulations- und Korrelationseigenschaften

3.3.1 Modellierung der PMD-Funktion

Zur Untersuchung der Modulations- und Korrelationseigenschaften des PMD wird ein Funktionsmodell für deterministische Signale eingeführt. Dieses Modell entspricht dem in Abschnitt 3.1 dargestellten Photogate-PMD. Es gilt aber im Allgemeinen auch für andere PMD-Empfangelemente.

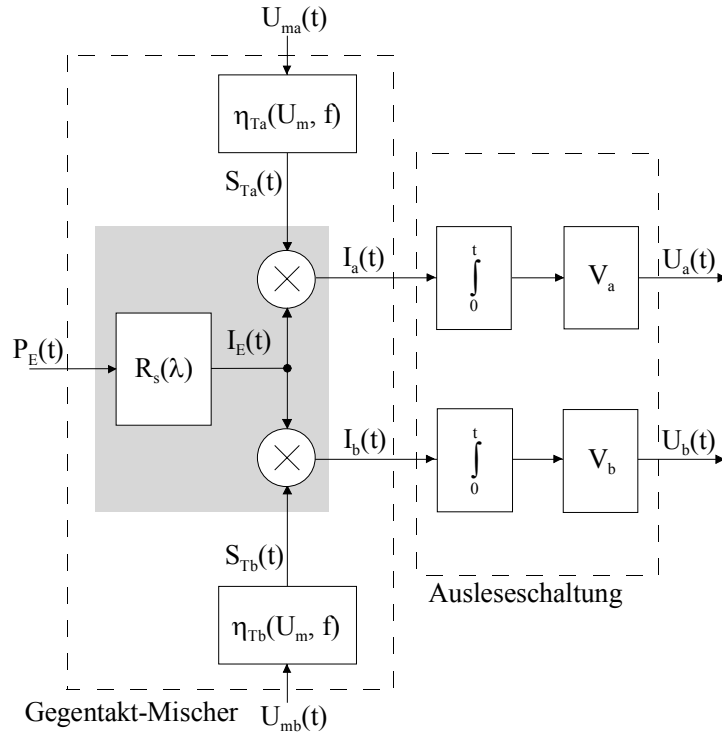


Bild 3.6 Blockschaltbild des Funktionsmodells der PG-PMDs

Wie im Blockschaltbild (**Bild 3.6**) dargestellt, wird die auf den photoempfindlichen Eingang des Strahlungsempfängers auftreffende Strahlungsleistung bzw. Energie $P_E(t)$ in eine elektrische Signalgröße, z. B. in einen Strom $I_E(t)$, umgewandelt. Es besteht eine lineare Beziehung zwischen $I_E(t)$ und $P_E(t)$, die für monochromatische Strahlung durch die spektrale Empfindlichkeit $R_s(\lambda)$ gegeben ist:

$$I_E(t) = R_s(\lambda) \cdot P_E(t) \quad (3.26)$$

mit

$$P_E(t) = P_{Bk} + D_F \cdot P_S(t - \tau_L) \quad (3.27)$$

Dabei ist $D_F \cdot P_S(t - \tau_L)$ das empfangene Echosignal, das gegenüber dem Sendesignal $P_S(t)$ um eine Laufzeit τ_L verzögert und einen Faktor D_F gedämpft ist. P_{Bk} repräsentiert die Hintergrundstrahlung.

Das umgewandelte Signal $I_E(t)$ wird durch die Modulation des lokal zugeführten Gegentaktsignal $U_{ma}(t) = U_0 + u_m(t)$ bzw. $U_{mb}(t) = U_0 - u_m(t)$ in zwei Kanäle als $I_a(t)$

und $I_b(t)$ aufgeteilt. Das Verhältnis der Aufteilung von $I_E(t)$ hängt von den Modulationseigenschaften des Empfangselements ab und wird hier durch einen Modulationswirkungsgrad η_T beschrieben. Im Allgemeinen ist η_T eine Funktion der Gegentaktspannung U_m (einschließlich der Vorspannung) und der Modulationsfrequenz f_m , d. h. $\eta_{T_{a,b}} = f(U_m, f_m)$. Bei einer gegebenen Vorspannung und Frequenz lässt sich η_T als eine Funktion der zwischen den beiden Modulationselektroden angelegten Potentialdifferenz $\Delta u_m(t) = U_{ma}(t) - U_{mb}(t)$ ausdrücken, $\eta_{T_{a,b}} = f(\Delta u_m)$. Die in **Bild 3.6** als $S_{Ta}(t)$ und $S_{Tb}(t)$ bezeichneten Signale repräsentieren dabei die über $\eta_T(\Delta u_m)$ transformierten äquivalenten Gegentakt-Mischsignale:

$$S_{Ta}(t) = \eta_{Ta}(\Delta u_m), \quad S_{Tb}(t) = \eta_{Tb}(\Delta u_m) \quad (3.28)$$

Nun erhält man aus den beiden Kanälen jeweils ein Mischprodukt $I_a(t)$ und $I_b(t)$ einfach durch die Multiplikation von $I_E(t)$ und $S_{Ta}(t)$ bzw. $S_{Tb}(t)$:

$$I_a(t) = S_{Ta}(t) \cdot I_E(t), \quad I_b(t) = S_{Tb}(t) \cdot I_E(t) \quad (3.29)$$

Die Integration von $I_a(t)$ und $I_b(t)$ über t liefert innerhalb eines bestimmten Zeitraums, d. h., bevor die Ausleseschaltung in die Sättigung geht, an den Ausgängen der Ausleseschaltung die Spannungen:

$$U_a(t) = V_a \cdot \frac{1}{C_{ia}} \int_0^t I_a(t) dt, \quad U_b(t) = V_b \cdot \frac{1}{C_{ib}} \int_0^t I_b(t) dt \quad (3.30)$$

Dabei sind V_a und V_b die Verstärkungsfaktoren der Ausleseschaltung. Aufgrund des symmetrischen Aufbaus werden bei weiterer Beschreibung der Funktionalität $C_{ia} = C_{ib} = C_i$ und $V_a = V_b = V_0$ angenommen, außer wenn es sich um unsymmetrische Auswirkungen auf die Messergebnisse handelt (s. Abschnitt 3.5). Setzt man Gl. (3.26) und (3.29) in Gl. (3.30) ein und legt die Integrationszeit T_{int} fest, so ergeben sich zum Zeitpunkt $t = T_{int}$ die Spannung zu

$$\begin{aligned}
 U_a &= \frac{V_0}{C_i} \int_0^{T_{int}} I_E(t) S_{Ta}(t) dt = \frac{V_0 R_s(\lambda)}{C_i} \int_0^{T_{int}} P_E(t) S_{Ta}(t) dt, \\
 U_b &= \frac{V_0}{C_i} \int_0^{T_{int}} I_E(t) S_{Tb}(t) dt = \frac{V_0 R_s(\lambda)}{C_i} \int_0^{T_{int}} P_E(t) S_{Tb}(t) dt
 \end{aligned}
 \tag{3.31}$$

Gl. (3.31) stellt einen Korrelationsprozess zwischen $I_E(t)$ bzw. $P_E(t)$ und $S_{Ta,b}(t)$ dar. Im Vergleich zur mathematischen Definition in Gl. (3.5) ist allerdings die Integrationszeit in Gl. (3.31) beschränkt, was zu einem fehlerhaften Korrelationsergebnis führen kann (s. Abschnitt 3.3.2).

Die im Unendlichen liegende obere Grenze des Integrals in Gl. (3.5) fordert bei einem realen System eine hinreichend lange Integrationszeit, die in der Praxis nicht immer erfüllt werden kann. Im Fall zweier periodischer Signale mit derselben Periodizität reicht es aber völlig aus, in einem endlichen Zeitintervall $\Delta t = T_{int} = nT_0$ das gleiche Korrelationsergebnis wie bei $T_{int} = \infty$ zu erhalten, wenn die beiden Signale $s_1(t)$ und $s_2(t)$ während der Integration stets vorhanden sind, da das Korrelationsprodukt unter diesen Voraussetzungen ebenfalls eine periodische Funktion mit der gleichen Periodendauer ist, wie bereits in Gl. (3.6) dargestellt wurde.

Somit kann man für zwei periodische Signale der Periodendauer T_0 die Korrelationsfunktion mit Kurzzeitintegration wie folgt ausdrücken:

$$K_{12}(\tau) = \frac{1}{T_{int}} \int_0^{T_{int}} s_1(t) s_2(t + \tau) dt, \quad \text{mit } T_{int} = n \cdot T_0, \quad n = 1, 2, 3, \dots
 \tag{3.32}$$

Wenn die Integrationszeit T_{int} nicht ein ganzzahliges Vielfaches von T_0 ist, kann es zu einer verzerrten Korrelationskurve führen. Dieser Zusammenhang wird später bei der Untersuchung von Korrelationsfehlern durch Kurzzeitintegration detailliert beschrieben.

Für die weitere Analyse und Simulation ist es notwendig, die Modulationscharakteristik des PMD zu modellieren. Hierzu soll zunächst anhand der im Labor gemessenen Modulationskennlinien ein mathematisches Modell entwickelt

werden. In **Bild 3.7** sind die diskreten Messdaten der Modulationskennlinien von zwei Photogate-PMDs mit unterschiedlichen Strukturen (PMD1: Z3-1-P2, PMD2: STP-60-2S) graphisch dargestellt. Die Modulationsfrequenz ist $f_m = 20$ kHz bei PMD1 und 10 kHz bei PMD2. Aus den Messdaten ist zu erkennen, dass der Verlauf im mittleren Bereich ($|\Delta u_m| \leq 100$ mV) nahezu linear und ab $|\Delta u_m| \geq 400$ mV „gesättigt“ ist. Außerdem ist der maximale Modulationswirkungsgrad $\eta_{T_{max}}$ kleiner als der ideale Wert von 1, was eine nicht hundertprozentige Ladungstrennung bedeutet, die auf mehrere Gründe zurückgeführt werden kann [26].

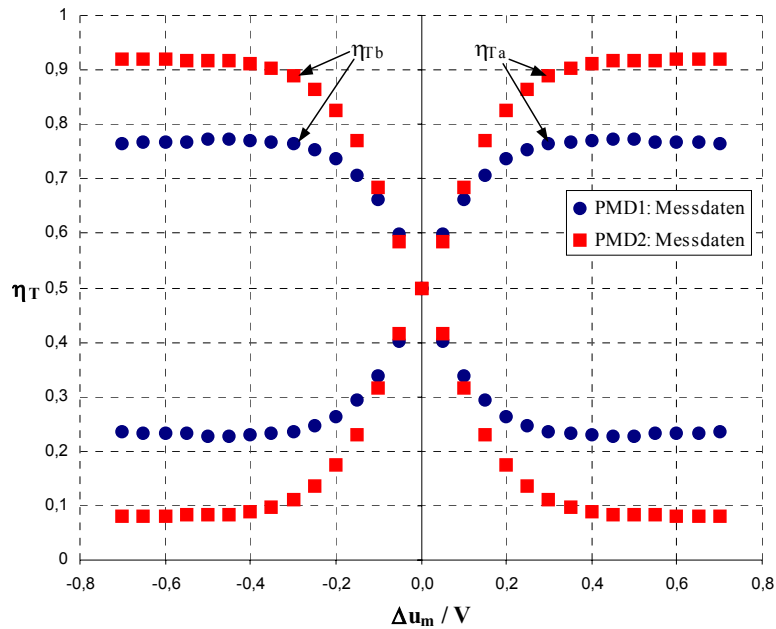


Bild 3.7 Messdaten der Modulationskennlinien der PG-PMDs

Die Modulationskennlinien solcher Verlaufsform können unter Berücksichtigung von

$$\eta_{T_a}(\Delta u_m) + \eta_{T_b}(\Delta u_m) \equiv 1 \quad (3.33)$$

und im symmetrischen Fall

$$\begin{aligned} \eta_{T_{a,b}}(\Delta u_m = 0) &= 0,5 \\ \eta_{T_{a,b\min}} &= 1 - \eta_{T_{a,b\max}} \end{aligned} \quad (3.34)$$

durch eine Hyperbeltangensfunktion wie folgt approximiert werden:

$$\begin{aligned} \eta_{Ta,b}(\Delta u_m) &= \pm \tanh(k_T \cdot \Delta u_m) \cdot \left(\frac{\eta_{Tmax} - \eta_{Tmin}}{2} \right) + 0,5 \\ &= \pm \tanh(k_T \cdot \Delta u_m) \cdot (\eta_{Tmax} - 0,5) + 0,5 \end{aligned} \quad (3.35)$$

Mit $\tanh(x) = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}}$ lässt sich Gl. (3.35) auch mit einer Exponentialfunktion darstellen:

$$\eta_{Ta,b}(\Delta u_m) = \left(\frac{2}{1 + e^{\mp 2k_T \cdot \Delta u_m}} - 1 \right) \cdot (\eta_{Tmax} - 0,5) + 0,5 \quad (3.36)$$

In Gl. (3.35) und (3.36) stehen 2 Parameter zum Anpassen der Messwerte zur Verfügung. Neben dem oben erwähnten maximalen Modulationswirkungsgrad η_{Tmax} ist k_T ein Faktor, der zur Anpassung der Kurven im Aussteuerbereich, also der Steigung bzw. der Modulationsempfindlichkeit des PMD dient und die Dimension [1/V] hat. Bei gleichem η_{Tmax} ist die Kurve im Aussteuerbereich umso steiler, je größer k_T ist. **Bild 3.8** zeigt die durch Gl. (3.35) bzw. Gl. (3.36) an die Messdaten approximierten Modulationskennlinien mit $\eta_{Tmax} = 0,77$, $k_T = 7$ [1/V] für PMD1 und $\eta_{Tmax} = 0,92$, $k_T = 5,2$ [1/V] für PMD2.

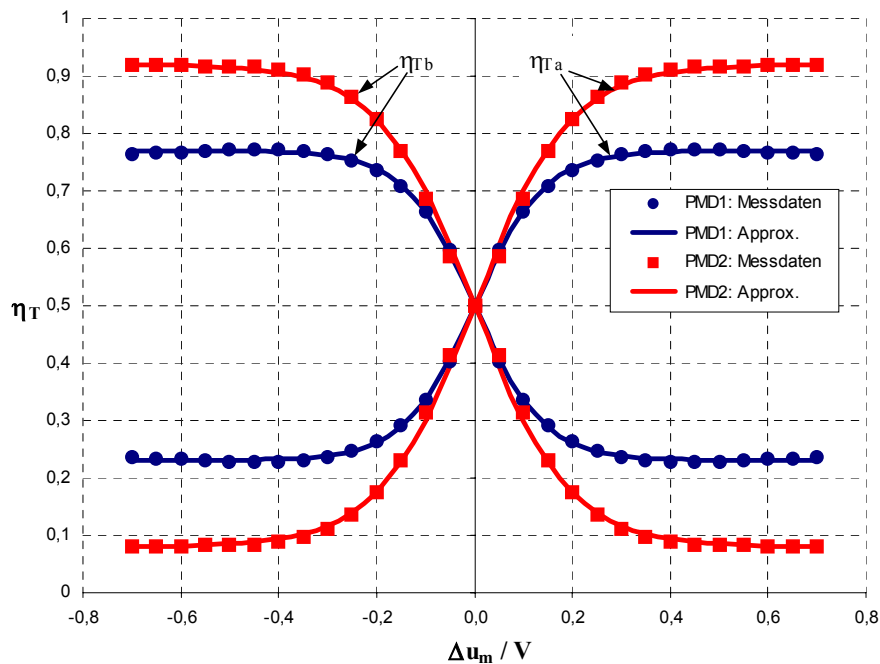


Bild 3.8 An die Messdaten approximierte Modulationskennlinien der PG-PMDs

3. Grundprinzipien und Eigenschaften der PMDs

Wie der Vergleich der approximierten Kurven mit den Messdaten in **Bild 3.8** zeigt, beschreibt Gl. (3.35) das Modulationsverhalten der PG-PMDs mit guter Näherung. Damit kann Gl. (3.28) zu Gl. (3.37) erweitert werden:

$$\begin{aligned} S_{Ta}(t) &= \tanh(k_T \cdot \Delta u_m) \cdot (\eta_{T_{\max}} - 0,5) + 0,5, \\ S_{Tb}(t) &= -\tanh(k_T \cdot \Delta u_m) \cdot (\eta_{T_{\max}} - 0,5) + 0,5 \end{aligned} \quad (3.37)$$

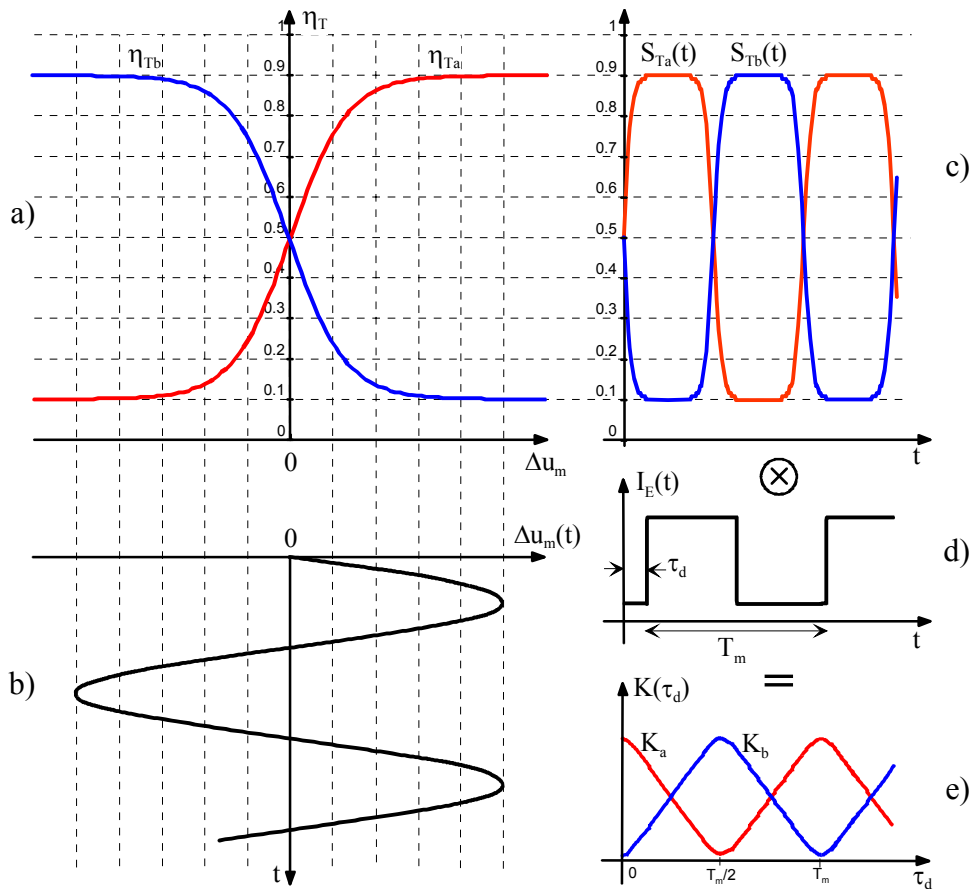


Bild 3.9 Graphische Darstellung des Modulation- und Korrelationsprozesses:
 a) Modulationskennlinie eines PMD, b) Gegentakt-Modulationssignal,
 c) transformiertes Gegentakt-Modulationssignal, d) Empfangssignal,
 e) Kreuzkorrelationsfunktion

Bild 3.9 veranschaulicht die Modulation- und Korrelationsprozesse der PMDs. Dabei wird für den PMD ein Sinussignal als Differenzspannung $\Delta u_m(t)$ der Gegentaktmodulation betrachtet und beim Empfangssignal $I_E(t)$ eine ideale Rechteckmodulation angenommen. Mit Hilfe der Modulationskennlinien wird das

sinusförmige Gegentakt-Modulationssignal zu einem äquivalenten Gegentakt-Mischsignal $S_{Ta}(t)$ bzw. $S_{Tb}(t)$ transformiert, welches sich nun für z. B. $\Delta u_m(t) > 0,5 \text{ V}$ annähernd wie ein Rechtecksignal verhält. Demnach entsteht das Korrelationsergebnis aus diesem verformten Gegentakt-Mischsignal und dem Empfangssignal.

Nach der Einführung des äquivalenten Gegentakt-Mischsignals $S_{Ta}(t)$ bzw. $S_{Tb}(t)$ ist es zweckmäßig, das im **Bild 3.6** dargestellte Blockschaltbild zu vereinfachen und zu erweitern, um weitere Eigenschaften des PMD aufzuzeigen. Dazu werden die Summe und Differenz der beiden Ausgangssignale $U_a(t)$ und $U_b(t)$ gebildet. Die Summe entspricht der Strahlungsintensität und die Differenz der Phasenlage.

Aus Gl. (3.31) erhält man die Summe und die Differenz der Ausgangsspannungen $U_a(t)$ und $U_b(t)$ bei laufender Integration:

$$\begin{aligned} U_{\Sigma}(t) &= U_a(t) + U_b(t) = \frac{V_0}{C_i} \int_0^t I_E(t) [S_{Ta}(t) + S_{Tb}(t)] dt, \\ U_{\Delta}(t) &= U_a(t) - U_b(t) = \frac{V_0}{C_i} \int_0^t I_E(t) [S_{Ta}(t) - S_{Tb}(t)] dt \end{aligned} \quad (3.38)$$

Nach Gl. (3.37) und unter Berücksichtigung von $\tanh(-x) = -\tanh(x)$ ergibt sich

$$\begin{aligned} S_{T\Sigma}(t) &= S_{Ta}(t) + S_{Tb}(t) \equiv 1 \\ S_{T\Delta}(t) &= S_{Ta}(t) - S_{Tb}(t) = 2(\eta_{\max} - 0,5) \tanh(k_T \cdot \Delta u_m) \end{aligned} \quad (3.39)$$

Gl. (3.38) lässt sich somit in folgender einfacher Form darstellen:

$$\begin{aligned} U_{\Sigma}(t) &= \frac{V_0}{C_i} \int_0^t I_E(t) dt, \\ U_{\Delta}(t) &= \frac{V_0}{C_i} \int_0^t I_E(t) S_{T\Delta}(t) dt \end{aligned} \quad (3.40)$$

Die Differenz der beiden Gegentaktssignale $S_{Ta}(t)$ und $S_{Tb}(t)$ wird nun als ein äquivalentes Mischsignal $S_{T\Delta}(t)$ dargestellt, das im Gegensatz zu $S_{Ta}(t)$ und $S_{Tb}(t)$ mittelwertfrei ist und eine verdoppelte Amplitude hat. **Bild 3.10a** zeigt das erweiterte Ersatzblockschaltbild des PG-PMD-Modells mit Summen- und Differenzbildung und

dessen vereinfachte Form für das Differenzsignal $U_{\Delta}(t)$ sowie das Summensignal $U_{\Sigma}(t)$. Dabei werden der Einfachheit halber die Konstante V_0 und C_i als 1 angenommen.

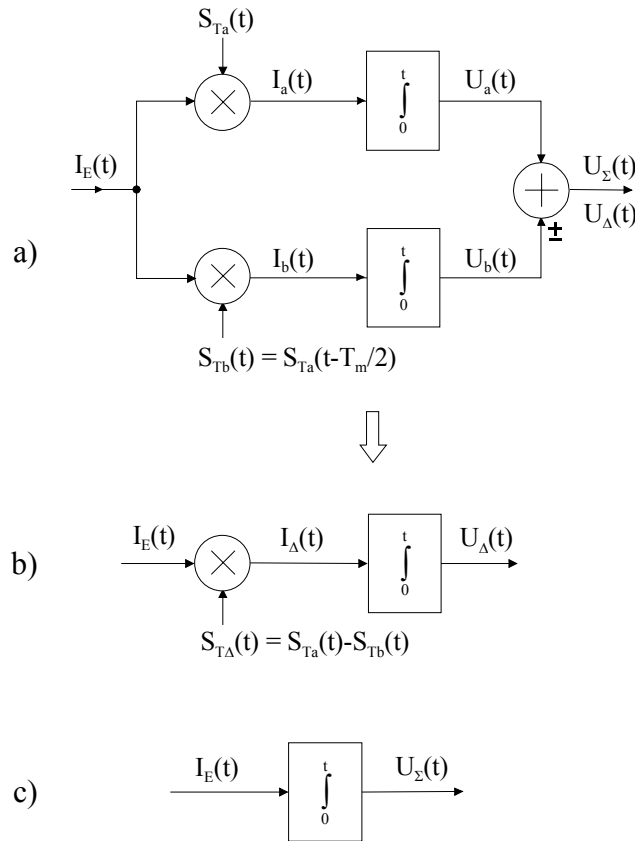


Bild 3.10 Das erweiterte Ersatzblockschaltbild des PMD-Funktionsmodells mit Summen- und Differenzbildung (a), und dessen vereinfachte Form für Differenzsignal $U_{\Delta}(t)$ (b) sowie Summensignal $U_{\Sigma}(t)$ (c)

Aus Gl. (3.40) bzw. **Bild 3.10** ist ersichtlich, dass der PMD für das Summensignal $U_{\Sigma}(t)$ wie ein Integrator und für das Differenzsignal wie ein Korrelator wirkt. Wird die Integration bis zu einer bestimmten Zeit $t = T_{int}$ durchgeführt und das Ergebnis durch T_{int} dividiert, so erhält man aus $U_{\Sigma}(T_{int})$ einen linearen Mittelwert, der der mittleren Intensität P_{E0} der Empfangsstrahlung bzw. I_{E0} des Photostroms in diesem Zeitraum entspricht. Gleichzeitig liefert $U_{\Delta}(t)$ einen Korrelationskoeffizienten, welcher die Information über die Phasenlage bzw. die Zeitverschiebung zwischen dem Empfangssignal und dem Gegentaktmodulationssignal enthält.

Da im Allgemeinen das Mischsignal $S_{T\Delta}(t)$ nicht dieselbe Form wie das Empfangssignal $I_E(t)$ hat, handelt es sich hierbei um eine Kreuzkorrelationsfunktion (KKF). Eine der wichtigen Eigenschaften des Korrelationsempfangs ist die hohe Selektivität und Störunterdrückung. Liegen beispielsweise ein mit dem Referenz- bzw. Mischsignal korreliertes Nutzsignal und ein unkorreliertes Störsignal vor, so kann durch den Korrelationsvorgang die Wirkung der Störung am Ausgang völlig unterdrückt werden und nur die Autokorrelationsfunktion (AKF) des korrelierten Nutzsignals übrig bleiben, wenn die Integrationszeit T_{int} nach der Korrelationsvorschrift unendlich ist. Dies bedeutet, dass beim praktischen Einsatz des Korrelators die Integrationszeit T_{int} hinreichend groß sein sollte, um eine wirkungsvolle Störunterdrückung zu gewährleisten. Diese Forderung ist aber nicht immer erfüllbar, da zum einen viele Industrieanwendungen eine möglichst kurze Messzeit verlangen, zum anderen die maximale Integrationszeit durch den Dynamikbereich des Integrators beschränkt wird und damit auch von der Lichtintensität abhängig ist. Es stellt sich nun die Frage, inwieweit die Integrationsdauer das Korrelationsergebnis beeinflusst. Im Folgenden soll der Zusammenhang zwischen der Integrationszeit und dem möglichen Korrelationsfehler sowie der Störunterdrückung des PMD näher betrachtet werden.

3.3.2 Mathematische Untersuchung und Simulation von Störunterdrückung des PMD

Um die Übersichtlichkeit zu erhöhen, wird zunächst die einfache Signalform – eine Cosinusfunktion – sowohl für empfangene Nutz- und Störsignale als auch für das Mischsignal (Referenzsignal) verwendet. Das Empfangssignal $I_E(t)$ besteht also aus einem mit der Frequenz f_m modulierten Nutzsignal $i_N(t)$, einem überlagerten Störsignal $i_x(t)$ der Frequenz f_x und einem Gleichstrom I_{E0} :

$$I_E(t) = i_N(t) + i_x(t) + I_{E0} = A_N \cos(\omega_m t - \varphi_N) + A_x \cos(\omega_x t - \varphi_x) + I_{E0} \quad (3.41)$$

Dabei sind φ_N und φ_x die Anfangsphasen der Nutz- und Störsignale zum Integrationszeitpunkt $t = 0$.

Unter der Annahme, dass der PMD mit einem Cosinus-Gegentaktsignal im linearen Bereich der Modulationskennlinie moduliert wird, ergibt sich für das äquivalente Mischsignal $S_{T\Delta}(t)$ aus (3.39) die Annäherung

$$S_{T\Delta}(t) = A_S \cos(\omega_m t - \varphi_S) \quad (3.42)$$

mit φ_S als Anfangsphase und $A_S = 2(\eta_{\max} - 0,5) \cdot k_T \cdot \hat{u}_m \leq 1$, wobei \hat{u}_m die Amplitude der Modulationsspannung ist.

Das Mischprodukt $I_\Delta(t) = I_E(t) \cdot S_{T\Delta}(t)$ ergibt sich aus Gl. (3.41) und (3.42) mit Hilfe des Additionstheorems $\cos \alpha \cdot \cos \beta = \frac{1}{2}[\cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta)]$ zu

$$\begin{aligned} I_\Delta(t) &= \frac{A_N A_S}{2} [\cos(\varphi_N - \varphi_S) + \cos(2\omega_m t - \varphi_N - \varphi_S)] \\ &+ \frac{A_x A_S}{2} [\cos((\omega_x - \omega_m)t - \varphi_x + \varphi_S) + \cos((\omega_x + \omega_m)t - \varphi_x - \varphi_S)] \\ &+ I_{E0} A_S \cos(\omega_m t - \varphi_S) \end{aligned} \quad (3.43)$$

und die Differenzspannung $U_\Delta(t)$ erhält man durch die laufende Integration von $I_\Delta(t)$:

$$\begin{aligned} U_\Delta(t) &= \int_0^t I_\Delta(t) dt \\ &= \frac{A_N A_S}{2} \cdot t \cdot \cos(\varphi_N - \varphi_S) \\ &+ \frac{A_N A_S}{4\omega_m} [\sin(2\omega_m t - \varphi_N - \varphi_S) + \sin(\varphi_N + \varphi_S)] \\ &+ \frac{A_x A_S}{2(\omega_x - \omega_m)} [\sin((\omega_x - \omega_m)t - \varphi_x + \varphi_S) + \sin(\varphi_x - \varphi_S)] \\ &+ \frac{A_x A_S}{2(\omega_x + \omega_m)} [\sin((\omega_x + \omega_m)t - \varphi_x - \varphi_S) + \sin(\varphi_x + \varphi_S)] \\ &+ \frac{I_{E0} A_S}{\omega_m} [\sin(\omega_m t - \varphi_S) + \sin \varphi_S] \end{aligned} \quad (3.44)$$

In Gl. (3.44) wird nur der erste Term zur Ermittlung der AKF-Kurve genutzt. Er wächst mit der Zeit linear an (Rampenfunktion) und die Steigung hängt von der Phasenlage $\varphi_N - \varphi_S$ ab. Die übrigen Mischprodukte, die jeweils aus einer Sinusfunktion und einem durch Anfangsphasen erzeugten Gleichanteil (DC-Offset) bestehen, sind unerwünscht und sollten möglichst unterdrückt werden, da sie zeitliche Schwankungen verursachen.

Aus dem zeitlichen Verlauf von $U_{\Delta}(t)$ kann der Verlauf der gesamten Korrelationsfunktion der beiden Signale $I_E(t)$ und $S_{T\Delta}(t)$ gebildet werden, indem man eine variierbare Zeit- bzw. Phasenverzögerung τ_v bzw. φ_v in eines der beiden zu korrelierenden Signale, z. B. $S_{T\Delta}(t)$, einfügt und punktweise für jede τ_v bzw. φ_v eine Messung mit einer ggf. großen Integrationszeit $t = T_{int}$ durchführt. Aus der Beziehung $\varphi = \omega\tau$ gilt für φ_N und φ_S

$$\begin{aligned}\varphi_N &= \varphi_m + \varphi_L = \varphi_m + \omega_m \tau_L \\ \varphi_S &= \varphi_m + \varphi_v = \varphi_m + \omega_m \tau_v \\ \varphi_d &= \varphi_N - \varphi_S = \omega_m (\tau_L - \tau_v) = \omega_m \tau_d\end{aligned}\tag{3.45}$$

mit φ_m als Phasenwinkel der Modulationsquelle für Sender und PMD. Der Einfachheit halber wird im Folgenden statt der Zeitverzögerung die Phasenverschiebung als Variable der Korrelationsfunktion verwendet. Somit erhält man bei der Division von $U_{\Delta}(T_{int})$ durch T_{int} die auf $\frac{A_N A_S}{2}$ normierte KKF:

$$\begin{aligned}K_{\Delta}(\varphi_v) &= \cos(\varphi_N - \varphi_S) \\ &+ \frac{1}{2\omega_m T_{int}} [\sin(2\omega_m T_{int} - \varphi_N - \varphi_S) + \sin(\varphi_N + \varphi_S)] \\ &+ \frac{A_x}{A_N (\omega_x - \omega_m) T_{int}} [\sin((\omega_x - \omega_m) T_{int} - \varphi_x + \varphi_S) + \sin(\varphi_x - \varphi_S)] \\ &+ \frac{A_x}{A_N (\omega_x + \omega_m) T_{int}} [\sin((\omega_x + \omega_m) T_{int} - \varphi_x - \varphi_S) + \sin(\varphi_x + \varphi_S)] \\ &+ \frac{2I_{E0}}{A_N \omega_m T_{int}} [\sin(\omega_m T_{int} - \varphi_S) + \sin \varphi_S]\end{aligned}\tag{3.46}$$

Der erste Term in Gl. (3.46) entspricht der auf 1 normierten idealen Autokorrelationsfunktion (AKF) von Nutzsinal und Mischsignal bei $T_{int} \rightarrow \infty$, die nur von der Phasenlage φ_d abhängig ist:

$$K_{\Delta id}(\varphi_d) = \cos(\varphi_d) \quad (3.47)$$

Die übrigen Terme können zusammen als ein Korrelationsfehler $K_{\Delta err}$ aufgefasst werden, der durch endliche Integrationszeit T_{int} entsteht. Aus Gl. (3.46) erkennt man, dass bei der Kurzzeitintegration der Korrelationsfehler nicht nur von T_{int} sondern auch von den Frequenzen f_m , $2f_m$, $f_x - f_m$ und $f_x + f_m$ abhängig ist. Das Verhältnis der Integrationszeit zu der Periodendauer der jeweiligen entsprechenden Frequenzen spielt also eine entscheidende Rolle. Mit $\beta_T = f_m T_{int} = T_{int} / T_m$ als der auf T_m normierten Integrationszeit und $\alpha_T = T_m / T_x = f_x / f_m$ als der auf f_m normierten Störfrequenz kann unter Verwendung von $\sin(\alpha) + \sin(\beta) = 2 \sin(\frac{\alpha + \beta}{2}) \cdot \cos(\frac{\alpha - \beta}{2})$ und $\text{si}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$ der Korrelationsfehler $K_{\Delta err}$ wie folgt ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} K_{\Delta err} = & \text{si}(2\pi\beta_T) \cos(2\pi\beta_T - \varphi_N - \varphi_S) \\ & + \frac{A_x}{A_N} \text{si}[\pi(\alpha_T - 1)\beta_T] \cos[\pi(\alpha_T - 1)\beta_T - \varphi_x + \varphi_S] \\ & + \frac{A_x}{A_N} \text{si}[\pi(\alpha_T + 1)\beta_T] \cos[\pi(\alpha_T + 1)\beta_T - \varphi_x - \varphi_S] \\ & + \frac{2I_{E0}}{A_N} \text{si}(\pi\beta_T) \cos(\pi\beta_T - \varphi_S) \end{aligned} \quad (3.48)$$

Aus Gl. (3.48) kann man folgende Erkenntnisse gewinnen:

1. Für $T_{int} \rightarrow \infty$ folgt $K_{\Delta err} = 0$, da alle si-Funktionen in Gl. (3.48) mit $\beta_T \rightarrow \infty$ zu null werden, während die Cosinusfunktionen für beliebige Integrationszeit T_{int} den Wert 1 nicht überschreiten. Man erhält in diesem Fall eine ideale, fehlerfreie Korrelationsfunktion (3.47).
2. Beim ganzzahligen β_T , d. h. $T_{int} = nT_m$ mit $T_m = 1/f_m$ und $n = 1, 2, 3, \dots$, verschwinden die durch das Nutzsinal selbst und den im Empfangssignal stets

vorhandenen Gleichanteil I_{E0} hervorgerufenen Fehler $K_{\Delta err,N}$ und $K_{\Delta err,DC}$ (der erste und letzte Term). Für nicht ganzzahliges β_T zeigt Gl. (3.48) implizit, dass die zur Ermittlung der Korrelationskurve eingeführte Verschiebungsvariable φ_v bzw. τ_v unterschiedliche Auswirkungen auf die Korrelationsfehler hat, wenn sie senderseitig in φ_N oder empfangsseitig in φ_S eingesetzt wird, weil φ_S in allen Fehlertermen vorhanden ist, während φ_N nur im ersten Fehlerterm existiert. Dies ist insbesondere für den Fehleranteil $K_{\Delta err,DC}$ von großer Bedeutung.

Setzt man voraus, dass die Anfangsphase φ_m des Modulationssignals für jeden Integrationsvorgang nach der Phasenverschiebung gleich gehalten wird, d. h., das Modulationssignal hat immer die gleiche Phasenlage zum Integrationszeitpunkt $t = 0$, und variiert man nun z. B. φ_S von 0 bis 2π , so treten die Teilfehler $K_{\Delta err,DC}$ und $K_{\Delta err,N}$ in Form von Cosinusfunktionen unterschiedlicher Amplitude und Phase in der Korrelationsfunktion auf. Die resultierende KKF ist zwar auch eine Cosinusfunktion, deren Phasenlage sich aber im Vergleich zu der idealen Korrelationsfunktion $K_{\Delta id}$ ändert, wenn die Summe $K_{\Delta err,DCN}$ von $K_{\Delta err,DC}$ und $K_{\Delta err,N}$ nicht genau gleichphasig oder gegenphasig mit $K_{\Delta id}$ ist. Verschiebt man φ_N statt φ_S , bleibt nur der durch das Nutzsignal hervorgerufenen Fehler $K_{\Delta err,N}$ in Form einer Cosinusfunktion. Der durch den Gleichstrom entstandene Fehler $K_{\Delta err,DC}$ erscheint dagegen als eine Konstante (DC-Offset) in der Korrelationsfunktion, die nur den Nulldurchgang der AKF-Kurve beeinflusst. Zur Verdeutlichung dieser Auswirkungen sind einige Zahlenbeispiele mit Hilfe von MATLAB-Simulation graphisch dargestellt. **Bild 3.11** zeigt die ideale AKF ($K_{\Delta id}$) und die fehlerhafte AKF (K_{Δ}), die unter folgenden Annahmen ermittelt wurde:

- das Verhältnis von Gleichstrom zu Nutzsignal $I_{E0}/A_N = 10$
- die normierte Integrationszeit $\beta_T = 1000.6$
- die der Laufzeit des Sendesignals entsprechende Phasenverzögerung $\varphi_L = 180^\circ$
- die Anfangsphase des Modulationssignals $\varphi_m = 30^\circ$
- die Phasenverschiebung φ_v auf der Empfängerseite

3. Grundprinzipien und Eigenschaften der PMDs

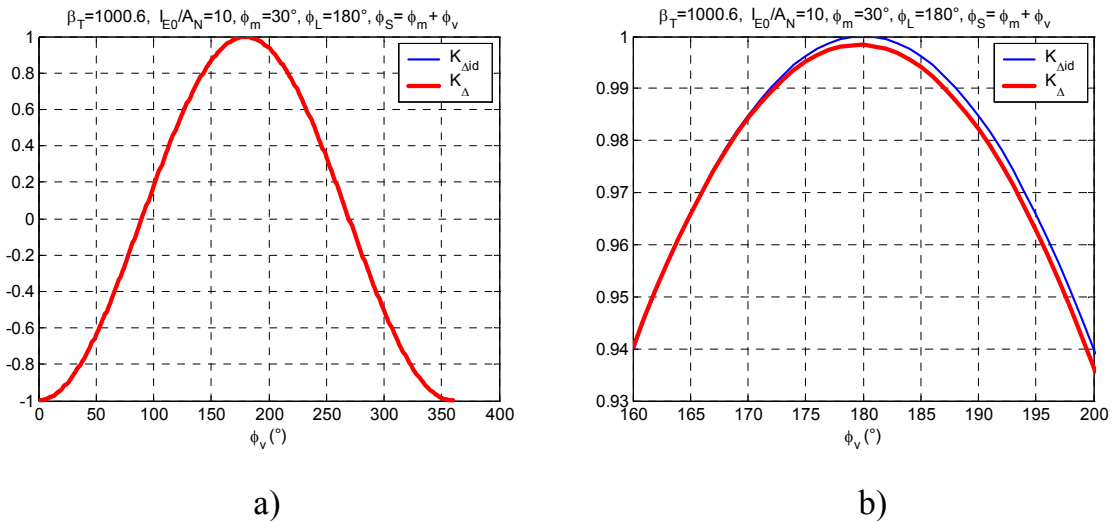


Bild 3.11 a) ideale und fehlerhafte Korrelationskurven, b) ein Ausschnitt von a)

In **Bild 3.12** sind die Fehlergrößen in Abhängigkeit von β_T und ϕ_v in zwei Fällen zum Vergleich nebeneinander dargestellt. Dabei zeigen **Bild 3.12** a) bis c) den Fall der Phasenverschiebung im Mischsignal und **Bild 3.12** d) bis f) im Sendesignal. Das Verhältnis I_{E0}/A_N ist im ersten Fall gleich 1 und im zweiten gleich 10. In **Bild 3.12** c) und f) wird dem Phasenfehler φ_{err} entsprechender Entfernungsfehler R_{err} in mm (rechte Achse) bei einer Modulationsfrequenz f_m von 20 MHz für $I_{E0}/A_N = 1$ und 10 zum Vergleich eingetragen.

Es wird deutlich, dass im ersten Fall die Fehlergröße etwa proportional zu I_{E0}/A_N ist und bei ungünstigem β_T sehr groß sein kann. Im Gegensatz dazu ist im zweiten Fall die Fehlergröße viel kleiner und zwar von I_{E0} unabhängig. Dies ist besonders für PMD ohne geeignete Maßnahme zur Fremdlichtunterdrückung wichtig, wenn die Hintergrundstrahlung sehr stark ist und T_{int} wegen der begrenzten Dynamik des Integrators relativ klein gewählt wird. Aus dieser Sicht ist es günstig, die Phasen- bzw. Zeitverschiebung im sendeseitigen Modulationssignal, d. h. in φ_N , durchzuführen, um den Korrelationsfehler bei Kurzzeitintegration möglichst klein zu halten.

3. Grundprinzipien und Eigenschaften der PMDs

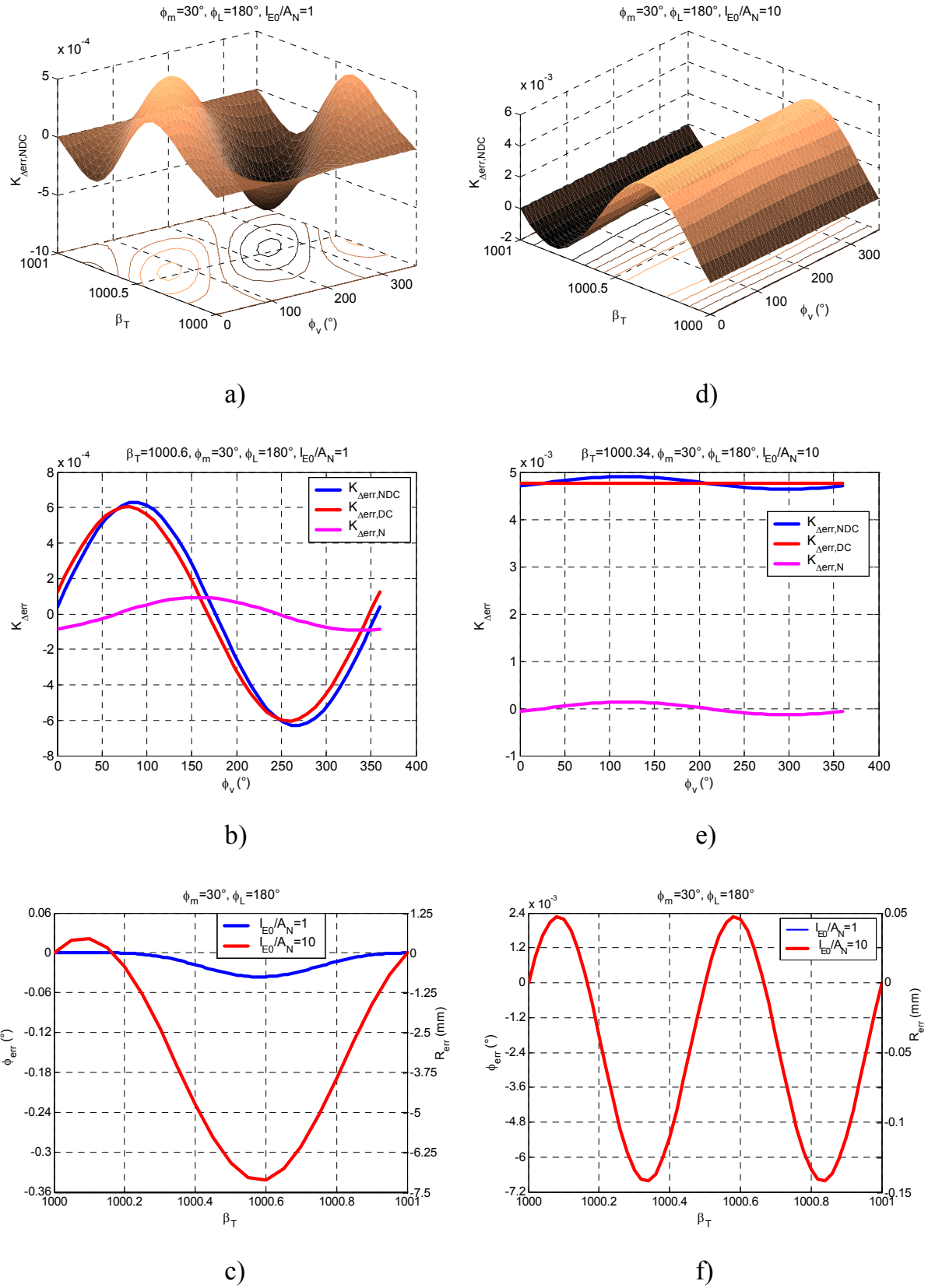


Bild 3.12 Beispiel der Fehlergrößen in Abhängigkeit von β_T und ϕ_v in zwei Fällen: Phasenverschiebung im Mischsignal (a bis c) und im Sendesignal (d bis f)

3. Die durch das Störsignal verursachte Fehlergröße (der zweite und dritte Term)

$$K_{\Delta err,x} = \frac{A_x}{A_N} \text{si}[\pi(\alpha_T - 1)\beta_T] \cos[\pi(\alpha_T - 1)\beta_T - \varphi_x + \varphi_S] + \frac{A_x}{A_N} \text{si}[\pi(\alpha_T + 1)\beta_T] \cos[\pi(\alpha_T + 1)\beta_T - \varphi_x - \varphi_S] \quad (3.49)$$

ist von der normierten Frequenz α_T und den Phasenlagen $\varphi_x - \varphi_S$ und $\varphi_x + \varphi_S$ abhängig. Da die Phase φ_x im Allgemeinen beliebige Werte annehmen kann, um die Frequenzabhängigkeit der Störunterdrückung graphisch darzustellen, geht man für den Frequenzgang vom ungünstigsten Fall („worst case“) aus. Setzt man die Cosinusfunktionen in Gl. (3.49) gleich 1 und nimmt den Absolutwert der einzelnen si-Funktionen, so lässt sich Gl. (3.49) umschreiben:

$$K_{\Delta err,xw}(\alpha_T, \beta_T) = \frac{A_x}{A_N} \{ |\text{si}[\pi(\alpha_T - 1)\beta_T]| + |\text{si}[\pi(\alpha_T + 1)\beta_T]| \} \quad (3.50)$$

Bild 3.13 veranschaulicht gemäß Gl. (3.50) die Wirkung der Störunterdrückung in Abhängigkeit von der normierten Frequenz α_T und der normierten Integrationszeit β_T bei Kurzzeitkorrelation. Dabei wurde $A_x/A_N = 1$ angenommen, d. h., das Störsignal die gleiche Amplitude bzw. Intensität wie das Nutzsignal hat. Es zeigt sich, dass der Hüllkurvenverlauf der Fehlergröße $K_{\Delta err,xw}$ bei $\alpha_T \gg 1$ proportional $2/(\pi\alpha_T\beta_T) = 0,64/(f_x T_{int})$ und im Bereich $\alpha_T \gg 0,5/\beta_T$ und $\alpha_T \ll 1$ gleich $0,64/\beta_T$ ist. In der Nähe von $\alpha_T \approx 1$ ist $K_{\Delta err,xw}$ eine si-Funktion (**Bild 3.13b**) und der Störsignalanteil im Korrelationsergebnis kann einen vergleichbaren Betrag wie das Nutzsignal haben. Dieser Bereich ist umso schmaler, je größer β_T ist. Für $\alpha_T \ll 1/\beta_T$ fällt der Verlauf unabhängig von β_T mit abnehmendem α_T linear ab, wenn β_T ganzzahlig ist (**Bild 3.13a,c**). Ist β_T nicht ganzzahlig, wird der Verlauf ab einer bestimmten Stelle von α_T bis zu $\alpha_T = 0$ ungefähr konstant bleiben (**Bild 3.13d**).

3. Grundprinzipien und Eigenschaften der PMDs

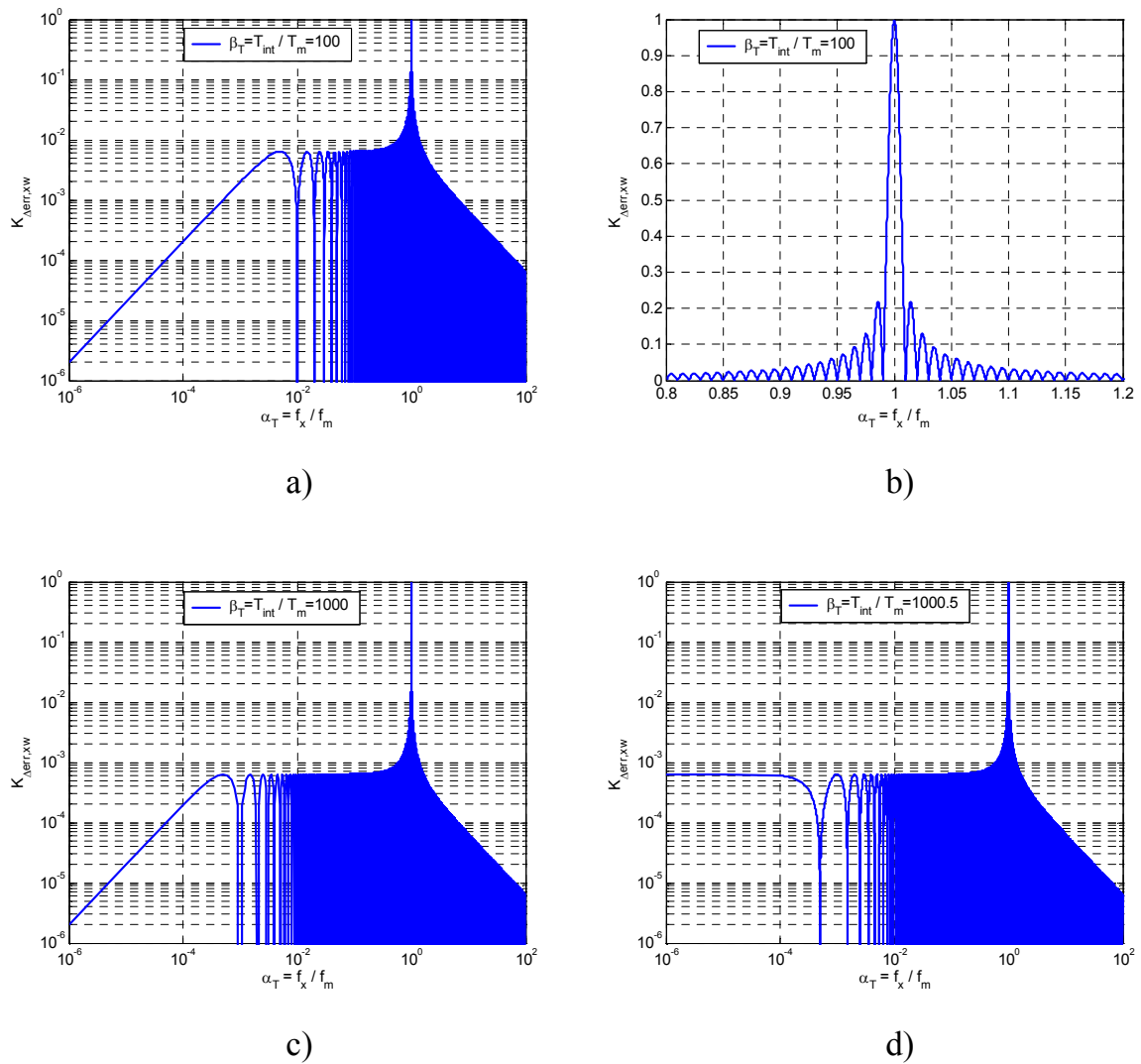


Bild 3.13 Störunterdrückung in Abhängigkeit von α_T und β_T bei Kurzzeitkorrelation

In **Bild 3.14** wird die Auswirkung des nicht ganzzahligen β_T auf Störunterdrückung bei niederfrequenten Störungen gezeigt, wobei in a) die Abhängigkeit der Störunterdrückung von α_T mit β_T als Parameter und in b) der Verlauf über β_T bei $\alpha_T = 1 \cdot 10^{-6}$ dargestellt ist. Den Maximalwert erreicht $K_{Aerr,xw}$, wenn der Bruchteil von β_T gleich 0,5 ist, da in diesem Fall der Gleichanteil und die niederfrequente Störung, die innerhalb einer Modulationsperiode als Konstante betrachtet werden kann, eine Halbperiode mehr oder weniger integriert, d. h. nicht kompensiert werden.

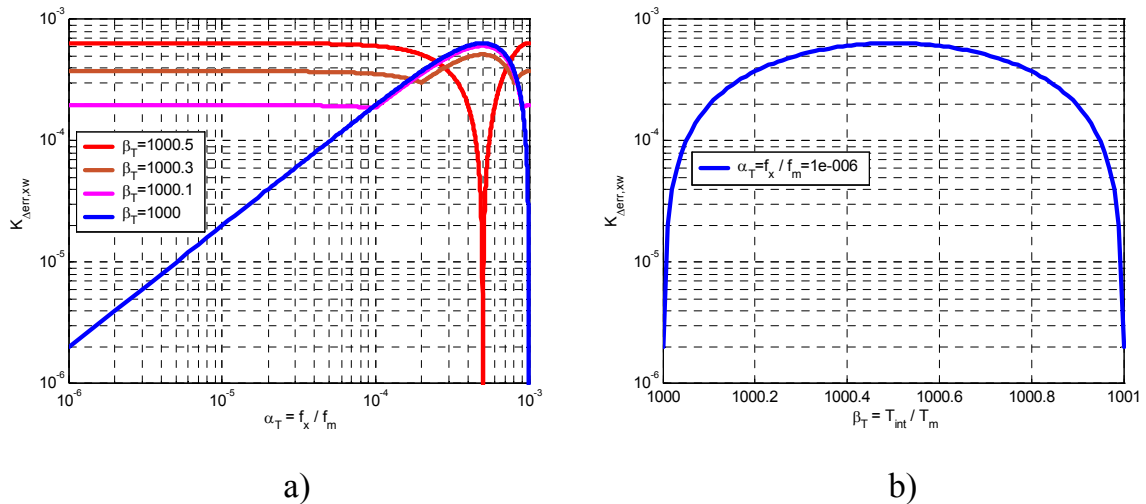


Bild 3.14 Auswirkung des nicht ganzzahligen β_T auf Störunterdrückung bei niederfrequenten Störungen: a) die Abhängigkeit der Störunterdrückung von α_T mit β_T als Parameter und b) der Verlauf über β_T bei $\alpha_T = 1 \cdot 10^{-6}$

Bisher wurden die Gegentaktmischung und die Kurzzeitintegration im Zeitbereich beschrieben. Anschließend wurden das Korrelationsprodukt und der Korrelationsfehler ermittelt. Bei der angenommenen einfachen Signalform (Cosinussignal) für Empfangs- und Mischsignal bietet die Spektralanalyse im Frequenzbereich auch einen guten Überblick über die Störunterdrückungseigenschaften. Die im Zeitbereich als Multiplikation beschriebene Mischung entspricht im Frequenzbereich einer Faltung und die Integration einer Multiplikation.

Bild 3.15 zeigt schematisch den Korrelationsprozess im Frequenzbereich mit den Spektren der jeweiligen beteiligten Signale ohne Berücksichtigung der Anfangsphasen, da sich die Spektren betragsmäßig durch den Phasengang nicht ändern. Ebenfalls wird das Spektrum des Kurzzeitintegrators, der sich im Zeitbereich als die Differenz zweier Sprungsignale $\sigma(t) - \sigma(t-T_{int})$ oder als eine um $T_{int}/2$ verschobene Rechteckfunktion $rect(\frac{t-T_{int}/2}{T_{int}})$ darstellen lässt, als eine si-Funktion ohne zusätzlichen Phasengang betrachtet.

3. Grundprinzipien und Eigenschaften der PMDs

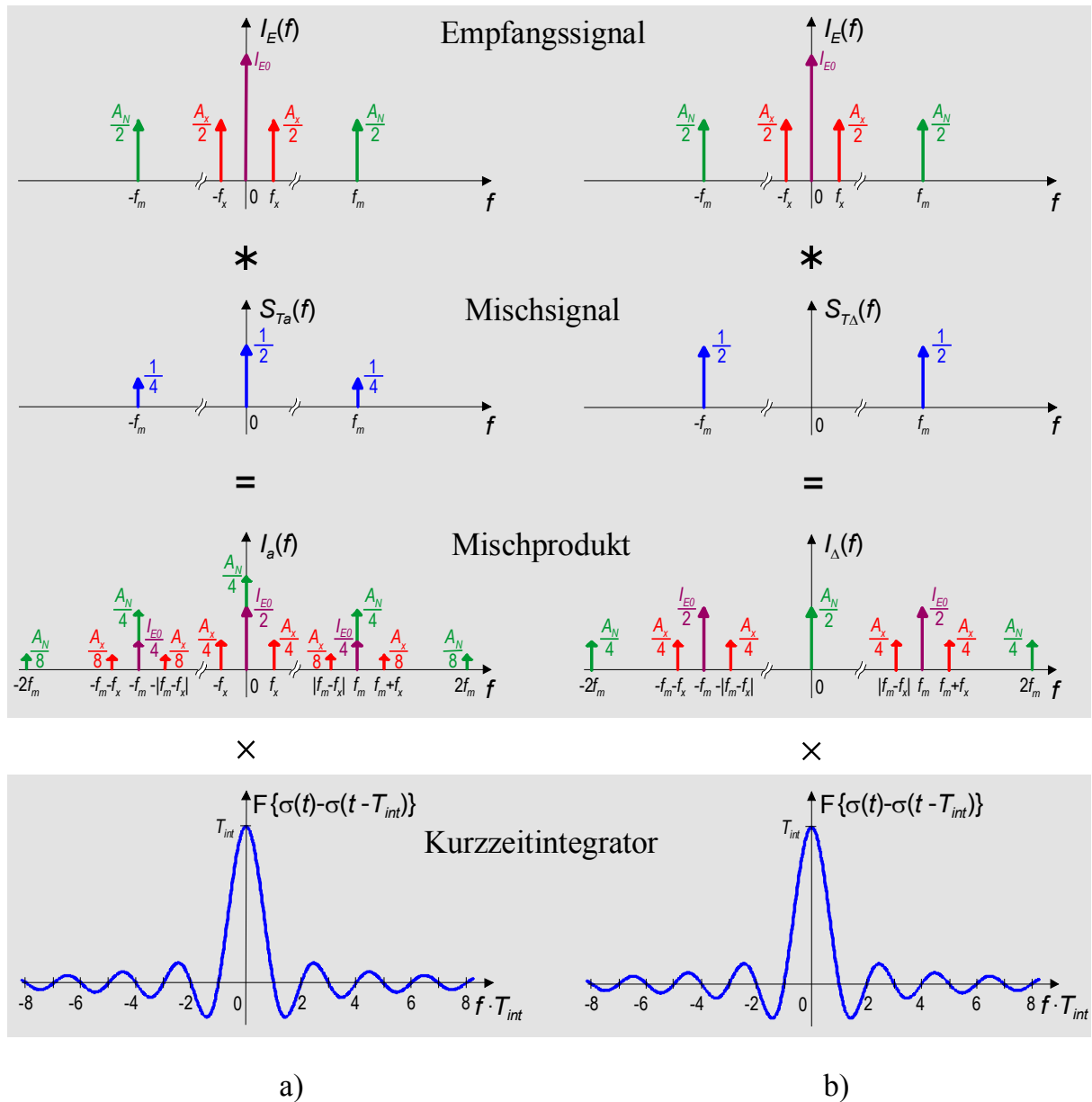


Bild 3.15 Schematische Darstellung des Korrelationsprozesses im Frequenzbereich mit den Spektren der jeweiligen beteiligten Signale: a) ohne Differenzbildung (aus einem Kanal), b) mit äquivalenter Differenzbildung (Gegentaktmischung)

Um den Beitrag der Gegentaktmischung zur Unterdrückung gewisser unerwünschter Mischprodukte aufzuzeigen, werden die Spektren in **Bild 3.15a)** von einem der beiden Kanäle, d. h. ohne Differenzbildung, und in **Bild 3.15b)** mit äquivalenter Gegentaktmischung, die den Gl. (3.41) bis (3.43) entspricht (mit $A_S = 1$), parallel dargestellt. Es zeigt sich, dass im Mischprodukt der Gegentaktmischung die

Störfrequenz f_x wegfällt. Dies ist sehr vorteilhaft zur Unterdrückung von niederfrequenten Störsignalen, da sie im höheren Frequenzbereich um f_m an den Stellen $f_m - f_x$ und $f_m + f_x$ verschoben sind und durch den als selektiver Filter wirkenden Kurzzeitintegrator stark gedämpft werden können.

Darüber hinaus besteht nach der Differenzbildung die resultierende Gleichstromkomponente, die zur Ermittlung der AKF genutzt wird, nur noch aus dem Nutzsignal. Der ursprünglich im Empfangssignal vorhandene Gleichstrom I_{E0} wird an der Stelle $f=f_m$ verschoben, was zu Gunsten der Systemdynamik beiträgt. Es ist auch klar zu erkennen, dass zur gezielten vollständigen Unterdrückung von unerwünschten Komponenten die Integrationszeit T_{int} so gewählt werden soll, dass ein Nulldurchgang der si-Funktion an dieser Stelle liegt. Die aus I_{E0} stammende und nun bei $f=f_m$ auftretende Störkomponente wird z. B. mit $T_{int} = nT_m$ vollständig unterdrückt. Was eventuell schwer zu unterdrücken ist, sind diejenigen Störsignale, die sehr nahe am Nutzsignal liegen, da in diesem Fall eine sehr lange Integrationszeit erforderlich ist, um sie genügend zu dämpfen.

Im Vorangehenden wurden die grundlegenden Eigenschaften der Kurzzeitkorrelation bezüglich der Fehler- bzw. Störunterdrückung mit cosinusförmigen Modulationssignalen für Sender und PMD detailliert beschrieben und diskutiert. Die daraus gezogenen Schlussfolgerungen gelten im Allgemeinen auch für Rechteckmodulation, die im Folgenden noch kurz betrachtet werden soll. Die Vorgehensweise ist analog zur Behandlung der Sinusmodulation.

Das Rechtecksignal der Periode T_m kann als Fourier-Reihe dargestellt werden, die alle ungeraden Harmonischen der Grundfrequenz ω_m enthält [27]. Es gilt für das Empfangssignal

$$\begin{aligned}
 I_E(t) &= i_N(t) + i_x(t) + I_{E0} \\
 &= \frac{4A_N}{\pi} \sum_{q=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{q} \sin(q\omega_m t - q\varphi_N) + A_x \sin(\omega_x t - \varphi_x) + I_{E0}
 \end{aligned}
 \tag{3.51}$$

und für das äquivalente Mischsignal

$$S_{T\Delta}(t) = \frac{4A_S}{\pi} \sum_{p=1,3,5\dots}^{\infty} \frac{1}{p} \sin(p\omega_m t - p\varphi_S) \quad (3.52)$$

Durch Mischung und laufende Integration entsteht am Ausgang die Differenzspannung

$$\begin{aligned} U_{\Delta}(t) &= \int_0^t I_E(t) S_{T\Delta}(t) dt \\ &= \frac{8A_S A_N}{\pi^2} \sum_{p=1,3,5\dots}^{\infty} \frac{t \cdot \cos[p(\varphi_S - \varphi_N)]}{p^2} \\ &\quad - \frac{8A_S A_N}{\pi^2} \sum_{p=1,3,5\dots}^{\infty} \frac{1}{p^2} \cdot \frac{\sin[2p\omega_m t - p(\varphi_S + \varphi_N)] + \sin[p(\varphi_S + \varphi_N)]}{2p\omega_m} \\ &\quad + \frac{8A_S A_N}{\pi^2} \sum_{p=1,3,5\dots}^{\infty} \sum_{\substack{q=1,3,5\dots \\ q \neq p}}^{\infty} \frac{1}{pn} \left\{ \frac{\sin[(p-q)\omega_m t - (p\varphi_S - q\varphi_N)] + \sin(p\varphi_S - q\varphi_N)}{(p-q)\omega_m} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sin[(p+n)\omega_m t - (p\varphi_S + q\varphi_N)] + \sin(p\varphi_S + q\varphi_N)}{(p+q)\omega_m} \right\} \\ &\quad + \frac{2A_S A_x}{\pi} \sum_{p=1,3,5\dots}^{\infty} \frac{1}{p} \left\{ \frac{\sin[(p\omega_m - \omega_x)t - (p\varphi_S - \varphi_x)] + \sin(p\varphi_S - \varphi_x)}{p\omega_m - \omega_x} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sin[(p\omega_m + \omega_x)t - (p\varphi_S + \varphi_x)] + \sin(p\varphi_S + \varphi_x)}{p\omega_m + \omega_x} \right\} \\ &\quad - \frac{4A_S I_{E0}}{\pi} \sum_{p=1,3,5\dots}^{\infty} \frac{\cos(p\omega_m t - p\varphi_S) - \cos(p\varphi_S)}{p^2 \omega_m} \end{aligned} \quad (3.53)$$

Im Vergleich zur Sinusmodulation erzeugt die Rechteckmodulation theoretisch eine unendliche Vielzahl von Mischprodukten. Nur der erste Term in Gl (3.53) ist zur Ermittlung der AKF erwünscht und die anderen können zu Messfehler führen. Setzt man $t = T_{int}$ in $U_{\Delta}(t)$ und dividiert es durch T_{int} , so erhält man nach einigen mathematischen Umformungen die auf $A_S \cdot A_N$ normierte ideale AKF

$$K_{\Delta id}(\varphi_d) = \frac{8}{\pi^2} \sum_{p=1,3,5\dots}^{\infty} \frac{1}{p^2} \cos(p\varphi_d) \quad \text{mit } \varphi_d = \varphi_S - \varphi_N \quad (3.54)$$

und den ebenfalls auf $A_S \cdot A_N$ normierten Korrelationsfehler

$$\begin{aligned}
 K_{\Delta err} = & \frac{-8}{\pi^2} \sum_{p=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{p^2} \text{si}(2\pi p \beta_T) \cos[2\pi p \beta_T - p(\varphi_S + \varphi_N)] \\
 & + \frac{8}{\pi^2} \sum_{p=1,3,5,\dots}^{\infty} \sum_{\substack{q=1,3,5,\dots \\ q \neq p}}^{\infty} \frac{1}{pq} \{ \text{si}[\pi(p-q)\beta_T] \cos[\pi(p-q)\beta_T - (p\varphi_S - q\varphi_N)] \\
 & - \text{si}[\pi(p+q)\beta_T] \cos[\pi(p+q)\beta_T - (p\varphi_S + q\varphi_N)] \} \\
 & + \frac{2A_x}{\pi A_N} \sum_{p=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{p} \{ \text{si}[\pi(p-\alpha_T)\beta_T] \cos[\pi(p-\alpha_T)\beta_T - (p\varphi_S - \varphi_x)] \\
 & - \text{si}[\pi(p+\alpha_T)\beta_T] \cos[\pi(p+\alpha_T)\beta_T - (p\varphi_S + \varphi_x)] \} \\
 & + \frac{4I_{E0}}{\pi A_N} \sum_{p=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{p} \text{si}(\pi p \beta_T) \sin(\pi p \beta_T - p\varphi_S)
 \end{aligned} \tag{3.55}$$

Unter den gleichen Bedingungen wie bei der Cosinusmodulation gezeigte Beispiele ergeben sich ähnliche Ergebnisse. Die AKF in **Bild 3.16a**) hat nun statt eines sinus-einen dreieckförmigen Verlauf. Der vergrößerte Ausschnitt (**Bild 3.16b**) zeigt jedoch aufgrund der beschränkten Anzahl ($p = 1,3,5,\dots,99$) der Oberwellen in der Simulation eine leicht abgerundete Spitze der AKF. Im Vergleich zu **Bild 3.12** sind die Verläufe der Korrelationsfehler in **Bild 3.17** eckig geworden, aber die Tendenz ist ähnlich.

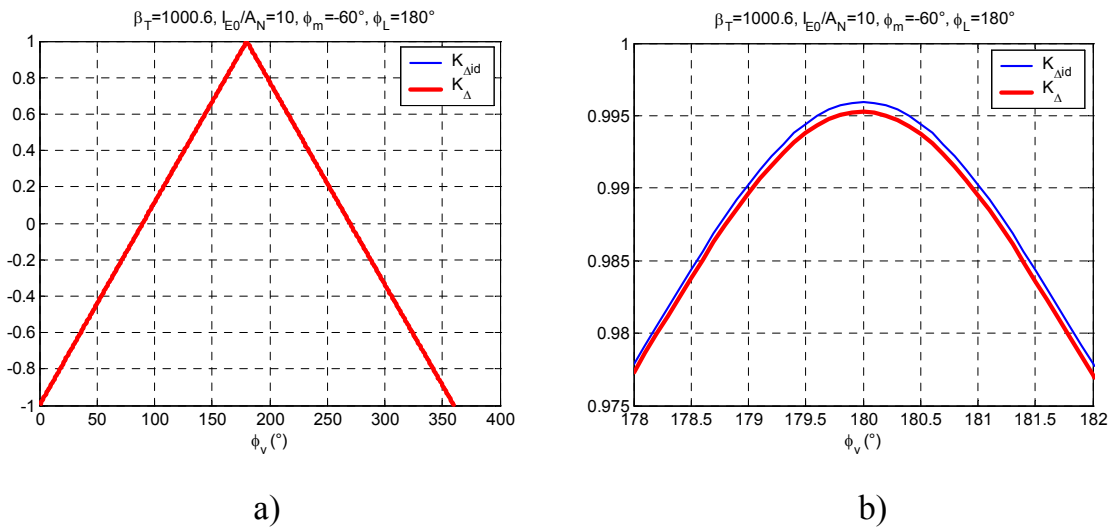


Bild 3.16 a) ideale und fehlerhafte Korrelationskurven bei Rechteckmodulation, b) ein Ausschnitt von a)

3. Grundprinzipien und Eigenschaften der PMDs

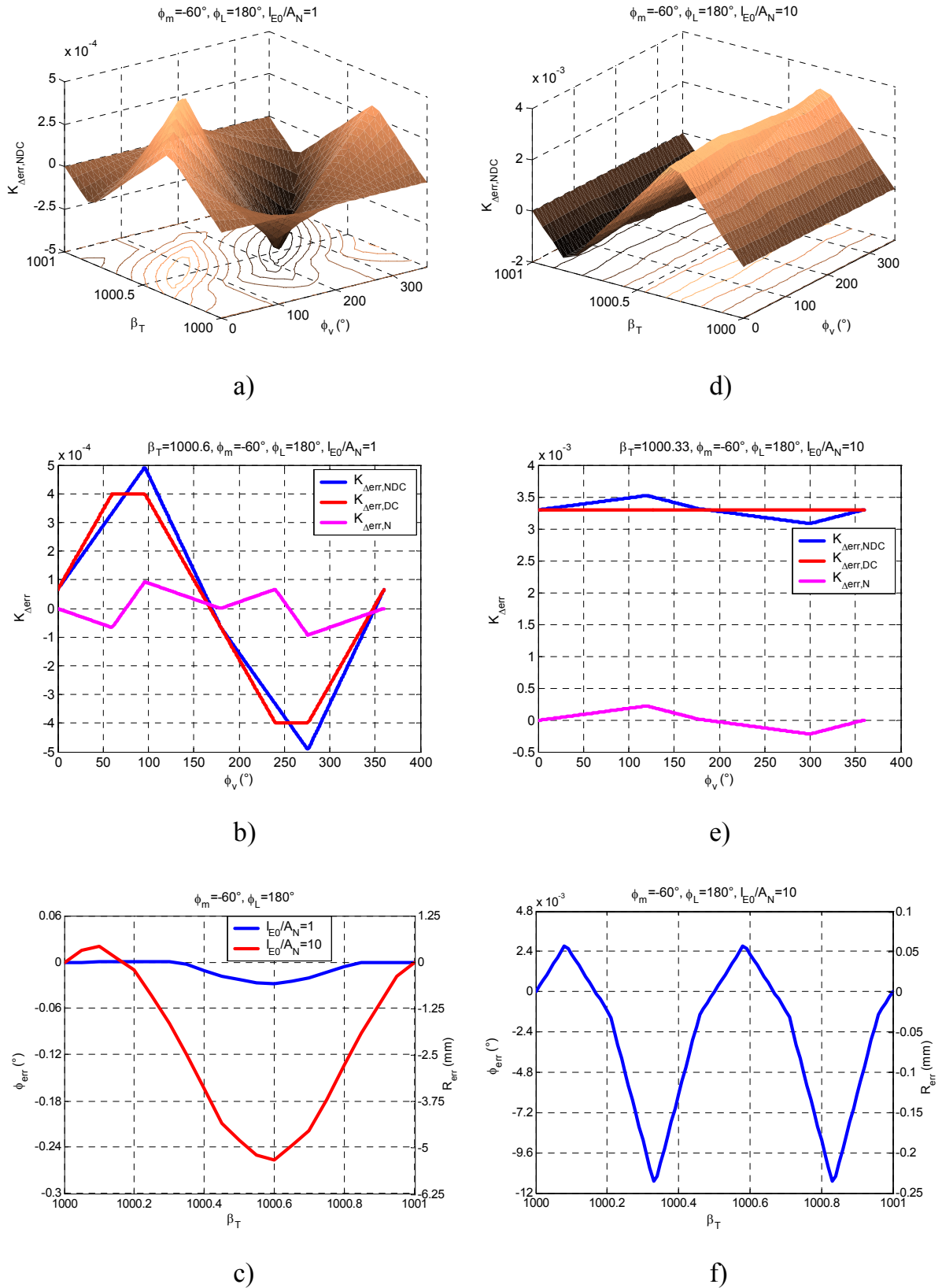


Bild 3.17 Beispiel der Fehlergrößen in Abhängigkeit von β_T und ϕ_v bei der Rechteckmodulation mit konstanter Anfangsphase ϕ_m in zwei Fällen: Phasenverschiebung im Mischsignal (a bis c) und im Sendesignal (d bis f)

3. Grundprinzipien und Eigenschaften der PMDs

In der obigen Simulation wurde angenommen, dass die Anfangsphase φ_m des Modulationssignals mit dem Integrationsvorgang synchronisiert ist, d. h., das Modulationssignal besitzt denselben Phasenwinkel φ_m bei $t=0$ für jeden Integrationsprozess. Wenn dies nicht der Fall ist, nämlich im unsynchronisierten Betrieb, dann hat das Modulationssignal jedes Mal zum Integrationszeitpunkt $t=0$ eine zufällige Phase. In diesem Fall erscheint der durch I_{E0} entstandene Korrelationsfehler $K_{\Delta err, DC}$ auch bei sendeseitiger Phasenverschiebung nicht mehr konstant, sondern stochastisch und deshalb treten auch größere Messfehler auf, wie die Simulationsergebnisse in **Bild 3.18** zeigt.

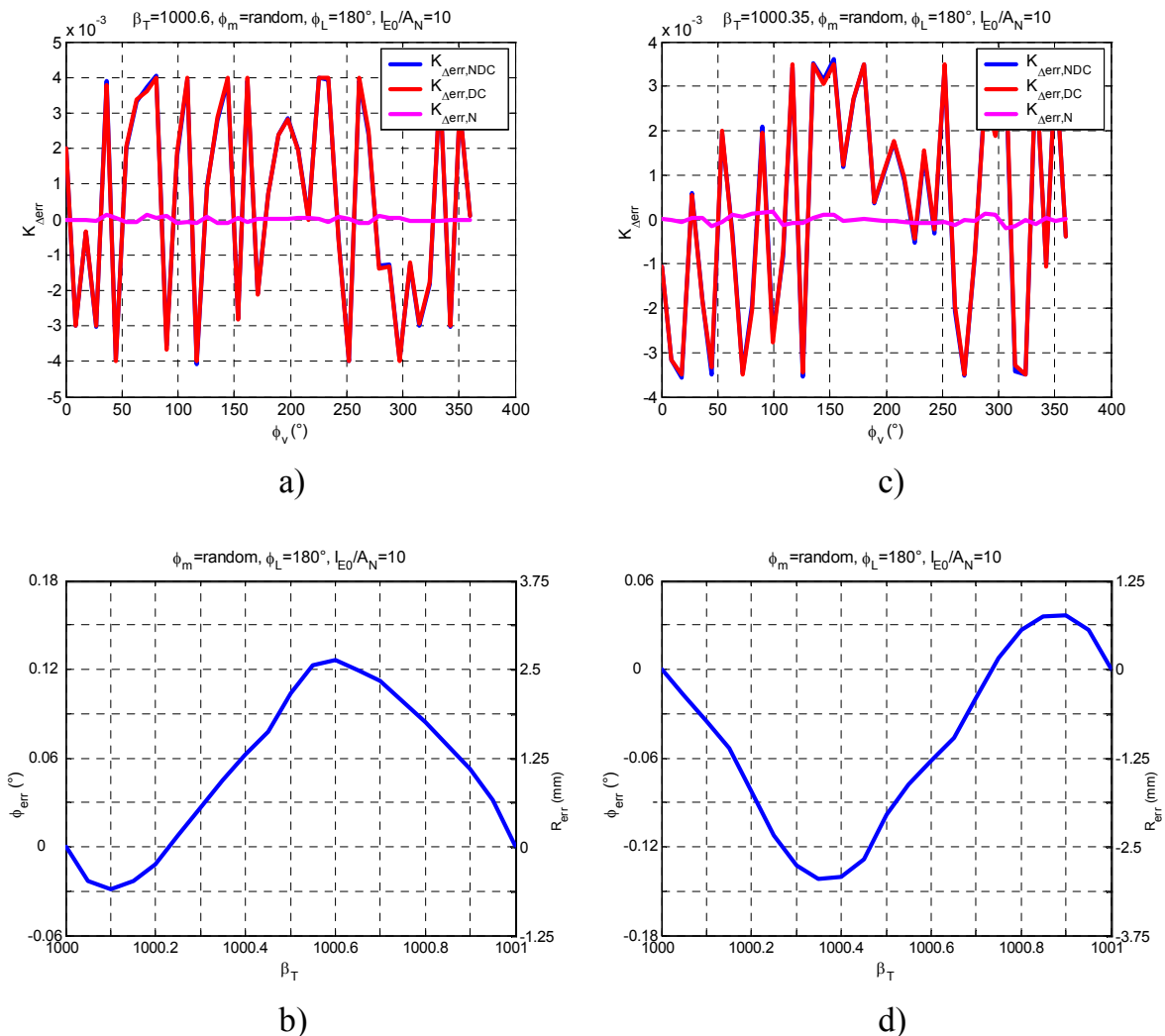


Bild 3.18 Beispiel der Fehlergrößen in Abhängigkeit von β_T und φ_v bei der Rechteckmodulation mit gleichverteilt zufälliger Anfangsphase φ_m in zwei Fällen: Phasenverschiebung im Mischsignal (a, b) und im Sendesignal (c, d)

Die Zusammenhänge zwischen der Stör- bzw. Hintergrundlichtunterdrückung und der Integrationszeit sowie der Anfangsphase des Modulationssignals sind auch im Zeitbereich anhand verschiedener Signalverläufe klar zu sehen. Ferner kann man sich im Fall der Rechteckmodulation das in Bild 3.10a) bzw. b) dargestellte PMD-Modell als so genanntes „Correlated Balanced Sampling“ (CBS) [28] vorstellen, da die Multiplikation des Eingangssignals mit einem Rechteckimpuls einer natürlichen Abtastung entspricht. Die Abtastimpulse lassen sich bei idealen Rechteckimpulsen folgendermaßen ausdrücken:

$$S_{Ta}(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{rect}\left(\frac{t-nT_m}{T_m/2}\right) = \text{rect}\left(\frac{t}{T_m/2}\right) * \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t-nT_m)$$

$$S_{Tb}(t) = S_{Ta}(t - T_m/2) = \text{rect}\left(\frac{t-T_m/2}{T_m/2}\right) * \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t-nT_m)$$
(3.56)

Durch Differenzbildung von $S_{Ta}(t)$ und $S_{Tb}(t)$ ergibt sich ein äquivalenter mittelwertfreier Abtastimpuls $S_{T\Delta}(t)$

$$S_{T\Delta}(t) = S_{Ta}(t) - S_{Tb}(t) = \left[\text{rect}\left(\frac{t}{T_m/2}\right) - \text{rect}\left(\frac{t-T_m/2}{T_m/2}\right) \right] * \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t-nT_m)$$
(3.57)

mit dem man nun die Gegentaktmischung als zwei Abtastphasen betrachten kann, nämlich eine positive und eine negative Abtastung, die dem positiven und negativen Teil dieses äquivalenten Abtastimpulses entsprechen, wie in **Bild 3.19** dargestellt.

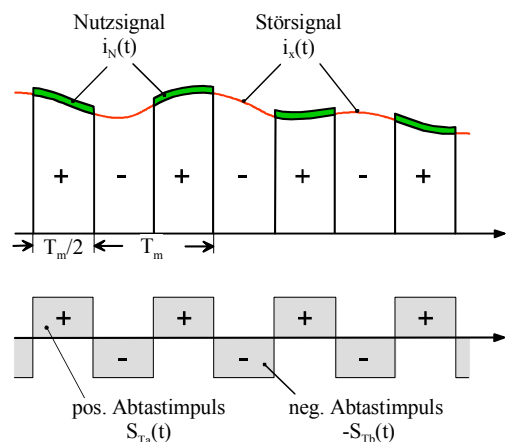


Bild 3.19 Schematische Darstellung zum „Correlated Balanced Sampling“ (CBS)

Für den zeitlichen Verlauf des Ausgangssignals gilt

$$\begin{aligned}
 U_{\Delta}(t) &= \int_0^t I_E(t) S_{T\Delta}(t) dt \\
 &= \int_0^t I_E(t) \cdot \left\{ \text{rect}\left(\frac{t}{T_m/2}\right) - \text{rect}\left(\frac{t-T_m/2}{T_m/2}\right) \right\} * \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t-nT_m) \Bigg\} dt
 \end{aligned} \tag{3.58}$$

Die Mittelwertbildung aller positiven und negativen Abtastproben liefert einen Korrelationskoeffizienten, der idealerweise nur von der Phasenlage zwischen dem Abtastimpuls und dem korrelierten Nutzsignal abhängt. Ist das Nutzsignal mit dem positiven oder negativen Abtastimpuls phasengleich, wird es nur „positiv“ oder „negativ“ abgetastet und mit der größten Steigung akkumuliert, während die unkorrelierten Komponenten nach einer gewissen Zeit, je nach der Frequenz, zu null oder zu einem Teil kompensiert werden. Zum Beispiel werden die Beiträge der konstanten Hintergrundstrahlung und des sich relativ langsam ändernden Störsignals in jeder der zwei unmittelbar hintereinander stehenden Abtastproben aufgrund der symmetrischen positiven und negativen Abtastungen komplett eliminiert und die nahe bei der Abtastfrequenz liegenden Störkomponenten durch hinreichend viele Abtastproben unterdrückt. **Bild 3.20** zeigt die zeitlichen Verläufe verschiedener Signale mit normierten Amplituden und normierter Zeit bei einem angenommenen Empfangssignal, das aus einem rechteckförmigen Nutzsignal $i_N(t)$ und einem cosinusförmigen Störsignal $i_x(t)$ sowie einem Gleichstromanteil $I_{E0} = 5$ besteht:

$$I_E(t) = i_N(t) + i_x(t) + I_{E0} = \text{rect}\left(\frac{t-T_m/4-\tau_L}{T_m/2}\right) * \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t-nT_m) + 0,5[\cos(\omega_x t) + 1] + 5$$

Der DC-Offset in Nutz- und Störsignalen ist hierbei nicht der Hintergrundstrahlung I_{E0} zugeordnet, damit die realen Verläufe der Teilsignale $U_{\Delta,N}(t)$ (Nutzsignal) und $U_{\Delta,x}(t)$ (Störsignal) sowie $U_{\Delta,E0}(t)$ (Hintergrundstrahlung) am Ausgang im Einzelnen korrekt dargestellt werden. In **Bild 3.20** a) und b) werden unterschiedliche Phasenlagen für den Abtastimpuls und das Nutzsignal angenommen, um deren Auswirkung auf einzelne Komponenten des Ausgangssignals aufzuzeigen. Es ist deutlich zu sehen,

3. Grundprinzipien und Eigenschaften der PMDs

dass der empfangene Gleichstromanteil I_{E0} am Ausgang zu einem dreieckigen Teilsignal $U_{\Delta E0}$ mit folgenden Charakteren umgewandelt wird:

- die Periode ist gleich der Abtastperiode T_m ;
- die Spitze-Spitze-Amplitude bleibt konstant;
- der DC-Offset hängt von der Phasenlage des Abtastsignals ab;
- die Nulldurchgänge sind immer an den Stellen, wo t ganzzahliges Vielfaches von T_m ist.

Außerdem ist anzumerken, dass mit erhöhter Abtast- bzw. Modulationsfrequenz die Spitze-Spitze-Amplitude kleiner wird.

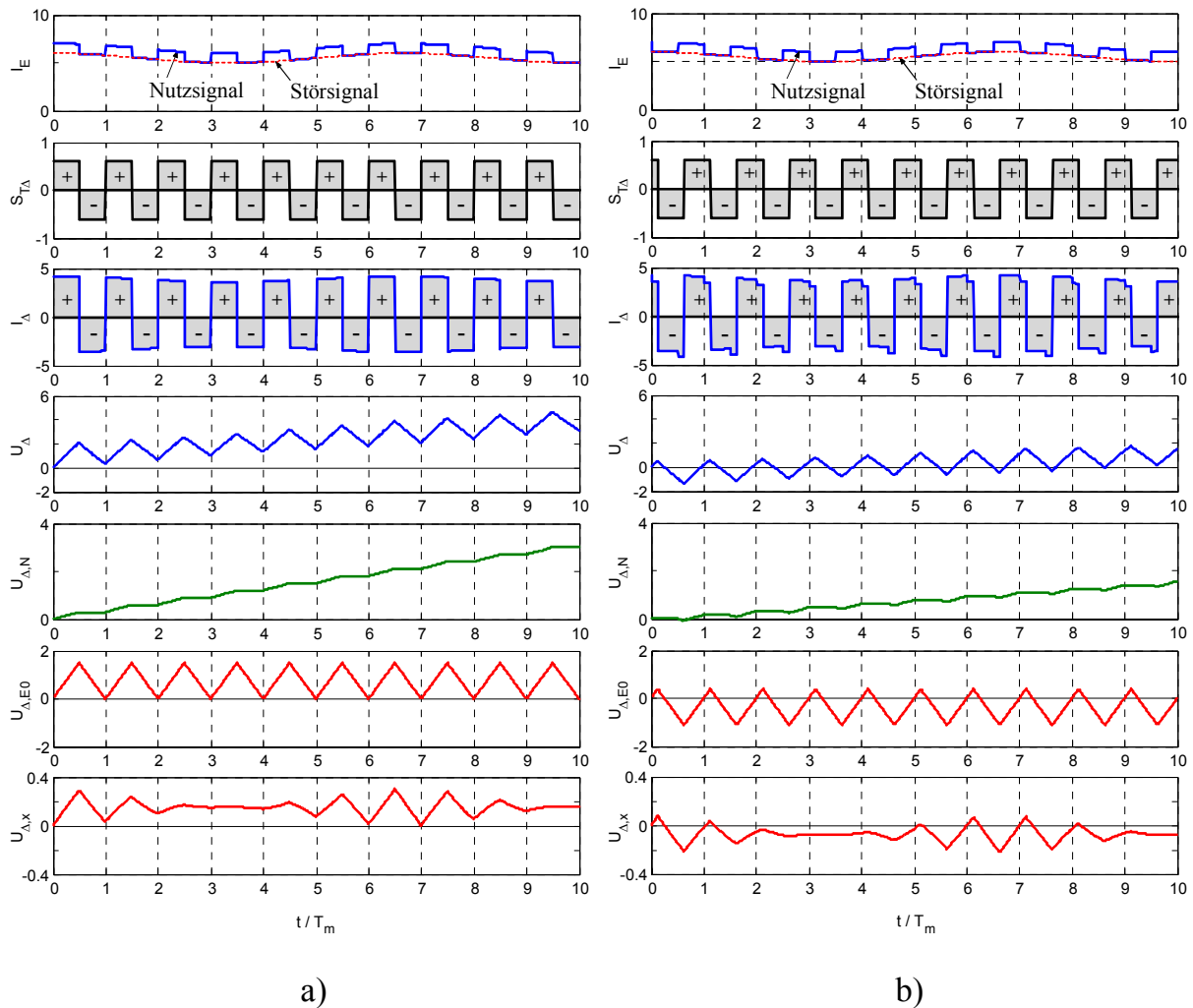


Bild 3.20 Beispiel für die zeitlichen Verläufe verschiedener Signale mit normierten Amplituden und Zeit bei unterschiedlichen Phasenlagen der Empfangs- und Abtastsignale in a) und b)

3.4 Betriebsarten des PMD und Einfluss der Signalform auf die Korrelationsfunktion

Im vorigen Abschnitt wurden die möglichen Messfehler durch Kurzzeitkorrelation mit idealen Rechteck- oder Sinussignalen als Modulationssignal behandelt. Bei nicht idealen Modulationssignalen können weitere systematische Messfehler wegen der verformten Korrelationskurve auftreten. Außerdem sind die Messwerte durch unvermeidbares Rauschen stets mit statistischen (zufälligen) Fehlern behaftet. Die systematischen Messfehler sind prinzipiell korrigierbar, wenn sie bekannt sind. Statistische Messfehler lassen sich durch Wiederholung derselben Messung und Mittelwertbildung oder durch Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses (S/N) reduzieren. Da das PMD-Funktionsprinzip auf dem „Schaukel-Prozess“ der Ladungen durch Gegentaktmodulation beruht und die Auswertung der Messwerte aus der Differenz der beiden Ausgangssignale erfolgt, ist die statistische Messunsicherheit nicht nur vom S/N der einzelnen Kanäle, sondern auch vom „Kontrast“ zwischen den beiden Ausgangssignalen abhängig. Der Kontrast (auch Modulationskontrast genannt) wird üblicherweise definiert als

$$KONTRAST = \frac{U_{\max} - U_{\min}}{U_{\max} + U_{\min}} = \frac{U_{AC}}{U_{DC}} \quad (3.59)$$

und für Photogate-PMD beim symmetrischen Betrieb gilt

$$KONTRAST = \frac{U_{a,\max} - U_{b,\min}}{U_{a,\max} + U_{b,\min}} = \frac{U_{b,\max} - U_{a,\min}}{U_{a,\max} + U_{b,\min}} = \frac{|U_{\Delta,\max}|}{U_{\Sigma}} = \frac{|K_{\Delta,\max}|}{K_{\Sigma}} \quad (3.60)$$

Der Kontrast beschreibt hierbei das Verhältnis der durch korrelierte Signale erzeugte maximale Differenzanteil der Ausgangssignale ($|U_{\Delta,\max}|$ bzw. $|K_{\Delta,\max}|$) zu dem Summensignal (U_{Σ} bzw. K_{Σ}). Er hängt von der Modulationstiefe des Sendesignals, der Fremdlichtstrahlung, dem Dunkelstrom, dem Modulationswirkungsgrad des PMD und der Modulationssignalform ab. Ein Kontrastwert von 1 bedeutet eine vollständige (100%) Trennung der Gesamtladung, bei einem Kontrast von 0 verteilt sich die Ladung gleichmäßig zu den beiden Ausgangskanälen.

Um eine gegebene Messunsicherheit zu gewährleisten, sind ein ausreichender Kontrast und ein genügender Signal-Rauschabstand erforderlich. Der Zusammenhang zwischen der Entfernungsunsicherheit und dem Kontrast ist in [29] und die Messunsicherheit in Abhängigkeit vom S/N in [30] zu finden. An dieser Stelle soll nur noch der Einfluss der Modulationssignale auf die Phasenlage der Korrelationskurve und auf den Kontrast mit Hilfe von MATLAB simulativ untersucht werden, um mögliche Messfehler zu erkennen und zu ermitteln bzw. durch geeignete Maßnahmen verringern zu können. Hierzu werden 3 Betriebsarten, nämlich CW-Modulation mit Rechtecksignalen, mit Sinussignalen sowie mit Rechteck- und Sinussignalen in Betracht gezogen.

3.4.1 CW-Modulation mit Rechtecksignalen

Für Rechteckmodulation, d. h. Sender und PMD-Empfänger sind beide mit Rechtecksignalen moduliert, kann im idealen Fall ein höchster Kontrastwert nach Gl. (3.60) bis zu 1 (100%) erzielt werden. In realen PMD-Sensorsystemen mit den derzeitigen PG-PMD-Chips erhält man jedoch den Kontrast ohne Fremdlicht nur bis zu ca. 0,4. Die Ursachen sind, wie bereits erwähnt, vielseitig. Es soll im Folgenden der Einfluss verschiedener Faktoren, z. B. die Modulationskennlinien η_T des PMD, der Modulationsgrad η_m des Sendesignals und die Signalform, auf die Korrelationskurven und den Kontrast anhand von praktischen Beispielen durch Simulationsergebnisse aufgezeigt werden. Dabei werden die in der Simulation verwendeten Rechtecksignale mit Exponentialfunktionen angenähert und durch die Anstiegs- und Abfallzeiten t_r , t_f (10% auf 90%) sowie das Tastverhältnis („duty cycle“) D charakterisiert. Außerdem wird die Modulationsfrequenz $f_m = 20$ MHz gewählt und bei der Simulation unter Berücksichtigung der PMD-Transfercharakteristik die mittels Gl. (3.35) angenäherten Modulationskennlinien von Z3_1_P2 (PMD1, $\eta_{Tmax} = 0,77$, $k_T = 7$ [1/V]) verwendet. Dementsprechend wird die für diesen Chip optimierte Spitze-Spitze-Amplitude des PMD-Modulationssignals von 0,6 V genommen, während die Amplitude des Sendesignals auf 1 normiert ist. Die sonstigen Parameter sind in **Tabelle 1** für 8 Simulationsfälle gegeben.

In der Tabelle und in folgenden Bildern repräsentieren $s_1(t)$ das empfangene Sendesignal, $s_2(t)$ und $s_3(t)$ die Gegentakt-Modulationssignale, $S_{Ta}(t)$ und $S_{Tb}(t)$ die durch PMD-Modulationskennlinien transformierten äquivalenten Gegentakt-Mischsignale; $K_{\Delta}(\tau)$ die Differenz und $K_{\Sigma}(\tau)$ die Summe von $K_{I2}(\tau)$ und $K_{I3}(\tau)$: $K_{\Delta}(\tau) = K_{I2}(\tau) - K_{I3}(\tau)$, $K_{\Sigma}(\tau) = K_{I2}(\tau) + K_{I3}(\tau)$ mit $K_{I2}(\tau) = s_1(\tau) \otimes s_2(\tau)$ bzw. $s_1(\tau) \otimes S_{Ta}(\tau)$, $K_{I3}(\tau) = s_1(\tau) \otimes s_3(\tau)$ bzw. $s_1(\tau) \otimes S_{Tb}(\tau)$. Die Größe $\Delta\varphi$ ist die Phasendifferenz zwischen dem ersten und dem jeweiligen Simulationsbeispiel. ΔR ist die entsprechende Differenz der Entfernungen. Die Phasen bzw. die Entfernungen werden nach der Auswertmethode einer 8-Punkte-FFT ermittelt. In allen Bildern ist der Kontrast als Funktion der Verschiebungszeit τ dargestellt. Es zeigt sich, dass der Kontrastverlauf innerhalb einer Periode zwei Maxima besitzt, die bei symmetrischem Betrieb gleich sind und der Definition in Gl. (3.60) entsprechen. Beim unsymmetrischen Betrieb, z. B. bei einem Tastverhältnis des Gegentaktsignals $D \neq 50\%$, sind sie im Allgemeinen unterschiedlich groß, so dass in der Tabelle der Kontrast durch den Mittelwert der beiden Maxima gegeben ist.

Bei der ersten Simulation, die als Vergleichsbasis dient, handelt es sich um einen etwa idealen Fall, d. h., dass alle Modulationssignale sehr kurze Anstiegs- und Abfallzeiten und 50%-Duty-Cycle besitzen und das Sendesignal durchmoduliert ($\eta_m = 1$) ist. In diesem Fall ergibt sich ein nahezu 100% Kontrast (s. **Bild 3.21a** und **Tabelle 1**). Im Unterschied zur ersten Simulation ist bei der zweiten nun die PMD-Transfercharakteristik berücksichtigt und dadurch der Kontrast aufgrund des niedrigen Modulationswirkungsgrad ($\eta_{Tmax} = 0,77$) auf 53,8% reduziert worden (s. **Bild 3.21b** und **Tabelle 1**). Die dritte Simulation entspricht einem realen Fall und der Kontrast verringert sich um weitere 12 Prozent (s. **Bild 3.22b** und **Tabelle 1**), von dem ca. 8% auf den Modulationsgrad des Senders ($\eta_m = 0,85$) und 4% auf die anderen Parameter (Duty-Cycle und Flankensteilheit der Modulationssignale) zurückzuführen sind. In den Fällen 4 bis 8 wurden die Einflüsse der Impulsverformung auf die Auswertung der Phasen und die Entfernung durch Variieren einzelner Parameter simuliert.

Tabelle 1 Simulationsbeispiele und Ergebnisse:

Simulation		1	2	3	4a/b	5a/b	6a/b	7a/b	8a/b
$s_1(t)$	$t_r=t_f$ (ns)	0,1	0,1	2,0	2,2/1,8	2,0	2,0	2,0	2,2
	D (%)	50	50	51	51	52/50	51	51	52
	η_m	1	1	0,85	0,85	0,85	0,85	0,85	0,85
$s_2(t), s_3(t)$	$t_r=t_f$ (ns)	0,1	0,1	4,0	4,0	4,0	4,4/3,6	4,0	4,4/3,6
	D (%)	50	50	51	51	51	51	52/50	52/50
	η_{Tmax}	-	0,77	0,77	0,77	0,77	0,77	0,77	0,77
$Kontrast$ (%)		99,7	53,8	42,4	42,2/ 42,6	41,4/ 43,2	42,3/ 42,4	42,1/ 42,5	41,1/ 41,3
$\Delta\varphi$ (°)		0,000	0,084	-2,702	-2,090/ -3,313	-1,010/ -4,412	-3,598/ -1,811	-4,425/ -1,005	-2,756/ 2,178
ΔR (mm)		0,0	1,7	-56,3	-43,5/ -69,0	-21,0/ -91,9	-75,0/ -37,7	-92,2/ -20,9	-57,4/ 45,4

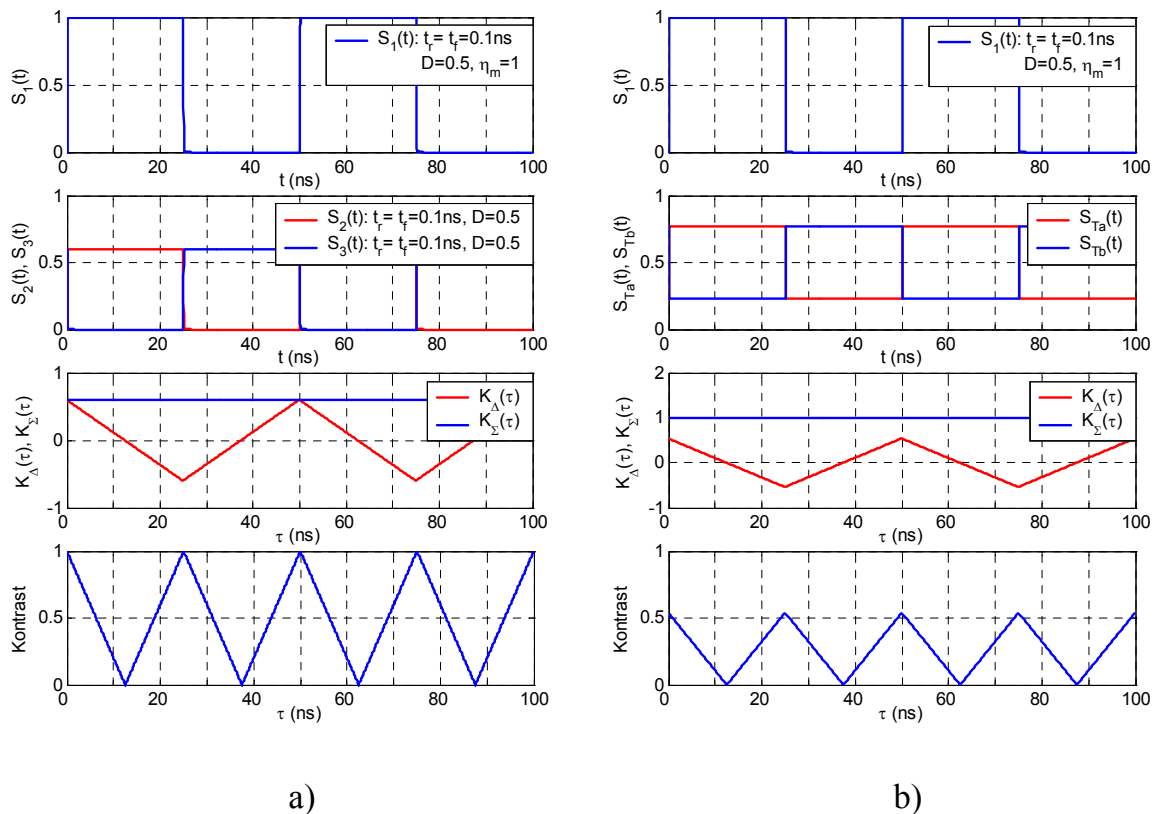


Bild 3.21 Graphische Darstellung der Simulationsergebnisse für den Fall idealisierter Modulationssignale: a) ohne und b) mit Berücksichtigung von PMD-Modulationscharakteristiken (Simulation 1 und 2)

3. Grundprinzipien und Eigenschaften der PMDs

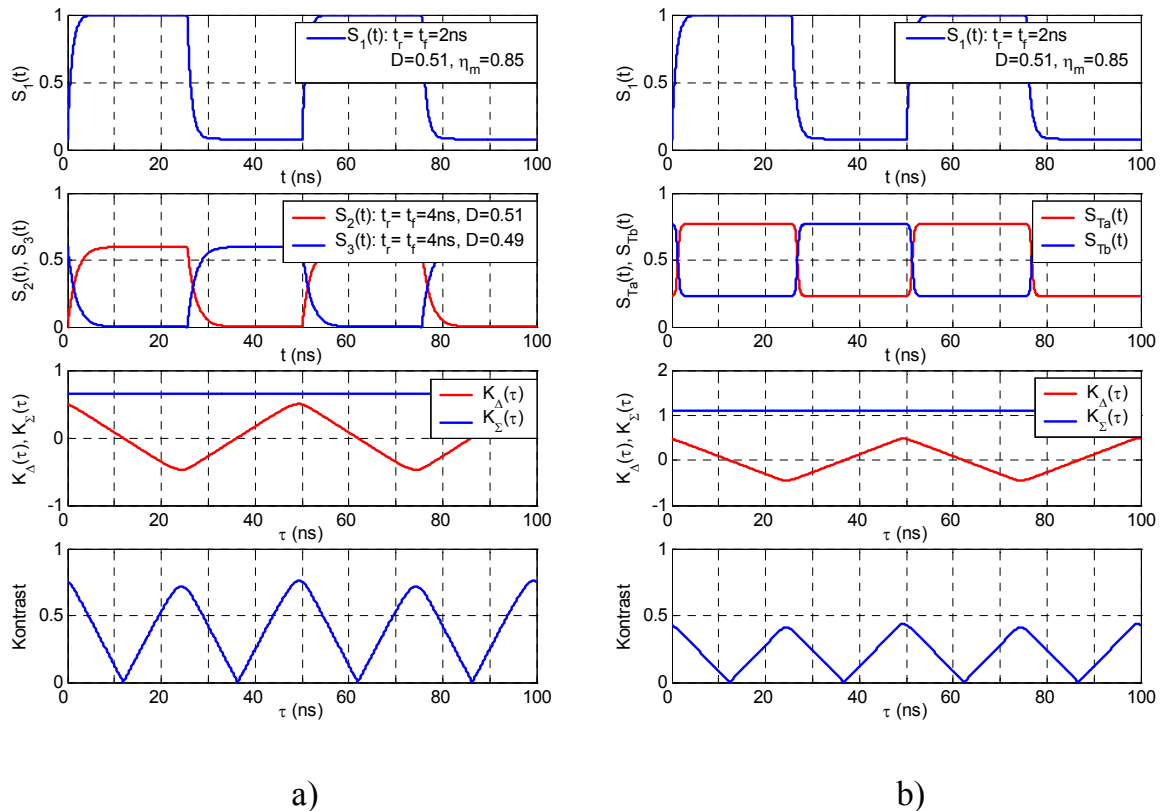


Bild 3.22 Graphische Darstellung der Simulationsergebnisse bei realen Modulationssignalen: a) ohne und b) mit Berücksichtigung von PMD-Modulationscharakteristiken (Simulation 3)

Die in **Tabelle 1** sowie **Bild 3.21** und **Bild 3.22** gezeigten Ergebnisse veranschaulichen den Umfang der Auswirkungen der Impulsverformung:

- Eine Änderung der Anstiegs- und Abfallzeiten des Sendesignals von $\pm 10\%$ bezüglich der Simulation 3, d. h. $t_r = t_f = 2 \pm 0,2$ ns, kann zu einem Entfernungsmessfehler von ± 13 mm führen (Simulation 4a/b); wenn die gleiche Änderung ($\pm 10\%$) für das PMD-Modulationssignal verwendet wird, d. h. $t_r = t_f = 4 \pm 0,4$ ns, ergibt sich eine Abweichung von ∓ 19 mm (Simulation 6a/b).
- Verändert sich das Tastverhältnis des Sendesignals (Simulation 5a/b) oder PMD-Modulationssignals (Simulation 7a/b) um $\pm 1\%$ von 51% auf $(51 \pm 1)\%$, folgt ein Messfehler von ± 35 mm bzw. ∓ 35 mm im Vergleich zur Simulation 3.

- Wenn die Parameter (t_r , t_f und D) sich gleichzeitig beim Sendesignal und beim PMD-Modulationssignal vergrößern oder verkleinern, werden die Einflüsse teilweise kompensiert und der resultierende Messfehler reduziert (Simulation 8a, Messfehler ≈ 1 mm). Ändern sich die Parameter vom Sendesignal und PMD-Modulationssignal in Gegenrichtung, erhöht sich der resultierende Messfehler (Simulation 8b, Messfehler ≈ 101 mm).
- Es ist ersichtlich, dass der Einfluss der Amplitudenschwankung des PMD-Modulationssignals durch den Sättigungseffekt der Modulationskennlinie vermindert wird, wenn die Schwankung innerhalb des Sättigungsbereiches liegt. Außerdem sind die Flanken der äquivalenten Mischsignale $S_{Ta}(t)$ und $S_{Tb}(t)$ steiler geworden.
- Die Spitze der dreieckförmigen KKF-Verläufe im **Bild 3.22** sieht etwa rund aus, da sie zum einen durch das nicht 50%-ige Tastenverhältnis „abgeschnitten“ und zum anderen durch Anstiegs- und Abfallzeiten abgerundet ist.

3.4.2 CW-Modulation mit Sinussignalen

Bei dieser Betriebsart werden sowohl Sender als auch PMD mit Sinussignalen moduliert. Im idealen Fall und ohne Berücksichtigung von PMD-Modulationskennlinien ist ein Kontrast bis maximal 0,5 erreichbar (s. **Bild 3.23a**). Unter Betrachtung der PMD-Modulationscharakteristiken z. B. mit $\eta_{Tmax} = 1$ und $k_T = 7$ kann ein höherer Kontrast von 0,63 erreicht werden (**Bild 3.23b**; der Grenzwert 0,637 liegt bei $k_T \rightarrow \infty$). Für die im vorigen Abschnitt angenommenen $\eta_{Tmax} = 0,77$ und $k_T = 7$ und mit einer Modulationsamplitude von 1 V_{ss} (Spitze-Spitze-Wert) beträgt der Kontrast 0,34, welcher im Vergleich zu dem Kontrast (0,54) der Rechteckmodulation (s. **Tabelle 1**, Simulation 2) überwiegend durch das sinusförmige Sendesignal vermindert ist.

Die Vorteile der Sinusmodulation sind aufgrund der fehlenden Oberwellen niedrige Anforderung an die Bandbreite von PMD und Sendediode (LD/LED) sowie deren Ansteuerschaltung. Zugleich kann die Störung durch Übersprechen der

Modulationssignale verringert werden. Nachteilig ist, dass die abgestrahlte optische Leistung nicht maximal ausgenutzt wird und infolgedessen der Kontrast kleiner ist als bei der Rechteckmodulation.

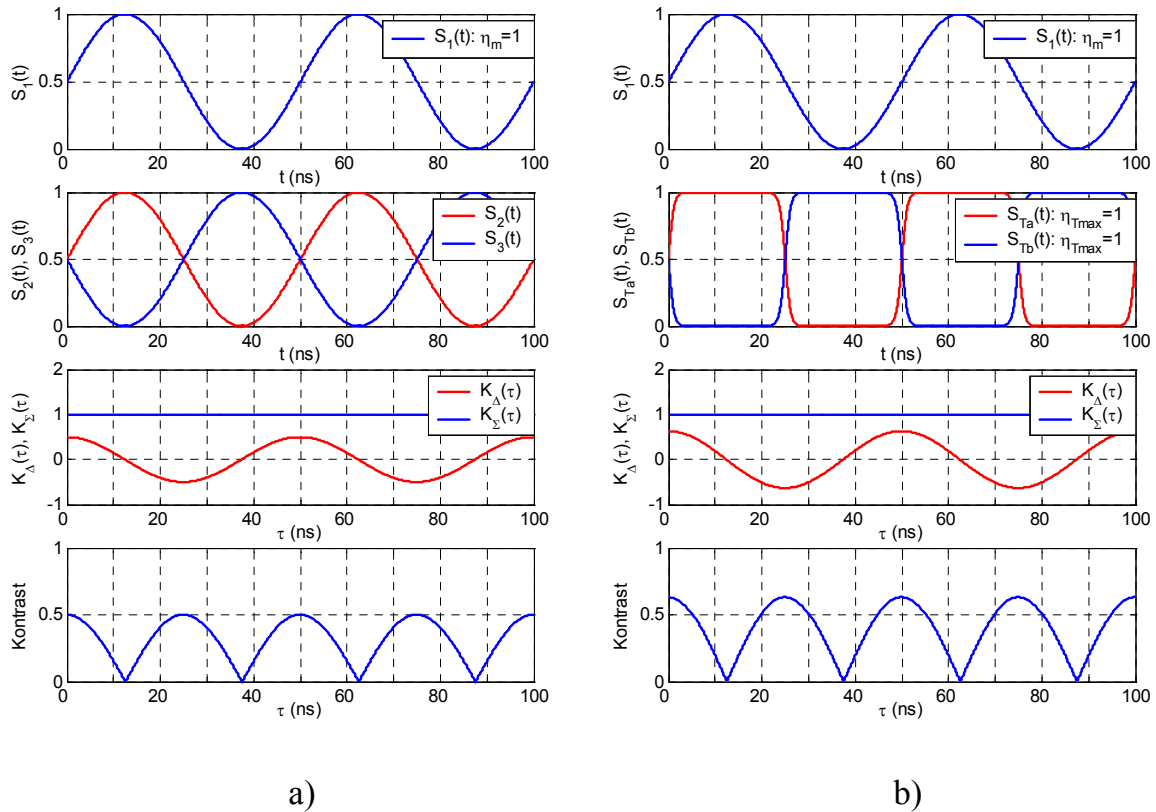


Bild 3.23 KKF und Kontrast bei Sinusmodulation ohne a) und mit b) Berücksichtigung von PMD-Modulationscharakteristiken

3.4.3 CW-Modulation mit Rechteck- und Sinussignalen

Aus den vorangegangenen Abschnitten heraus ist es vorstellbar, dass man den Sender mit einem Rechtecksignal und den PMD mit sinusförmigen Gegentaktsignalen modulieren kann, ohne den Kontrast deutlich zu verschlechtern, da sich die PMD-Modulationssignale durch äquivalente Mischsignale $S_{Ta}(t)$ und $S_{Tb}(t)$ repräsentieren lassen und damit wie ein Rechtecksignal verhalten. **Bild 3.24** zeigt die Simulationsergebnisse für ideale Modulationssignale. Ohne Berücksichtigung der PMD-Modulationskennlinien beträgt der Kontrast ca. 0,64 (**Bild 3.24a**) und unter

3. Grundprinzipien und Eigenschaften der PMDs

Einbezug der Kennlinien mit $\eta_{Tmax} = 1$, $k_T = 7$ und einer Modulationsamplitude von 1 Vss erreicht der Kontrast rund 0,94 (**Bild 3.24b**). In **Bild 3.25** sind die Simulationsergebnisse für einen etwa realen Fall dargestellt, dabei sind die Parameter des Sendesignals (Rechteckimpuls) und der PMD-Modulationskennlinien die gleichen wie bei der Simulation 3 in **Tabelle 1**. Der Kontrast ist in diesem Fall ohne Betrachtung von PMD-Modulationskennlinien ca. 0,53 (**Bild 3.25a**) und mit PMD-Modulationskennlinien bei einer Modulationsamplitude von 1 Vss ungefähr 0,41 (**Bild 3.25b**). Der Letztere ist nur um 1% geringer als bei der Rechteckmodulation (Kontrast $\approx 0,42$). Damit wird deutlich, dass man in dieser Betriebsart auch einen hohen Kontrast erzielen kann.

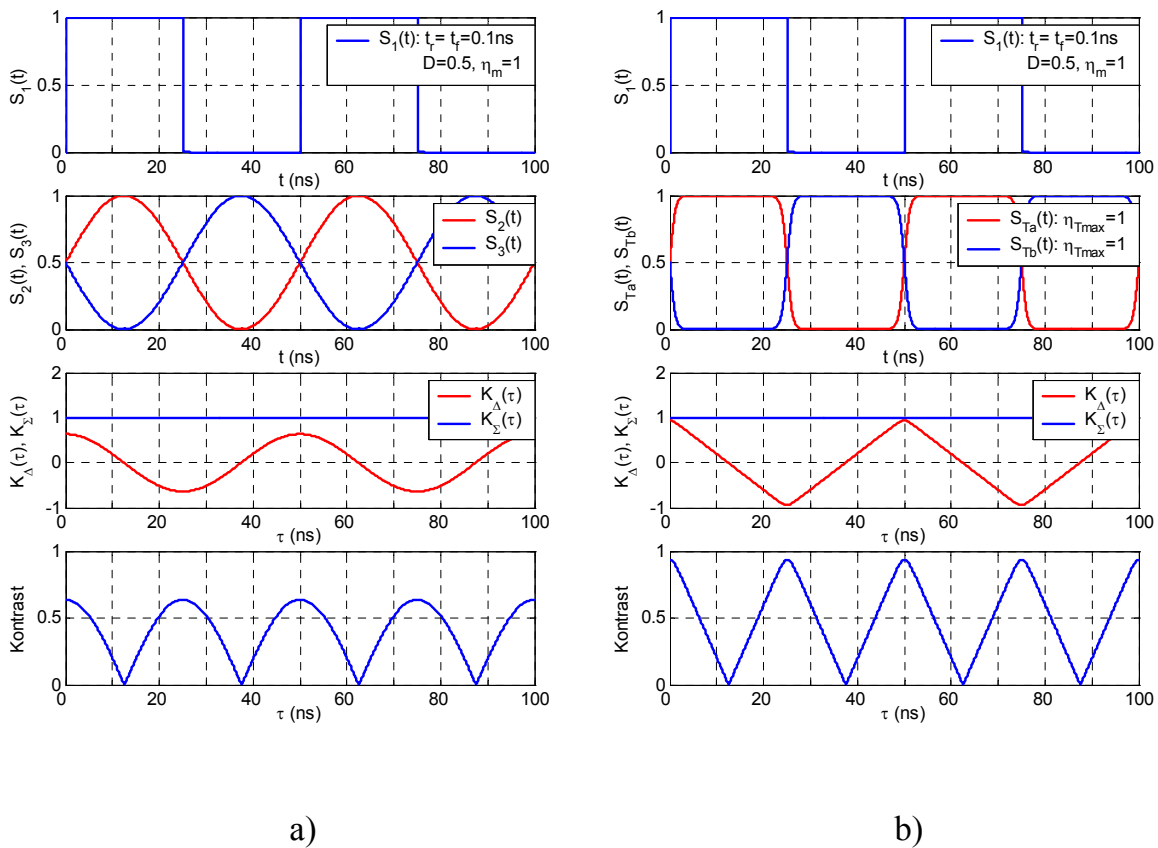


Bild 3.24 KKF und Kontrast bei Rechteck-Sinusmodulation für den Fall eines idealen Sendesignals: a) ohne und b) mit Berücksichtigung von PMD-Modulationscharakteristiken

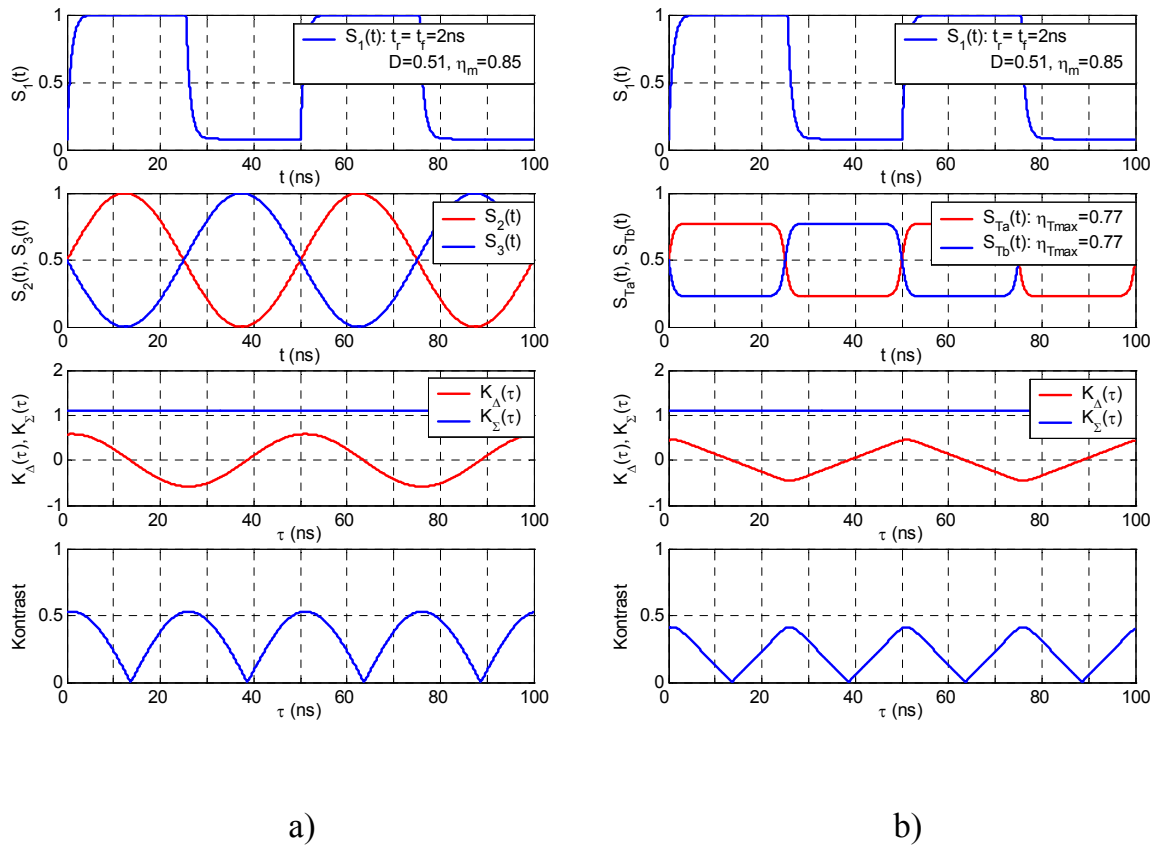


Bild 3.25 KKF und Kontrast bei Rechteck-Sinusmodulation für den Fall eines realen Sendesignals: a) ohne und b) mit Berücksichtigung von PMD-Modulationscharakteristiken

3.5 Einfluss der Unsymmetrie

Bislang wurde angenommen, dass das PMD-Pixel einschließlich der Ausleseschaltung einen symmetrischen Aufbau besitzt und dass sich die empfangene Strahlung gleichmäßig auf dem photosensitiven Bereich verteilt. In der Praxis kann diese Annahme jedoch nicht gewährleistet werden, da Unsymmetrien unter folgenden Umständen auftreten können:

- Herstellungstoleranz des PMD, z. B. unterschiedliche Integrationskapazität C_i und Verstärkung V_0 der Ausleseschaltung der beiden Kanäle
- unsymmetrische Einstrahlung des Lichts oder Verteilung der Photoladung

- unsymmetrische Gegentaktmodulationssignale, insbesondere das nicht 50-prozentige Tastverhältnis („duty cycle“) bei Rechteckmodulation

Damit stellt sich die Frage, welche Auswirkungen solche unsymmetrischen Faktoren auf die AKF bzw. das Messergebnis haben. Die letzte unsymmetrische Auswirkung wurde bereits in den vorigen Abschnitten gezeigt. Beim zweiten Faktor handelt es sich von vornherein um eine geometrisch unsymmetrische Verteilung der Photoladungen. **Bild 3.26** zeigt die gemessenen Korrelationskurven (Ausgangsspannungen) eines einfachen 2-Gate-PMD mit fokussiertem Lichtfleck auf dem linken (a) mittleren (b) und rechten (c) photosensitiven Bereich.

Diese Unsymmetrie kann durch unterschiedliche Modulationswirkungsgrade für die beiden Kanäle annähernd repräsentiert werden, indem man einen positiven und einen negativen Offset $\pm\Delta\eta_T$ in die jeweilige Modulationskennlinie hinzufügt. Demnach erhält man die unsymmetrischen Modulationskennlinien $\eta'_{Ta}(\Delta u_m)$, $\eta'_{Tb}(\Delta u_m)$ und die äquivalenten Mischsignale $S'_{Ta}(t)$, $S'_{Tb}(t)$, die ebenfalls um einen entsprechenden Faktor $\pm\Delta S_T$ verschoben sind, wie in **Bild 3.27** schematisch dargestellt.

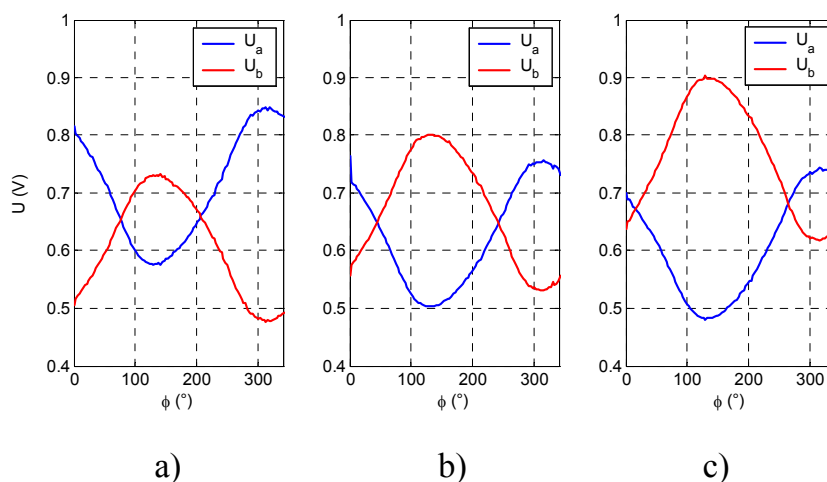


Bild 3.26 Gemessene Korrelationskurven eines einfachen 2-Gate-PMD mit dem Lichtfleck auf dem linken (a), mittleren (b) und rechten (c) photosensitiven Bereich

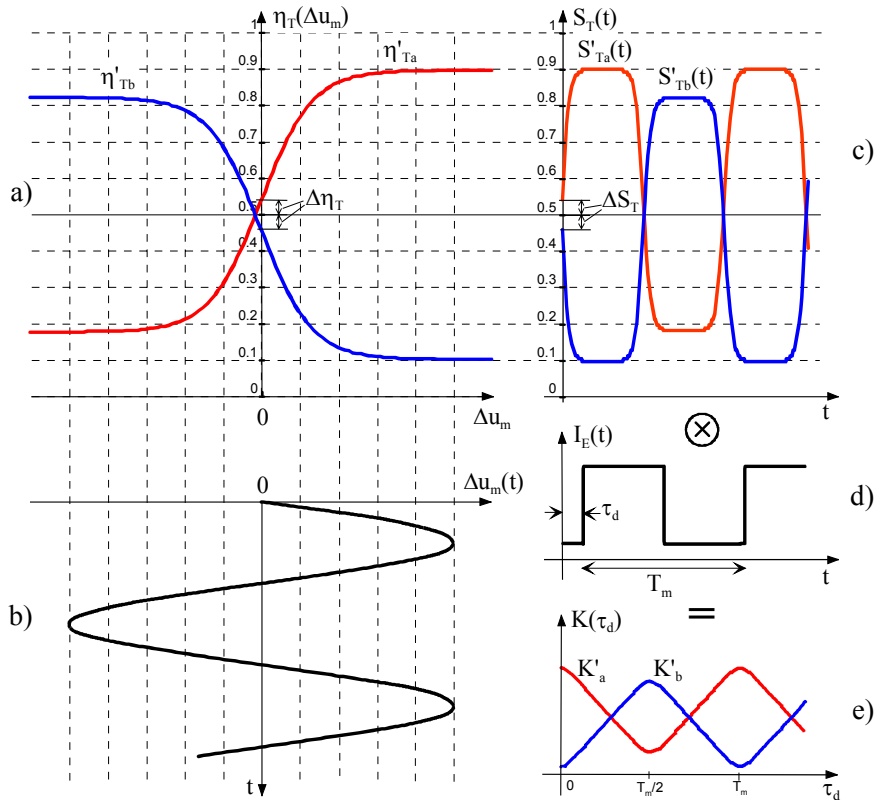


Bild 3.27 Schematische Darstellung der unsymmetrischen Modulationswirkungsgrade $\eta'_{Ta}(\Delta u_m)$, $\eta'_{Tb}(\Delta u_m)$ und der äquivalenten Mischsignale $S'_{Ta}(t)$, $S'_{Tb}(t)$ sowie der Korrelationskurven K'_a , K'_b

Mathematisch können die Einflüsse der unsymmetrischen Faktoren von den ersten beiden Fällen auf die Korrelationsfunktion wie folgt zusammen abgeleitet werden.

Da für den unsymmetrischen Fall Gl. (3.33) definitionsgemäß weiter gilt, d. h. die Summe von $\eta'_{Ta}(\Delta u_m)$ und $\eta'_{Tb}(\Delta u_m)$ stets gleich 1 ist, wird eine der beiden Modulationskennlinien im Vergleich zu den symmetrischen Kennlinien η_{Ta} und η_{Tb} mit einem positiven Offset $\Delta\eta_T$ nach oben verschoben, während die andere mit einem negativen Offset $-\Delta\eta_T$ vom gleichen Betrag nach unten verschoben wird:

$$\begin{aligned}\eta'_{Ta}(\Delta u_m) &= \eta_{Ta}(\Delta u_m) + \Delta\eta_T \\ \eta'_{Tb}(\Delta u_m) &= \eta_{Tb}(\Delta u_m) - \Delta\eta_T\end{aligned}\tag{3.61}$$

Dementsprechend lassen sich die äquivalenten Mischsignale wie folgt ausdrücken:

$$\begin{aligned} S'_{Ta}(t) &= S_{Ta}(t) + \Delta S_T \\ S'_{Tb}(t) &= S_{Tb}(t) - \Delta S_T \end{aligned} \quad (3.62)$$

wobei ΔS_T einen konstanten Offset zum Mittelpunkt (0,5) darstellt.

Die Ausgangsspannungen ergeben sich aus Gl. (3.30) sowie Gl. (3.29) und durch das Ersetzen $S_{Ta,b}(t)$ durch $S'_{Ta,b}(t)$ unter Verwendung von Gl. (3.62) zu

$$\begin{aligned} U_a(t) &= \frac{V_a}{C_{ia}} \int_0^t I_E(t) \cdot [S_{Ta}(t) + \Delta S_T] dt \\ U_b(t) &= \frac{V_b}{C_{ib}} \int_0^t I_E(t) \cdot [S_{Tb}(t) - \Delta S_T] dt \end{aligned} \quad (3.63)$$

Aus der Differenzspannung zum Zeitpunkt $t = T_{int}$ folgt die Korrelationsfunktion:

$$\begin{aligned} K'_\Delta(\tau_d) &= \frac{1}{T_{int}} \int_0^{T_{int}} I_E(t) \left\{ \frac{V_a}{C_{ia}} [S_{Ta}(t) + \Delta S_T] - \frac{V_b}{C_{ib}} [S_{Tb}(t) - \Delta S_T] \right\} dt \\ &= \frac{V_a}{C_{ia}} \left[K_a(\tau_d) + \Delta S_T \overline{I_E(t)} \right] - \frac{V_b}{C_{ib}} \left[K_b(\tau_d) - \Delta S_T \overline{I_E(t)} \right] \\ &= K'_a(\tau_d) - K'_b(\tau_d) \end{aligned} \quad (3.64)$$

Darin sind $K_a(\tau_d)$ und $K_b(\tau_d)$ die Korrelationsfunktionen der einzelnen Kanäle im symmetrischen Fall mit gleich 1 gesetzten Kapazitäten $C_{ia,b}$ und Verstärkungen $V_{a,b}$. $K'_a(\tau_d)$ und $K'_b(\tau_d)$ sind im unsymmetrischen Fall erhaltene Korrelationsfunktionen. $\overline{I_E(t)}$ ist der Mittelwert des Empfangssignals $I_E(t)$ im Zeitintervall T_{int} .

Unter Berücksichtigung von $S_{Tb}(t) \equiv 1 - S_{Ta}(t)$ kann Gl. (3.64) folgendermaßen umgeschrieben werden:

$$K'_\Delta(\tau_d) = \left(\frac{V_a}{C_{ia}} + \frac{V_b}{C_{ib}} \right) K_a(\tau_d) - \frac{V_b}{C_{ib}} \overline{I_E(t)} + \left(\frac{V_a}{C_{ia}} + \frac{V_b}{C_{ib}} \right) \Delta S_T \overline{I_E(t)} \quad (3.65)$$

Im symmetrischen Fall und mit $C_{ia} = C_{ib} = 1$ sowie $V_a = V_b = 1$ geht Gl. (3.65) in Gl. (3.66) über:

$$K_{\Delta}(\tau_d) = K_a(\tau_d) - K_b(\tau_d) = 2K_a(\tau_d) - \overline{I_E(t)} \quad (3.66)$$

Um Gl. (3.65) mit Gl. (3.66) vergleichen zu können, normiert man $K'_{\Delta}(\tau_d)$ auf $\frac{1}{2} \left(\frac{V_a}{C_{ia}} + \frac{V_b}{C_{ib}} \right)$ und erhält so:

$$\begin{aligned} K'_{\Delta}(\tau_d) &= 2K_a(\tau_d) - \frac{2}{\frac{V_a}{V_b} \cdot \frac{C_{ib}}{C_{ia}} + 1} \cdot \overline{I_E(t)} + 2\Delta S_T \cdot \overline{I_E(t)} \\ &= K_{\Delta}(\tau_d) + \left(1 - \frac{2}{\frac{V_a}{V_b} \cdot \frac{C_{ib}}{C_{ia}} + 1} \right) \cdot \overline{I_E(t)} + 2\Delta S_T \cdot \overline{I_E(t)} \end{aligned} \quad (3.67)$$

Gl. (3.67) enthält im Vergleich zum symmetrischen Fall zwei zusätzliche Komponenten. Der zweite Term beschreibt die Auswirkung der unterschiedlichen Integrationskapazitäten und Verstärkungen auf die Korrelationsfunktion und der dritte Term die Auswirkung der unsymmetrischen Ladungsverteilung. Aus Gl. (3.67) geht hervor, dass die beiden Terme nur als ein DC-Offset auftreten und damit keine zusätzlichen Phasenfehler verursachen sollten, wenn der Mittelwert $\overline{I_E(t)}$ des Empfangssignals für den gesamten Bereich von τ_d konstant bleibt. Diese Bedingung wird bei konstantem Hintergrundlicht und für eine ausreichend lange Integrationszeit erfüllt. Für die Kurzzeitintegration kann $\overline{I_E(t)}$ bei unterschiedlichen τ_d schwankend sein, wenn der Integrationsvorgang bei jedem τ_d nicht mit dem Modulationssignal synchronisiert ist. Diese Schwankung wird bei der festgelegten Integrationszeit nur durch den Wechselanteil des Nutzsignals und des eventuell vorhandenen Störsignals hervorgerufen. Wenn T_{int} ein ganzzahliges Vielfaches von der Periode des Modulations- oder Störsignals ist, kann der entsprechende Anteil der Schwankung verhindert werden.

4. Konzepte der PMD-Strukturen

In Kapitel 3 wurden anhand einer vereinfachten PG-PMD-Struktur Funktionsweise und Eigenschaften der PMDs beschrieben. Nach dem gleichen Grundprinzip gibt es eine ganze Reihe von Realisierungsmöglichkeiten, so dass sich das PMD-Konzept in vielen Varianten erweitern lässt. In diesem Kapitel wird zunächst ein Überblick über die Hierarchie der PMDs gegeben. Anschließend werden die wichtigen Konzepte der PMD-Strukturen auf Halbleiterbasis und deren Eigenschaften näher erläutert.

4.1 Hierarchie der PMDs

Das PMD-Konzept, das ursprünglich für einen inhärent mischenden Photodetektor in CMOS-Technologie zum Erfassen von Amplituden- und insbesondere von Phaseninformation einer modulierten optischen Strahlung entwickelt wurde, weist ein enormes Erweiterungspotential auf, das durch die Ausnutzung anderer Technologien nutzbar gemacht werden kann. Das bedeutet, dass das Gegendtakt-Mischprinzip anschaulich der „Schaukelprozess“ von PG-PMD auch auf andere Halbleitertechnologien wie z. B. MSM-, pin-Photodetektoren und APDs übertragen werden kann. Eine Erweiterung auf andere Wellenbereiche bzw. Wellenarten wie Röntgenstrahlung, Mikrowelle oder Schall ist ebenfalls möglich. Außerdem lassen sich bestimmte Grundstrukturen nach dem topologischen und geometrischen Layout oder nach dem Modulations- und Ausleseverfahren variieren.

Um eine grobe Übersichtlichkeit zu geben, sind verschiedene Realisierungsmöglichkeiten des PMD-Konzepts in **Bild 4.1** hierarchisch dargestellt. Hierzu wird das PMD-Konzept technologisch zunächst in vier Gruppen eingeteilt, nämlich PMD auf Halbleiter- und Vakuumbasis, MMD (Microwave Mixer Device) und USMD (Ultrasonic Mixer Device) nach dem PMD-Prinzip. Die auf Halbleitertechnologie basierenden PMDs kann man in vier Kategorien unterteilen: PG-, MSM-, pin-PMD und Avalanche-pin-PMD (Apin-PMD).

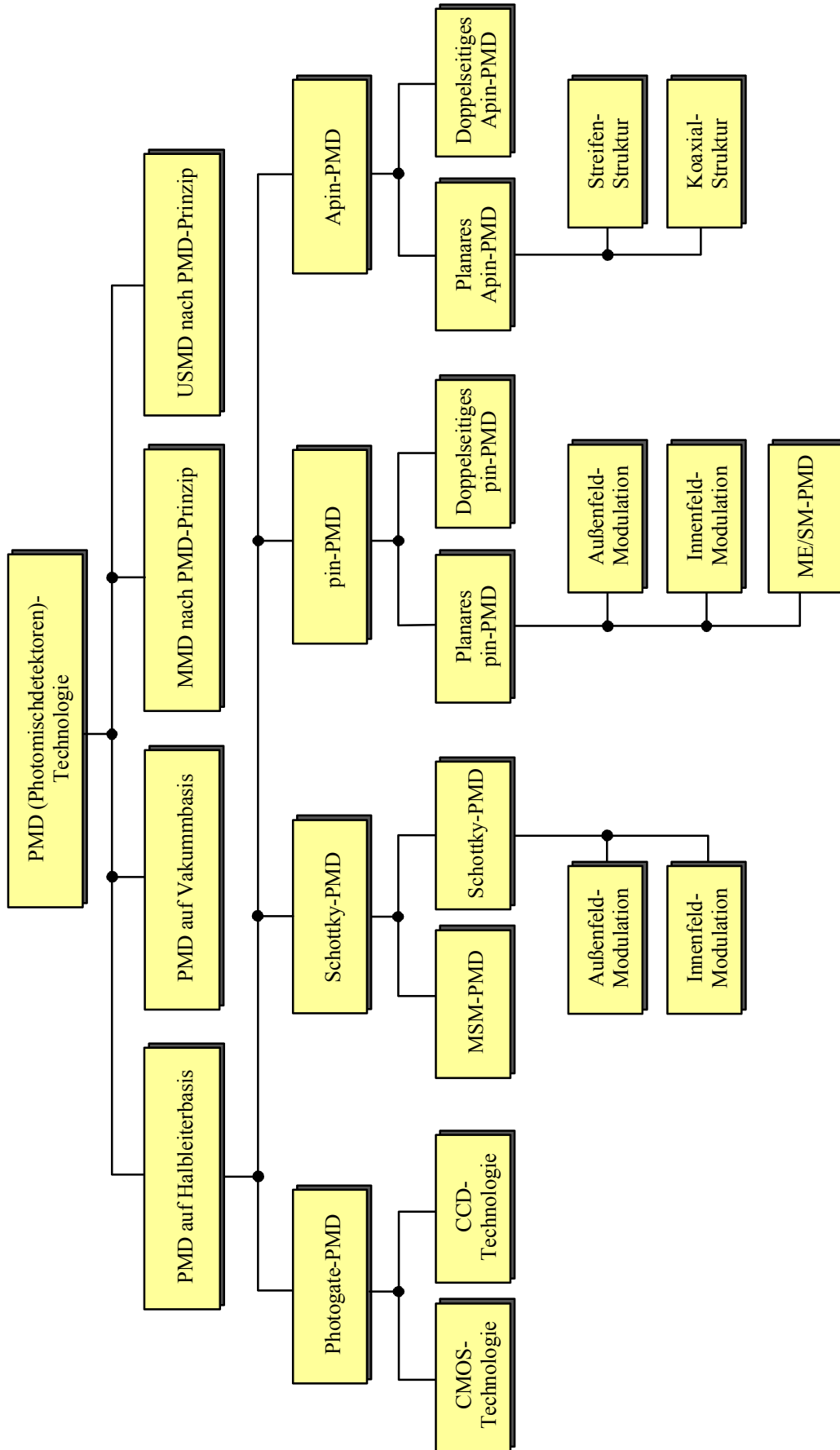


Bild 4.1 Hierarchie der PMDs

4.2 Grundstrukturen der PG-PMDs

Wie in der PMD-Hierarchie (**Bild 4.1**) angedeutet, können Photogate-PMDs sowohl in CMOS- als auch in CCD-Technologie realisiert werden. Beim Vergleich der beiden Technologien zur Herstellung von Bildsensoren weist CMOS-Technik jedoch signifikante Vorteile auf [31] / [32]: Diese zeigen sich insbesondere hinsichtlich

- der besseren Integration von weiteren Systemkomponenten, z. B. A/D-Wandler, Steuerlogik und Signalverarbeitungsmodulen;
- der geringen Systemkosten;
- der niedrigen Versorgungsspannung und Leistungsaufnahme;
- der einfachen Ansteuerung und der wahlfreien Pixeladressierung;
- des flexiblen Layouts.

Angesichts der zahlreichen Vorteile werden im Folgenden einige auf CMOS-Technologie basierte Grundstrukturen der PG-PMDs vorgestellt. Für die Realisierung der PG-PMDs in CCD-Technik findet sich ein Ausführungsbeispiel in [33] / [34].

Das in **Bild 3.1a**) gezeigte Photogate-PMD-Pixel mit einfacher Struktur in Form zweier Modulationsgates und zweier Auslesedioden weist einige Nachteile hinsichtlich Bandbreite und Symmetrieeigenschaft auf. Da in den meisten Anwendungen eine hohe Empfindlichkeit erwünscht ist, um bei schwachem Empfangssignal ausreichend Photostrom zu erhalten oder auch um die Integrationszeit zu verkürzen, muss der photoempfindliche Bereich des PMD-Pixels (dies entspricht der Fläche der transparenten Photogates) genügend groß sein. Dies resultiert jedoch in einer längeren Driftstrecke der Photoladung mit einem flacheren Potentialverlauf. Infolgedessen haben große PG-PMDs mit einfacher 2-Gate-Struktur und daher weitem Kanal relativ lange Driftzeit der Ladungsträger und damit eine geringere Modulationsbandbreite, die an einem Testchip (STP60-2S, s. auch **Bild 4.3b**) mit einem photoempfindlichen Bereich von $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ kleiner als 1 MHz ist [35].

Zum Erhöhen der Grenzfrequenz wurde eine verbesserte PMD-Struktur, die so genannte Fingerstruktur, entwickelt [36]. Sie besteht aus mehreren streifenförmigen 2-Gate-PMDs mit gemeinsamen Auslekathoden zwischen zwei benachbarten Modulationsgate-Paaren. Die Auslekathoden sind abwechselnd in zwei Gruppen zusammengeschaltet. Die Modulationssignale werden an die Photogates so angelegt, dass die direkt neben der Auslekathode liegenden Gates mit gleicher Polarität der Wechselspannung, d. h. $+u_m(t)$ oder $-u_m(t)$, moduliert werden, damit eine gemeinsame Nutzung der Ausleседiode erlaubt wird.

Bild 4.2 zeigt den schematischen Aufbau des Fingerstruktur-PMD-Pixels und **Bild 4.3a)** die Mikrophotographie eines in Standard-CMOS-Technik realisierten PMD-Pixels mit 11 Fingern. In **Bild 4.3b)** ist das Chipphoto eines einfachen $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ 2-Gate-PMD dargestellt. Durch die schmalen Gate-Streifen, die z. B. nur wenige μm breit sind, verkürzt sich die mittlere Laufzeit der Ladungsträger zu den Ausleседioden und erhöht somit die Modulationsbandbreite. Dies ist unabhängig davon, wie groß die Pixelfläche ist, solange die kapazitive Einschränkung noch keine dominierende Rolle spielt, da bei einer gewünschten Gesamtfläche die Pixel einfach mit einer entsprechend angepassten Anzahl von Fingern aufgebaut werden können. Bei einem realisierten Fingerstruktur-PMD (Z3_1) mit 11 Fingern und einer gesamten Pixelgröße von $216,5 \mu\text{m} \times 216,5 \mu\text{m}$ konnte eine Bandbreite von einigen 10 MHz gemessen werden, da die Kanallänge (Abstand zwischen zwei Ausleседioden) lediglich $17,5 \mu\text{m}$ beträgt.

Ein weiterer Vorteil der Fingerstruktur ist die Verbesserung der Symmetrieeigenschaft des PMD. Dies ist besonders hilfreich, wenn die unter den Photogates generierten Ladungsträger z. B. durch die optische Abbildung des Objekts mit einem scharfen Hell-Dunkel-Übergang oder durch unsymmetrische Beleuchtung sehr inhomogen auf der linken und rechten Seite des Pixels verteilt sind. Durch die Aufteilung der gesamten Pixelfläche in mehrere parallel arbeitende Fingereinheiten wird der Einfluss solcher Unsymmetrien, die die Dynamik des PMD aufgrund des dadurch entstehenden DC-Offsets (s. Abschnitt 3.5) beeinträchtigen und abhängig von der verwendeten Auswertmethode auch zu Messfehler führen können, minimiert.

4. Konzepte der PMD-Strukturen

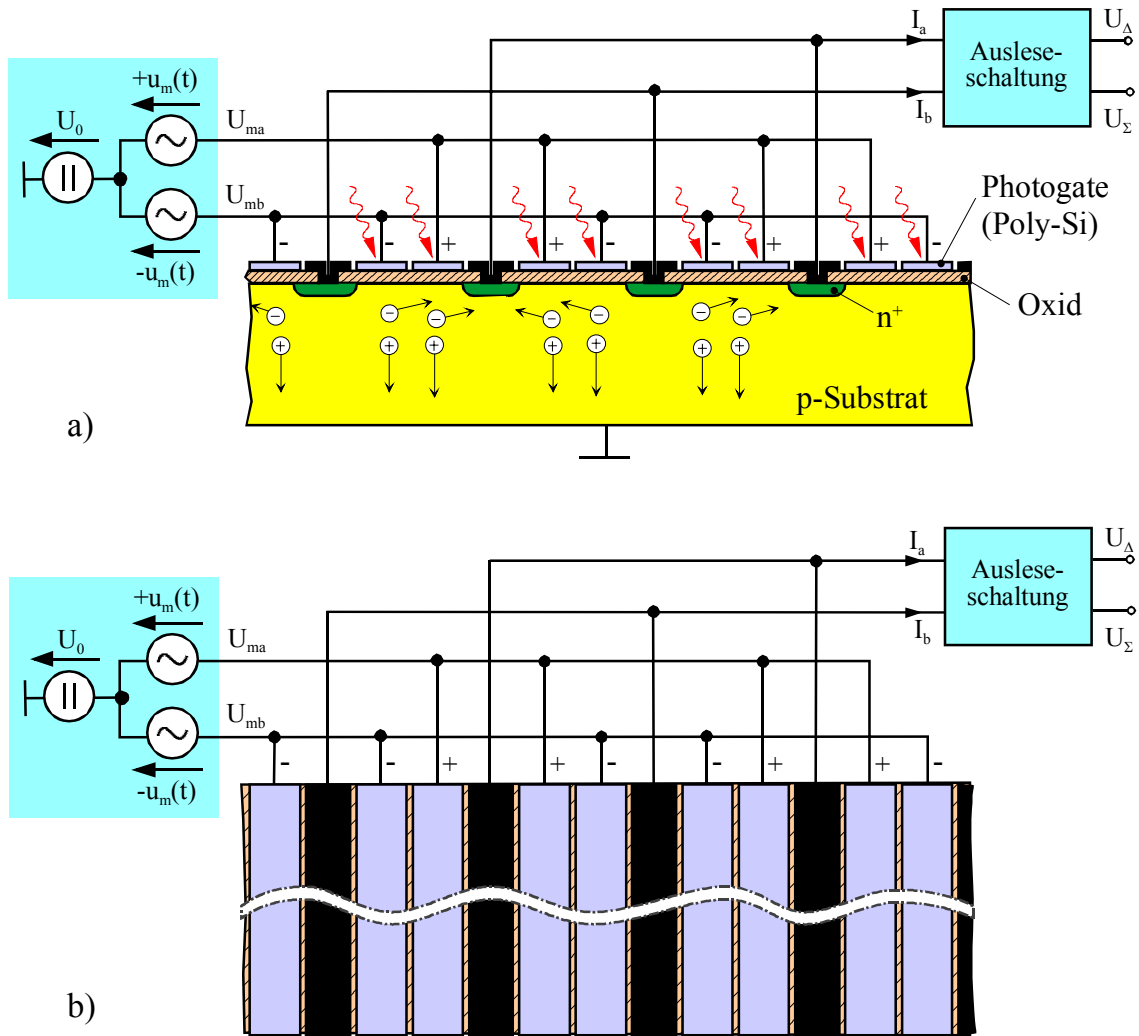


Bild 4.2 Schematischer Aufbau des Fingerstruktur-PMD-Pixels: a) Querschnitt, b) Draufsicht

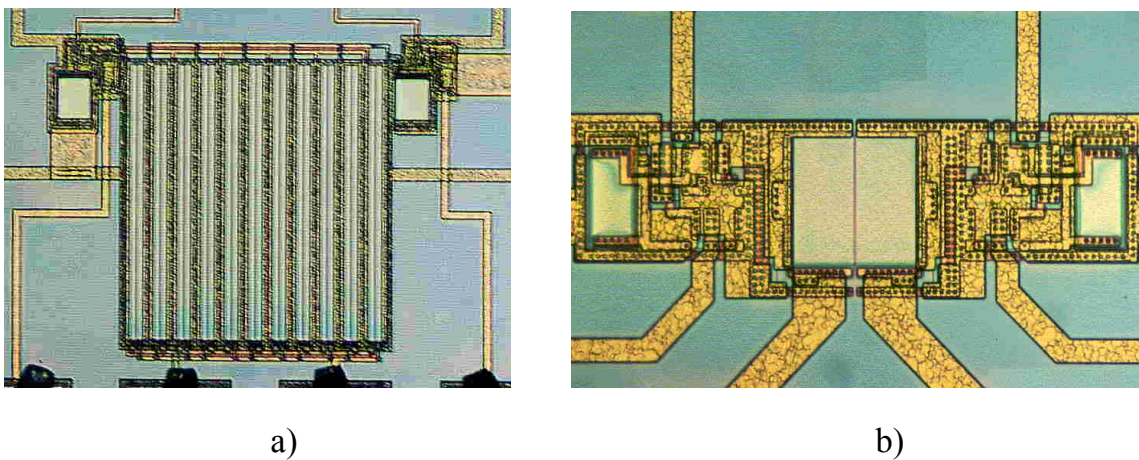


Bild 4.3 Mikrophotographie eines a) Fingerstruktur-PMD, b) 2-Gate-PMD

Die grundlegende Ausführungsform der Fingerstruktur kann zu einem so genannten 2 Quadranten-IQ-PMD erweitert werden, indem man zwei in **Bild 4.2** gezeigte einzelne Pixel unmittelbar nebeneinander anordnet und diese zu einem vorzugsweise quadratisch geformten neuen Pixel bildet, wie in **Bild 4.4** dargestellt. Die linke und rechte Hälfte dieses Pixels werden (physikalisch) separat moduliert, und zwar so, dass das Gegentakt-Modulationssignal $\pm u_m(t)$ an einer Hälfte um eine bestimmte Zeit (T_D) bzw. Phase, die bei CW-Modulation $1/4$ der Modulationsperiode ($T_m/4$) bzw. 90° beträgt, gegenüber der anderen Hälfte verzögert angelegt wird und dadurch eine Inphase / Quadratur-(De)Modulation stattfindet. Somit erhält man als Mischprodukte des Photostroms neben den Inphase-Komponenten I_{aI} , I_{bI} des gewöhnlichen PMD-Pixels parallel noch die Quadratur-Komponenten I_{aQ} , I_{bQ} . Daher wird diese Struktur als 2Q-IQ-PMD-Pixel bezeichnet. Aus den jeweiligen Photoströmen werden in den zugehörigen Ausleseschaltungen A_I und A_Q durch Integration, Differenz- und Summenbildung die Differenz- und Summensignale $U_{\Delta I}$, $U_{\Delta Q}$ und $U_{\Sigma I}$ und $U_{\Sigma Q}$ gebildet und sie an die Auswerteinheit weiter gegeben.

Der Vorteil eines solchen IQ-Fingerstruktur-PMD liegt darin, dass man in einem gegebenen Integrationszeitraum die doppelte Anzahl an Messwerten (vier Werte) parallel erhält. Aus diesen kann sofort die Phasen- und Amplitudeninformation der Korrelationsfunktion mit Hilfe der in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Auswertmethode berechnet werden. Bei PN-Modulation wird das Quadratursignal um eine Chipdauer gegenüber dem Inphase-Signal verzögert.

Eine andere Ausführungsvariante des IQ-Fingerstruktur-PMD ist das in **Bild 4.4b)** gezeigte vier Quadranten IQ-PMD-Pixel. Durch Aufteilung der Inphase- und der Quadraturphase-Komponente in jeweils zwei diagonal angeordnete quadratische Pixelanteile bietet diese Struktur weitere Vorteile:

- Verringerung elektro-magnetischer Überkopplung zwischen den benachbarten Teilpixeln durch orthogonal orientierte Fingerstreifen;

- weiter verbesserte Symmetrie aufgrund der punktsymmetrisch zu ihrem Mittelpunkt liegenden vier IQ-Quadrate;
- zusätzliche Information für spezielle Anwendungen durch getrennte Auswertung der vier Teilpixel, z. B. zur Ermittlung der Gradienten des abgebildeten Oberflächenelementes.

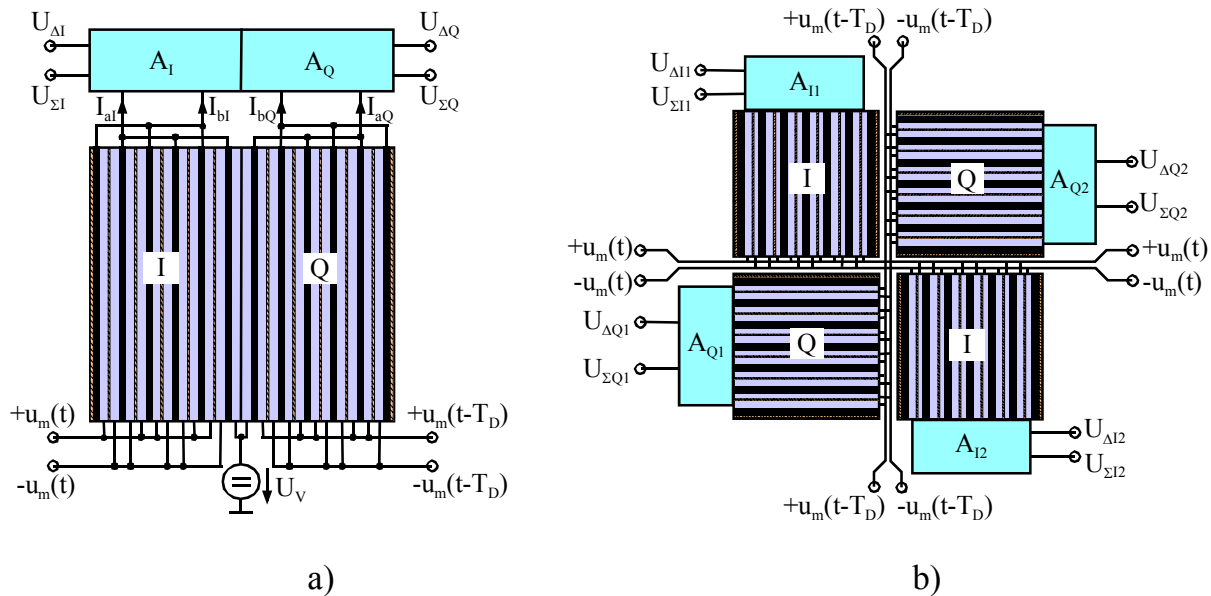


Bild 4.4 Schematische Darstellung eines a) 2-Quadranten- und b) 4-Quadranten-IQ-PMD-Pixels

4.3 MSM-PMD

Beim PG-PMD kann die Modulationsbandbreite zwar durch die Fingerstruktur erhöht werden, aber sie ist praktisch auf etwa 1 GHz beschränkt. Eine Ursache dafür ist der flache Potentialverlauf unter den Photogates. Das durch die Gegentakt-Modulationsspannung entstehende Potentialgefälle ist an der Stelle der Lücke zwischen den beiden Photogates am größten und unter dem Gate sehr klein, so dass sich die in den Potentialtöpfen befindenden Ladungsträger nicht durch eine hohe Feldstärke mit der erwünschten Sättigungsgeschwindigkeit, sondern durch Streufeld (fringing field) und Diffusion sowie elektrostatische Abstoßung zur Auslesediode

abtransportiert werden. Außerdem wird beim PG-PMD das einfallende Licht durch die Photogates gedämpft und die externe Quanteneffizienz beeinträchtigt.

Ein für Hochgeschwindigkeitsanwendungen sehr attraktiver Photodetektor ist der auf den Schottky-Übergang basierende MSM (Metal-Semiconductor-Metal)-Detektor, welcher wegen seiner hohen Grenzfrequenz und leichteren Integrierbarkeit mit anderen elektronischen Komponenten in den letzten Jahren im Bereich der optischen Nachrichten- und Messtechnik ein zunehmendes Interesse bekommen hat [37]-[39]. Die einfache Struktur des MSM-Detektors eignet sich auch besonders gut zur Implementierung schneller PMD-Empfänger mit verbesserten Eigenschaften und neuen Funktionalitäten sowie erweiterten Anwendungsbereichen.

Gewöhnlich werden MSM-Dioden wie andere Photodioden lediglich als ein optoelektronischer Wandler genutzt, wobei über die Elektroden (Anode bzw. Kathode) eine konstante Spannung angelegt und das detektierte Signal ausgelesen wird. Anders als die vertikal strukturierten Photodioden können MSM-Detektoren mit lateraler Struktur ohne Zusatzaufwand als PMD-Empfangelement verwendet werden. Die symmetrische Anordnung der ineinander greifenden fingerförmigen Metallelektroden der MSM-Struktur ermöglicht es, die für den Schaukelprozess des PMD benötigten Modulationsspannungen über ein Koppelnetzwerk direkt an die üblicherweise als Ausleseelektroden dienenden Metallstreifen anzulegen und das korrelierte Photosignal über ein Auslesenetzwerk auszulesen. Dabei sind keine zusätzlichen Modulationselektroden erforderlich. Solche PMDs werden als Selbstmodulations-PMDs (SM-PMDs) bezeichnet und können mit symmetrischer oder asymmetrischer Modulation und Auslese betrieben werden.

4.3.1 SSM-MSM-PMD

Wie in Bild 4.5 schematisch dargestellt, unterscheidet man beim symmetrischen SM-PMD (SSM-PMD) nicht zwischen den Modulations- und Ausleseelektroden, d. h., alle

streifenförmigen Metallelektroden sind in zwei Gruppen A_a und A_b symmetrisch angeordnet, die sowohl für die Modulation als auch für die Auslese genutzt werden.

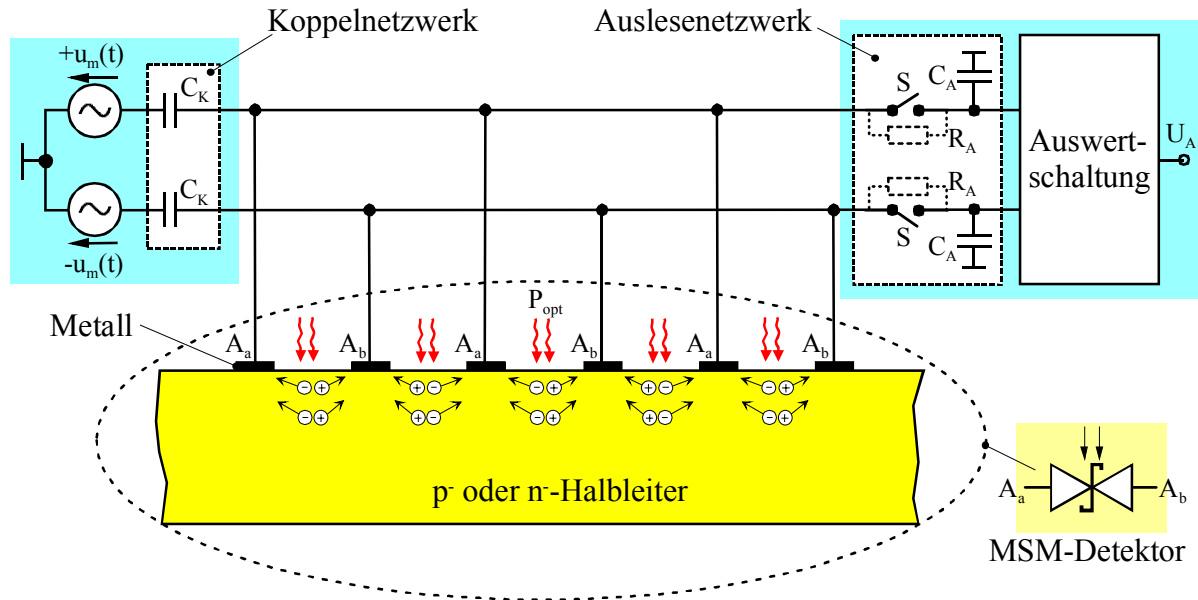


Bild 4.5 Schematische Darstellung des SSM-MSM-PMD

Die Gegentakt-Modulationsspannungen $\pm u_m(t)$ von einigen Volt werden über ein Koppelnetzwerk, das im einfachsten Fall aus zwei Kapazitäten C_K besteht, auf die Elektroden A_a und A_b geleitet. Je nach der Polarität der Modulationsspannung an A_a und A_b fließen die in den photoempfindlichen Bereichen durch Photonen generierten Elektronen unter dem Einfluss des elektrischen Feldes zu den positiv gepolten Elektroden, während die Löcher zu den negativ gepolten Elektroden driften, so dass ein Photostrom über die beiden Koppelkapazitäten C_K fließt. Die Koppelkapazitäten werden dementsprechend durch Zufluss und Abfluss von Photoladungen in einer Modulationsperiode abwechselnd positiv und negativ aufgeladen. Es ergibt sich auf der Koppelkapazität eine Nettoladung, die über einen vorgegebenen Integrationszeitraum aufsummiert und als Photospannung über ein Auslesenetzwerk ausgelesen werden kann. Die Photospannung hängt vom Phasenunterschied zwischen dem modulierten optischen Signal und dem elektrischen Gegentakt-Modulationssignal ab. Sie beträgt idealerweise bei einer Phasendifferenz φ_d von 90° bzw. 270° null und

erreicht bei $\varphi_d = 0^\circ / 180^\circ$ den maximal negativen / positiven Wert. Für den gesamten Bereich von $\varphi_d = 0^\circ \dots 360^\circ$ erhält man eine mittelwertfreie AKF. Darüber hinaus haben die Photospannungen an den beiden Koppelkapazitäten stets den gleichen Betrag, aber ein entgegengesetztes Vorzeichen, so dass die Summe null und die Differenz eine AKF mit verdoppelter Amplitude liefert. Wegen der zu null werdenden Summe, die dem Mittelwert entspricht, ist die in Gl. (3.59) bzw. Gl. (3.60) gegebene Definition des Modulationskontrasts für SM-MSM-PMD nicht geeignet.

Zum Auslesen der Photospannung, die mit der hochfrequenten Gegentakt-Modulationsspannung überlagert ist, kann prinzipiell ein einfacher RC-Tiefpass (in **Bild 4.5** mit C_A und R_A gezeichnet) verwendet werden. Ein solches Auslesenetzwerk hat aber den Nachteil, dass durch die Kapazität C_A des Tiefpassfilters die Ausgangsempfindlichkeit um den Faktor $C_K / (C_K + C_A)$ reduziert wird und dass es bei einer großen Zeitkonstante $R_A C_A$ für eine genügende Dämpfung (z. B. größer als 10^3) des Modulationssignals am Filterausgang zu einem für SoC (System-on-Chip)-Integration nicht wirtschaftlichen oder nicht realisierbaren großen Widerstands- oder Kapazitätswert führen kann. Außerdem wird die untere Grenze der Modulationsfrequenz durch die Zeitkonstante aufgrund des geforderten Dämpfungsfaktors des Filters beschränkt. Um diese Nachteile zu umgehen, kann die auf der Koppelkapazität C_K angesammelte Photoladung über ein abtastendes Auslesenetzwerk ausgelesen werden. Es wird statt eines RC-Tiefpasses ein Abtasteschalter S verwendet, der nach der vorgegebenen Integrationsdauer und bei deaktiviertem des Modulationssignals kurzzeitig geschlossen wird. Das auf C_K gespeicherte Photosignal kann somit ungestört (vom Modulationssignal) abgetastet und der nachgeschalteten Auswerteschaltung zugeführt werden. Die Kapazität C_A kann dabei z. B. als Eingangskapazität eines sich anschließenden Differenzverstärkers oder als Streukapazität angesehen werden. Nach dem Ausleseprozess werden die zur Integration genutzten Kapazitäten C_K und C_A durch eine Reset-Schaltung wieder in den Ausgangszustand (Grundzustand) für den folgenden Integrationszyklus zurückgesetzt. Die Ermittlung der Korrelationsfunktion erfolgt durch zusätzliche

Phasenverschiebung des sender- oder empfangsseitigen Modulationssignals und die Auswertung z. B. mittels Fourier-Transformation (s. Abschnitt 3.2.2).

Die nichtkorrelierten Signalanteile wie Hintergrundlicht und Dunkelstrom, sofern sie im Integrationszeitraum konstant bleiben, werden in jeder Modulationsperiode durch symmetrisches Auf- und Entladen der Koppelkapazität kompensiert und nicht über die Integrationszeit aufintegriert. Diese inhärente Funktion der Gleichstromunterdrückung ist eine charakteristische Eigenschaft des SM-PMD, die den großen Vorteil bietet, dass die Sensordynamik wenig von der Hintergrundstrahlung beeinflusst wird, wie es beim Photogate-PMD der Fall ist. Beim PG-PMD wird der unkorrelierte Photo- und Dunkelstrom symmetrisch an den beiden Ausgängen zu einer ansteigenden Spannung integriert, welche die Sensordynamik nach oben durch Sättigung und nach unten durch schwaches S/N bzw. niedrigen Kontrast begrenzt. Durch Differenzbildung der beiden Ausgangssignale lässt sich der Gleichstromanteil zwar eliminieren, dies ist aber nur möglich, so lange die Ausleseschaltungen bzw. die Integrationskapazitäten nicht in Sättigung gehen. Zusätzlich ist daher oft eine aktive SBI (Suppression of Background Light Intensity)-Schaltung für PG-PMD notwendig ist, um den Dynamikbereich und den Kontrast zu erhöhen.

Im Gegensatz zum PG-PMD benötigt man für MSM-PMD aufgrund der inhärenten Gleichstromunterdrückung keine zusätzliche SBI-Schaltung. Unter symmetrischer Bedingung, z. B. bei einem 50%-igen Duty-Cycle des Modulationssignals, ist der Unterdrückungsfaktor des MSM-PMD im Vergleich zum PG-PMD ohne SBI-Schaltung gleich oder größer als T_i / T_m , d. h., für eine gegebene Integrationsdauer T_i wird die Hintergrundlichtunterdrückung am Ausgang umso stärker, je kleiner die Modulationsperiode T_m bzw. je höher die Modulationsfrequenz f_m ist. Eine vollständige Unterdrückung des Hintergrundlichts ist auch dann möglich, wie in Abschnitt 3.3.2 diskutiert wird, wenn die Integrationszeit T_i ein Vielfache von der Modulationsperiode ist. **Bild 4.6a)** und **b)** veranschaulichen an einem Beispiel die prinzipiellen Verläufe der Ausgangsspannungen des MSM-PMD und des PG-PMD mit gleicher Integrationskapazität und einem Empfangssignal I_E , das aus einem

4. Konzepte der PMD-Strukturen

Nutzsignal und einem überlagerten konstanten Hintergrundlicht mit dem Verhältnis 1:1 besteht. Dabei sind die Ausgangsspannungen $U_a(t)$ und $U_b(t)$ sowie die Spannungsanteile $U_{a,E0}(t)$ und $U_{b,E0}(t)$ des Hintergrundlichts an den Ausgängen a und b mit normierter Amplitude und Zeit für $\tau_d = 0$ (Phasenverzögerung zwischen dem Empfangs- und Modulationssignal) dargestellt. Außerdem wird das Auslesen beim MSM-PMD als ideal und kontinuierlich angenommen, also unabhängig davon, ob ein abtastendes oder ein spektral trennendes Auslesenetzwerk verwendet wird.

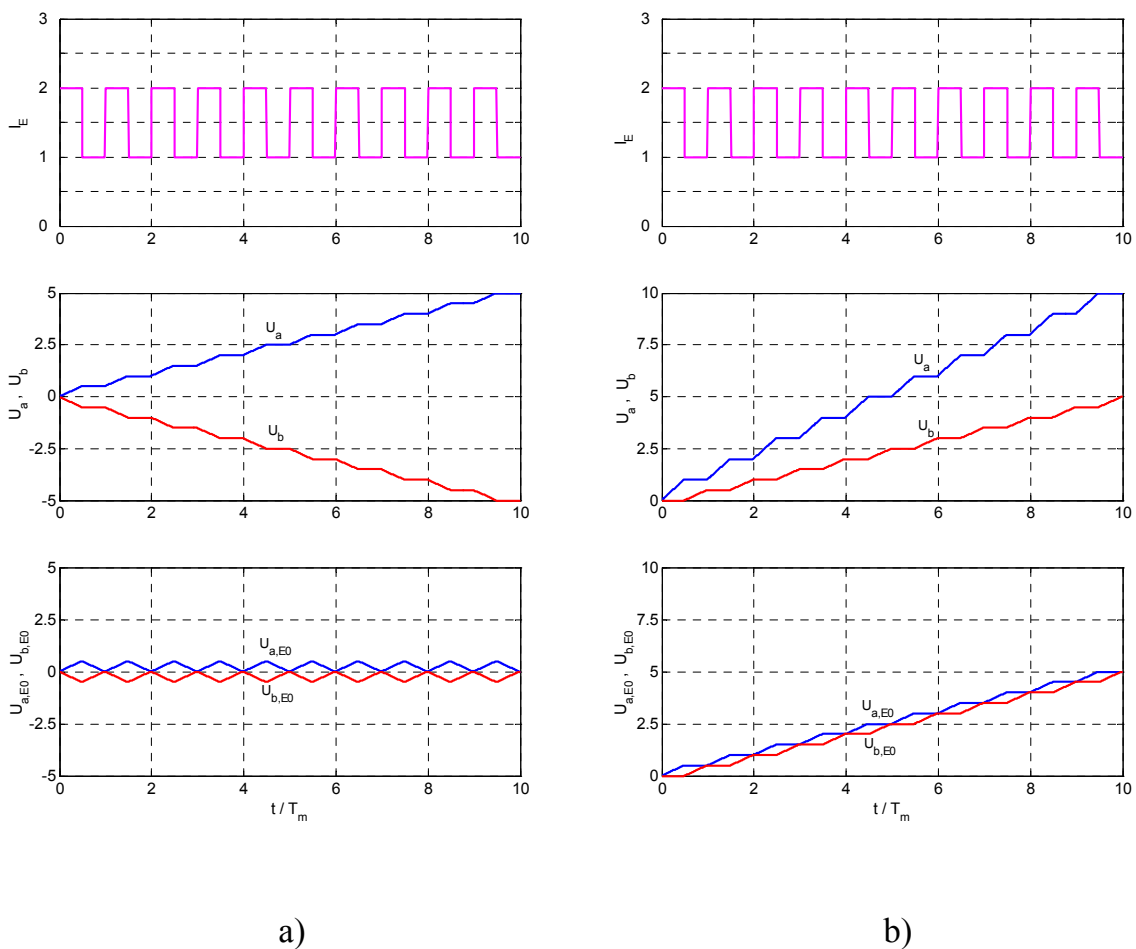


Bild 4.6 Prinzipielle Verläufe der Ausgangsspannungen des MSM-PMD (a) und des PG-PMD (b) mit I_E : Empfangssignal; $U_a(t)$, $U_b(t)$: gesamte Ausgangsspannung, $U_{a,E0}(t)$, $U_{b,E0}(t)$: Spannungsanteil des Hintergrundlichts

Ein Nachteil des MSM-PMD ist der wegen des Leckstroms [40] des Schottky-Kontakts im Vergleich zum PG-PMD relativ große Dunkelstrom, der üblicherweise im

nA-Bereich liegt (beim PG-PMD nur wenige pA). Diese nachteilige Eigenschaft des MSM-PMD ist aber nicht so kritisch, da auch der Dunkelstrom durch die inhärente Eigenschaft der Gleichstromunterdrückung kompensiert wird und das Signal-Rausch-Verhältnis (S/N) am Ausgang mit zunehmender Integrationszeit steigt.

4.3.2 ASM-MSM-PMD

Wie in der Beschreibung des SSM-MSM-PMD gezeigt, erhält man an den beiden Ausgängen der Auslesenetzwerke zwei Signale, die idealerweise immer den gleichen Betrag, aber unterschiedliches Vorzeichen (bezogen auf den Ausgangspunkt) besitzen. Das bedeutet, dass nur ein Ausgangssignal für die Auswertung der Phasen- bzw. Tiefeninformation notwendig ist und dass das andere lediglich bei Ausnutzung der Differenzbildung für eine erhöhte (verdoppelte) Empfindlichkeit sorgt. Dies deutet an, dass ein MSM-PMD auch mit einseitiger Modulation und Auslese asymmetrisch betrieben werden kann. Ein solches Ausführungsbeispiel ist in **Bild 4.7** schematisch dargestellt. Im Gegensatz zum SSM-PMD wird ein PMD mit dieser Betriebsart, d. h. mit asymmetrischer Selbstmodulation und Auslese, als ASM-PMD bezeichnet.

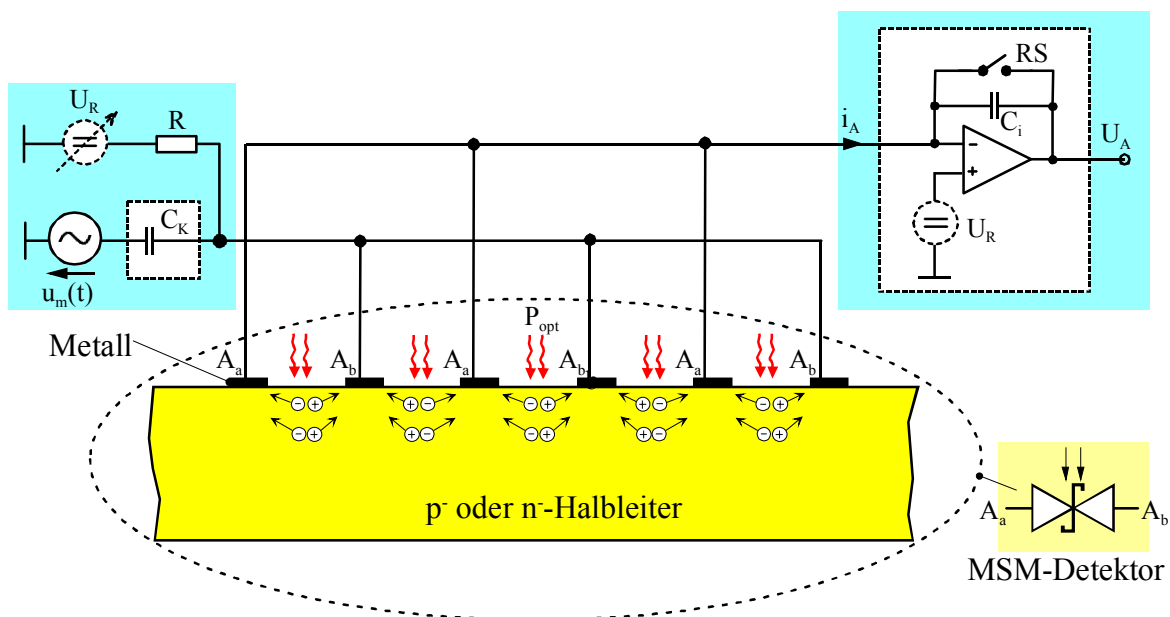


Bild 4.7 Schematische Darstellung des ASM-MSM-PMD

Beim ASM-PMD werden die Elektrodenstreifen in gleicher Weise wie beim SSM-PMD in zwei Gruppen A_a und A_b geteilt, aber nur eine davon wird als Modulationselektrode und die andere als Ausleseelektrode genutzt. Durch die physikalische Trennung der Modulations- und Auslesesignale können die entsprechenden Schaltungen einfach und flexibel gestaltet werden.

Die Modulationsspannung $u_m(t)$ kann direkt oder über eine Koppelkapazität C_K an die Modulationselektroden A_2 angelegt werden. Um den Schaukeleffekt während des Mischprozesses im PMD zu erhalten, muss die Modulationsspannung gegenüber dem Potential der Ausleseelektroden A_a ein „bipolares“ Signal sein. Als Ausleseschaltung kann z. B. ein Transimpedanzverstärker mit einer rücksetzbaren Integrationskapazität C_i im Rückkopplungszweig verwendet werden. Die Ausleseelektroden liegen somit nahezu auf dem virtuellen Massepotential oder auf einer konstanten Referenzspannung U_R und sind an der Modulation nur passiv beteiligt. Die „bipolare“ Modulationsspannung wirkt dabei wie ein Gegentaktsignal, da durch sie ein hochfrequentes elektrisches Wechselfeld zwischen den Elektroden A_a und A_b erzeugt wird und ein Mischvorgang im photosensitiven Bereich wie beim SSM-PMD mit Gegentaktsmodulation stattfindet. Die photogenerierte Ladung wird demzufolge nach ihrer Polarität getrennt, d. h., die Elektronen und Löcher bewegen sich in entgegengesetzte Richtungen zu den gegenüberliegenden Elektroden. Aber nur die an die Ausleseelektrode gelangenden Ladungen werden über die Integrationskapazität C_i aufintegriert und über die Integrationszeit zu einer Ausgangsspannung U_A akkumuliert. Dabei werden Hintergrundlicht- und Dunkelstrom durch Hin- und Herschaukeln im Takt des Modulationssignals stark unterdrückt (mit gleichem Faktor wie beim SSM-PMD).

Die in **Bild 4.7** gezeichnete Koppelkapazität C_K und Referenz- bzw. Vorspannung U_R sind optional, also nicht zwingend. Bei einem mittelwertfreien bipolaren Modulationssignal $u_m(t)$ und einer auf null gelegten Referenz- und Vorspannung U_R kann die Koppelkapazität weggelassen werden. Dadurch ist die untere Grenzfrequenz des Modulationssignals gleich null.

4.3.3 OEP (Optoelektronischer Prozessor)-Prinzip

Aus der Funktionsweise der oben beschriebenen MSM-PMDs mit symmetrischer oder asymmetrischer Modulation und Auslese erkennt man, dass bei MSM-PMDs beide Ladungsträger – Elektronen und Löcher – moduliert sind und zum Ausgangsstrom beitragen. Abhängig von dem Vorzeichen des Modulationssignals wechselt der Ausgangsstrom seine Flussrichtung zur Ausleseelektrode, es fließt also ein positiver oder negativer Strom aus der Ausleseelektrode heraus oder hinein. Diese bidirektionale Eigenschaft des Ausgangsstroms kann zu einer Funktionalitätserweiterung des MSM-PMD ausgenutzt werden, indem man beispielsweise zwei ASM-PMDs unmittelbar nebeneinander setzt und als eine Einheit erfasst, wie in **Bild 4.8** prinzipiell dargestellt. Die beiden Ausgänge sind direkt miteinander verbunden, wie es einer Wired-OR-Verknüpfung in der Digitalschaltungstechnik entspricht. Eine solche Anordnung ist in der Lage, wie später gezeigt wird, verschiedene digitale und analoge Operationen zwischen den optischen und elektrischen Signalen auszuführen und ermöglicht damit die direkte Verarbeitung und Verknüpfung der eintreffenden optischen Signale mit elektrischen Signalen oder anderen optischen Signalen. Aufgrund der flexiblen und vielfältigen Funktionen und Prozessierungsmöglichkeiten für optische und elektrische Signale werden diese optoelektronischen Komponenten als Optoelektronischer Prozessor (OEP) bezeichnet.

Die dem OEP zugrunde liegende Funktion ist das elektronisch gesteuerte selektive Ein- und Abschalten des ausgangsseitigen Photostroms I_A . Dies kann durch Änderung der Polarität bzw. des Zustandes der einzelnen Modulationssignale und damit der Flussrichtung der zugehörigen Photoströme I_{A1} und I_{A2} erreicht werden. Bei der in **Bild 4.8** dargestellten einfachen Version der OEP-Struktur wird der gesamt resultierende Ausgangsstrom I_A gemäß der Wired-OR-Auslese durch Summation der Ströme I_{A1} und I_{A2} , d. h. $I_A = I_{A1} + I_{A2}$, und mit einem nachgeschalteten Transimpedanzverstärker oder Millerintegrator am Ausgang als Spannung U_A ausgelesen.

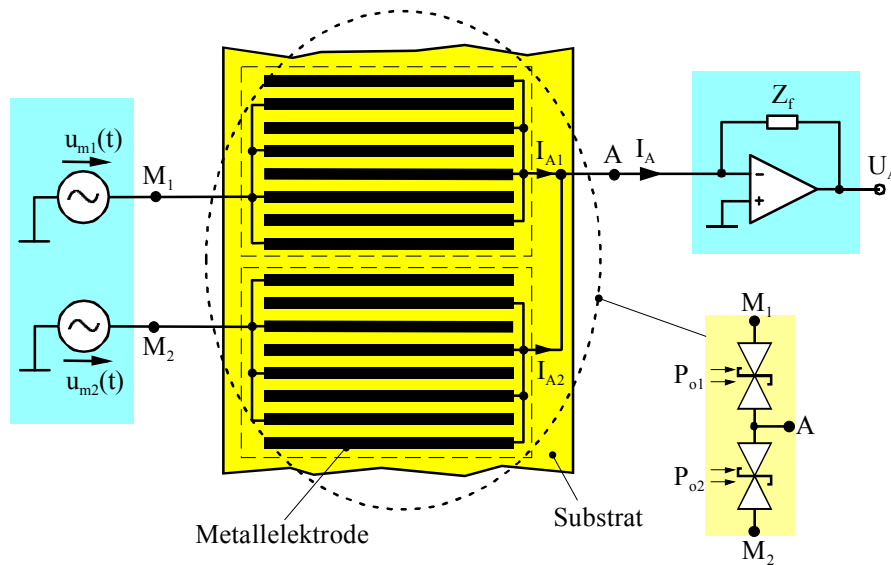


Bild 4.8 Draufsicht einer prinzipiellen OEP-Ausführung

Beim OEP ist eine Modulation des optischen Signals $P_o(t)$ nur optional erforderlich. Je nach Verwendungszweck können die Modulationselektroden M_1 und M_2 z. B. für Korrelationsanwendung mit gleicher Frequenz der senderseitigen Modulation moduliert oder für Schaltanwendung und logische Verknüpfung mit zwei frei wählbaren periodischen oder aperiodischen Schaltsignalen betrieben werden. Die Abschaltung des Ausgangssignals erfolgt mit $u_{m1}(t) = -u_{m2}(t)$, dabei wird angenommen, dass das optische Signal P_o auf dem gesamten photosensitiven Bereich gleich verteilt ist, da in diesem Fall aus Symmetriegründen $I_{A1} = -I_{A2}$ (einschließlich Hintergrundlicht und Dunkelstrom) gilt und sich somit $I_A \equiv 0$ bzw. $U_A \equiv 0$ ergibt. Im anderen Fall, d. h. bei $u_{m1}(t) = u_{m2}(t)$, addieren sich die beiden Ströme I_{A1} und I_{A2} mit gleichem Betrag und Vorzeichen zu einem Gesamtstrom I_A , der dem Strom I_{A1} bzw. I_{A2} entsprechend einen positiven, negativen oder Nullwert annehmen kann. Der Ausgang befindet sich in diesem Fall in eingeschaltetem Zustand.

Für die meisten OEP-Anwendungen können die funktionellen Zusammenhänge verschiedener Eingangs- und Ausgangsgrößen anhand der Signalzustände übersichtlich dargestellt werden. Dies gilt auch, wenn die OEP-Elemente als PMD mit Rechtecksignal betrieben werden, da der Misch- bzw. Korrelationsprozess als

„Correlated Balanced Sampling“ (CBS), also als Abtastvorgang mit positiven und negativen Abtastimpulsen, betrachtet werden kann, wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben wurde. Die Zustände des optischen Eingangssignals können demnach mit $\{0, 1\}$ bzw. $\{0, +\}$ für Lichtsignal „ein“ und „aus“ bezeichnet werden. Die elektrischen Eingangssignale (Modulationssignale) lassen sich ebenfalls mit zweiwertigen Zuständen „1 / -1“ oder „+ / -“ für „positive / negative“ Spannung darstellen. Am Ausgang handelt es sich um dreiwertige Zustände, nämlich „1 / -1 / 0“ bzw. „+ / - / 0“ für positive, negative und Nullwerte des Ausgangssignals (Strom oder Spannung).

In der Zustandstabelle (**Tabelle 4.1**) sind die Zustände des Ausgangssignals (A) als Funktion aller möglichen Kombinationen von Eingangssignalen aufgelistet. Dabei werden die elektrischen Modulationssignale (hier mit M_1 und M_2 bezeichnet) wie auch die optischen Signale, die entweder als zwei unabhängige Lichtstrahlungen P_{o1} und P_{o2} oder als eine auf die beiden photosensitiven Bereiche gleich verteilte Strahlung P_o angenommen werden, als Eingangssignale betrachtet.

A		$P_{o1} P_{o2}$				P_o	
		0 0	0 1	1 0	1 1	0	1
$M_1 M_2$	-1 -1	0	-1	-1	-1	0	-1
	-1 1	0	1	-1	0	0	0
	1 -1	0	-1	1	0	0	0
	1 1	0	1	1	1	0	1

Tabelle 4.1 Ternäre Zustände des Ausgangssignals A als Funktion der Eingangssignale P_{o1} und P_{o2} sowie M_1 und M_2

Die ternären Ausgangszustände können eventuell für Anwendungen mit dreiwertiger Logik oder Codierung vorteilhaft genutzt werden. Im Folgenden sollen die OEPs aber nur bezüglich der klassischen binären Logikfunktion behandelt werden. Dazu kann das Ausgangssignal durch ein Betragsglied gleichgerichtet werden, so dass es nur eine Polarität (unipolares Signal) besitzt und der entsprechende Zustand als logisch „1“ gelesen werden kann. Der Einheitlichkeit halber kann der negative Wert „-1“ des

binären Zustandes der Modulationssignale auch durch logisch „0“ ersetzt werden. Aus **Tabelle 4.1** erhält man folglich eine zweiwertige Funktionstabelle, die in Form eines KV (Karnaugh-Veitch)-Diagramms angeordnet ist, wie in **Tabelle 4.2** gezeigt.

<i>A</i>		<i>P_{o1} P_{o2}</i>				<i>P_o</i>	
		0 0	0 1	1 1	1 0	0	1
<i>M₁ M₂</i>	0 0	0	1	1	1	0	1
	0 1	0	1	0	1	0	0
	1 1	0	1	1	1	0	1
	1 0	0	1	0	1	0	0

Tabelle 4.2 Binäre Zustände des gleichgerichteten Ausgangssignals *A* als Funktion der Eingangssignale *P_{o1}* und *P_{o2}* sowie *M₁* und *M₂*

Nach der Karnaugh-Veitch-Methode ergibt sich der vereinfachte logische Zusammenhang zwischen den Eingangs- und Ausgangssignalen zu

$$A = P_{o1} \oplus P_{o2} + (\overline{M_1} \overline{M_2} + M_1 M_2) P_{o1} P_{o2} \quad (4.1)$$

Gemäß dieser allgemeinen Funktionsgleichung kann eine einfache OEP-Schaltung folgende logische Verknüpfungen unter bestimmten Bedingungen – die so genannten „bedingten“ Verknüpfungen – erfüllen:

- **OR-Verknüpfung** zwischen den optischen Signalen *P_{o1}* und *P_{o2}*, wenn die beiden elektrischen Eingangssignale *M₁* und *M₂* stets gleiche Zustände haben:

<i>P_{o1}</i>	<i>P_{o2}</i>	<i>A</i>	<i>Funktion</i>	<i>Bedingung</i>
0	0	0	$A = P_{o1} + P_{o2}$	$M_1 \equiv M_2$
0	1	1		
1	0	1		
1	1	1		

Tabelle 4.3 Funktionstabelle der OR-Verknüpfung

Für diese Verknüpfung ist eine Gleichrichtung des Ausgangssignals nicht notwendig, da bei einer festgehaltenen Kombination der Modulationszustände, z. B. $M_1 = M_2 \equiv 1$, kein ternärer Zustand am Ausgang auftritt, wie man in der Tabelle 4.1 sieht.

- **XOR-Verknüpfung** zwischen den optischen Signalen P_{o1} und P_{o2} , wenn die beiden elektrischen Eingangssignale M_1 und M_2 ungleiche Zustände haben:

P_{o1}	P_{o2}	A	Funktion	Bedingung
0	0	0	$A = P_{o1} \oplus P_{o2}$	$M_1 \neq M_2$
0	1	1		
1	0	1		
1	1	0		

Tabelle 4.4 Funktionstabelle der XOR-Verknüpfung

Die Modulationssignale M_1 und M_2 , deren Zustände in **Tabelle 4.3** und **Tabelle 4.4** als Bedingungen ausgedrückt sind, können für die jeweilige Funktion als elektrische Freigabesignale interpretiert werden. Wenn der Zustand eines der beiden Modulationssignale M_1 und M_2 geändert wird, folgt sofort ein Umschalten der logischen Funktion von OR- zu XOR-Verknüpfung oder umgekehrt. M_1 und M_2 dienen daher als Auswahlssignale für die gewünschte Funktion.

- **XNOR-Verknüpfung** zwischen den elektrischen Signalen M_1 und M_2 , wenn die Zustände beider optischen Eingangssignale P_{o1} und P_{o2} gleich „1“ sind:

M_1	M_2	A	Funktion	Bedingung
0	0	1	$A = \overline{M_1 \oplus M_2}$	$P_{o1} = P_{o2} \equiv 1$
0	1	0		
1	0	0		
1	1	1		

Tabelle 4.5 Funktionstabelle der XNOR-Verknüpfung

Dabei wirken die optischen Signale P_{o1} und P_{o2} wie Steuerungssignale. Sie können, wie bereits erwähnt, zusammengefasst als eine konstante Bestrahlung, die auf die beiden photosensitiven Bereiche gleich verteilt ist, betrachtet werden.

- **NOT-Verknüpfung:** Wenn bei der XOR- und XNOR-Verknüpfung (Tabelle 4.4 und Tabelle 4.5) eines der beiden optischen Eingangssignale konstant bleibt, wird das andere auf den Ausgang „direkt“ durchgeschaltet oder invertiert ausgegeben. Das Letztere stellt eine NOT-Funktion (Negation) dar.

P_{o1}	A	Funktion	Bedingung
0	1	$A = \overline{P_{o1}}$	$M_1 \neq M_2$
1	0		$P_{o2} \equiv 1$

M_1	A	Funktion	Bedingung
0	1	$A = \overline{M_1}$	$P_{o1} = P_{o2} \equiv 1$
1	0		$M_2 \equiv 0$

Tabelle 4.6 Funktionstabellen der NOT-Verknüpfung

Die NOT-Funktion in den Tabellen bleibt erhalten, wenn P_{o1} mit P_{o2} oder M_1 mit M_2 vertauscht wird.

- **AND-Verknüpfung** zwischen den elektrischen Signalen M_1 und M_2 und dem optischen Signal P_o , wenn das Ausgangssignal nicht gleichgerichtet ist und der Zustand „-1“ (oder „1“) als „0“ angenommen werden kann, z. B., wenn das elektrische Ausgangssignal zur Ansteuerung eines nachgeschalteten optischen Senders (LD / LED) genutzt wird.

M_1	M_2	P_o	A	Funktion
0	0	x	0	$A = M_1 \cdot M_2 \cdot P_o$
0	1	x	0	
1	0	x	0	
1	1	1	1	

Tabelle 4.7 Funktionstabelle der AND-Verknüpfung

Mit $P_o \equiv 1$ erhält man eine **AND-Verknüpfung** zwischen den beiden elektrischen Signalen: $A = M_1 \cdot M_2$.

Bisher wurden die Grundfunktionen der OEP anhand der in **Bild 4.8** dargestellten einfachen Struktur aufgezeigt. Bei dieser Struktur sind die Photoströme I_{A1} und I_{A2} nicht separat abschaltbar. Zum Abschalten des gesamten Ausgangsstroms I_A ist eine gleiche Verteilung der optischen Leistung P_o bzw. P_{o1} und P_{o2} auf den beiden photosensitiven Bereichen des OEP-Pixels erforderlich. Eine erweiterte OEP-Struktur ist der so genannte Zweifach- bzw. Twin-OEP, wie in **Bild 4.9** gezeigt.

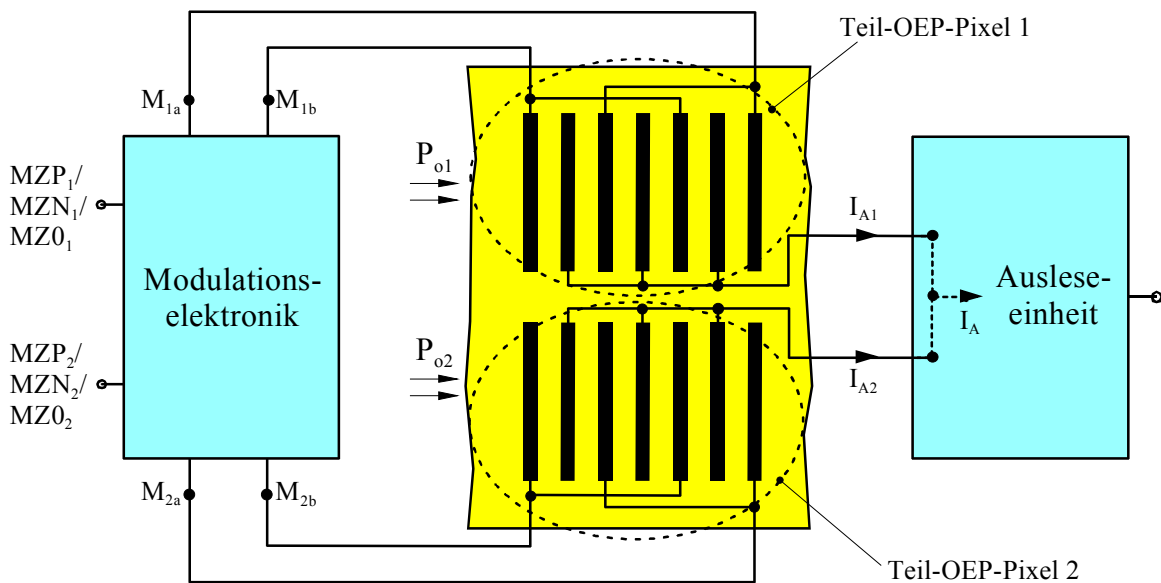


Bild 4.9 Ausführungsbeispiel eines Zweifach-OEP in Draufsicht

Dieser Zweifach-OEP setzt sich aus zwei gleich strukturierten Teil-OEPs zusammen. Jeder Teil-OEP besteht, ähnlich wie der einfache OEP (**Bild 4.8**), aus einem streifenförmigen MSM-Detektor mit zwei Modulationseingängen und einem Stromausgang. Anders als der einfache OEP sind beim Teil-OEP die beiden Gruppen der Modulationselektroden nicht voneinander getrennt mit eigenen Ausleseelektroden, sondern verschachtelt mit gemeinsamen Ausleseelektroden angeordnet. Auf diese Weise kann der Auslesestrom I_{A1} bzw. I_{A2} ohne hohe Anforderung an eine Gleichverteilung der optischen Strahlung einzeln abgeschaltet werden. Die Abschaltung des Auslesestroms I_{A1} geschieht durch die Zustandskombination der Modulationssignale mit $M_{1a} = \text{positiv}$ und $M_{1b} = \text{negativ}$ oder umgekehrt. In der Praxis kann für eine vollständige Eliminierung des Auslesestroms I_{A1} eventuell ein

Stromausgleich zwischen den Auslese- und Modulationselektroden des Teil-OEP durch unsymmetrische Amplituden der Modulationssignale M_{1a} und M_{1b} erfolgen. Auf die gleiche Weise kann I_{A2} abgeschaltet werden. Neben diesen zusätzlichen Eigenschaften bietet diese Struktur alle Funktionen des einfachen OEP, da sie in die in **Bild 4.8** dargestellte Struktur übergeht, wenn in **Bild 4.9** die Modulationssignale M_{1a} mit M_{1b} und M_{2a} mit M_{2b} gleich gesetzt oder die entsprechenden Modulationseingänge verbunden werden, d. h. $M_{1a} \equiv M_{1b}$ und $M_{2a} \equiv M_{2b}$. Für jeden Teil-OEP gibt es nun am zugehörigen Ausgang drei mögliche Zustände, also einen positiven, negativen oder null-Auslestrom. Dementsprechend werden die vier Kombinationen der beiden elektrischen Eingangssignale den als positiv, negativ und Null bezeichneten drei Modulationszuständen, kurz MZP , MZN und MZO , folgendermaßen zugeordnet:

$$MZP_X: \quad M_{Xa} = \text{positiv}, \quad M_{Xb} = \text{positiv} \rightarrow I_{AX} = \text{positiv}$$

$$MZN_X: \quad M_{Xa} = \text{negativ}, \quad M_{Xb} = \text{negativ} \rightarrow I_{AX} = \text{negativ}$$

$$MZO_X: \quad M_{Xa} = \text{positiv}, \quad M_{Xb} = \text{negativ} \rightarrow I_{AX} = 0 \text{ oder}$$

$$M_{Xa} = \text{negativ}, \quad M_{Xb} = \text{positiv} \rightarrow I_{AX} = 0$$

Dabei steht der untere Index x für Teil-OEP1 oder 2.

Die beiden über die Modulationsspannungen gesteuerten Ströme I_{A1} und I_{A2} können mit der Ausleseeinheit getrennt, z. B. für den Ansatz als Demultiplexer, ausgewertet und weiter gegeben oder direkt über eine Wired-OR-Verknüpfung als Summenstrom $I_A = I_{A1} + I_{A2}$ ausgelesen werden. Alternativ können sie auch von einem Differenzverstärker zu einer Differenzspannung $U_A = U_{A1} - U_{A2}$ umgewandelt werden. Unter der Annahme gleich verteilter optischer Leistung auf den beiden Teil-OEPs gibt es am Ausgang ebenfalls drei Zustände: der positive, negative oder Nullzustand. **Tabelle 4.8** zeigt die ternären Zustände des Ausgangssignals A als Funktion der Eingangssignale P_{o1} und P_{o2} bei unterschiedlichen Kombinationen der Modulationszustände für eine Wired-OR-Auslese. Wenn der Ausgangszustand der Differenzauslese nicht der Wired-OR-Auslese entspricht, wird er zusätzlich in Klammern angegeben.

A	$P_{o1} P_{o2}$				Funktion
	0 0	0 1	1 0	1 1	
MZN_1 / MZN_2	0	-1 (1)	-1	-1 (0)	OR (XOR)
MZN_1 / MZP_2	0	1 (-1)	-1	0 (-1)	XOR (OR)
MZP_1 / MZN_2	0	-1 (1)	1	0 (1)	XOR (OR)
MZP_1 / MZP_2	0	1 (-1)	1	1 (0)	OR (XOR)
MZO_1 / MZO_2	0	0	0	0	Schalter
MZO_1 / MZP_2	0	1 (-1)	0	1 (-1)	
MZO_1 / MZN_2	0	-1 (1)	0	-1 (1)	
MZP_1 / MZO_2	0	0	1	1	
MZN_1 / MZO_2	0	0	-1	-1	

Tabelle 4.8 Ternäre Zustände des Ausgangssignals A des Zweifach-OEP als Funktion von P_{o1} und P_{o2} bei unterschiedlicher Kombination der Modulationszustände für Wired-OR-Auslese und Differenzauslese (in Klammern)

Wie beim einfachen OEP können mit dem Zweifach-OEP die logischen OR- und XOR-Verknüpfungen zwischen den beiden optischen Signalen realisiert werden, indem man eine entsprechende Kombination der Modulationszustände der beiden Teil-OEPs wählt. Bei der Wired-OR-Auslese realisiert man mit der Kombination MZP_1 / MZP_2 oder MZN_1 / MZN_2 eine **OR-Funktion** und mit MZP_1 / MZN_2 oder MZN_1 / MZP_2 eine **XOR-Funktion** (für gleichgerichtetes Ausgangssignal); bei der Differenzauslese werden mit den gleichen Modulationszuständen der Wired-OR-Auslese die OR- und XOR-Funktionen vertauscht.

Wenn die beiden Teil-OEPs sich im Modulationszustand null (MZO) befinden, werden die Ausgangsströme I_{A1} , I_{A2} und somit auch I_A komplett abgeschaltet. Wird der Modulationszustand eines oder beider Teil-OEPs von MZO in MZP oder MZN geändert, wird der entsprechende Ausgangsstrom aktiviert. Daher funktioniert der Zweifach-OEP mit diesen Zustandskombinationen wie zwei parallele OE-Schalter, die einen schnellen OE-Sampling-, OE-(De)Multiplex- oder Burst-Betrieb ermöglichen.

Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, können auf Basis der dargestellten Funktionen (logische Verknüpfungen und Schalter) OEPs in zahlreichen optoelektronischen Anwendungen zu einer wesentlichen Vereinfachung digitaler und analoger Signalverarbeitung optischer und elektrischer Signale eingesetzt werden.

4.3.4 Anwendungen von OEPs

Die Anwendungsmöglichkeiten von OEPs sind sehr vielseitig, sie können z. B. als OE-Gatter, OE-PLL und -DLL, OE-Analogschalter, OE-Sampler, OE-Multiplexer und -Demultiplexer, OE-Router, OE-Mischer und -Korrelator in der optischen Nachrichten- und Messtechnik flexibel eingesetzt werden. Im Folgenden sollen einige wichtige Funktionen und Einsatzbeispiele des OEP anhand der Zweifach-OEP-Struktur kurz erläutert werden, wobei der OEP je nach Bedarf in Form von Einzelpixel, Zeile oder Matrix ausgeführt werden kann. Bei der praktischen Anwendung kann der OEP auch als ein Vierfach-OEP mit räumlich symmetrischer Aufteilung auf vier Teil-OEP-Pixel, ähnlich wie die in **Bild 4.4b)** gezeigte Struktur eines 4-Quadranten-IQ-PMD-Pixels, realisiert werden, wobei die diagonal liegenden Teil-Pixel jeweils als ein Zweifach-OEP mit getrennter oder Wired-OR-Auslese zusammengefasst werden kann.

1. OEP-Gatter

Als OE-Gatter kann ein OEP zunächst die im vorigen Abschnitt aufgezeigten logischen Verknüpfungsfunktionen wie AND (UND), OR (ODER), XOR (Antivalenz), XNOR (Äquivalenz) und NOT (Negation) zwischen verschiedenen Signalgrößen ausführen. Die XOR-Verknüpfung der beiden getrennten optischen Eingangssignale P_{o1} und P_{o2} hat dabei eine große Bedeutung, da das OEP-XOR-Gatter als digitaler Phasendetektor zweier inkohärenter optischer Signale genutzt werden kann und damit einen schnellen digitalen optischen PLL (Phase-Locked Loop) oder DLL (Delay-Locked Loop) ermöglicht.

Bild 4.10 veranschaulicht in einem Blockschaltbild den Aufbau eines digitalen OEP-PLL. Das OEP-XOR-Gatter vergleicht die digitalen optischen Eingangssignale P_{o1} und P_{o2} miteinander. Die Ausgangsspannung $|U_A|$ des OEP-XOR, deren Tastverhältnis von dem Phasenunterschied der beiden Eingangssignale abhängig ist, wird über einen Tiefpass gefiltert und als Steuerspannung für den VCO verwendet. Das Ausgangssignal des VCO wird zugleich zum Treiben einer Laserdiode (LD) oder einer Leuchtdiode (LED) genutzt. Ein Teil des optischen Ausgangssignals P_{oA} wird z. B. über einen Lichtwellenleiter oder eine separate Lichtquelle auf den ersten optischen Eingang als P_{o1} geführt, so dass durch die optische Rückkopplung ein geschlossener OE-Regelkreis entsteht. In dieser Betriebsart dient das OEP-XOR-Gatter als ein digitaler Phasendetektor.

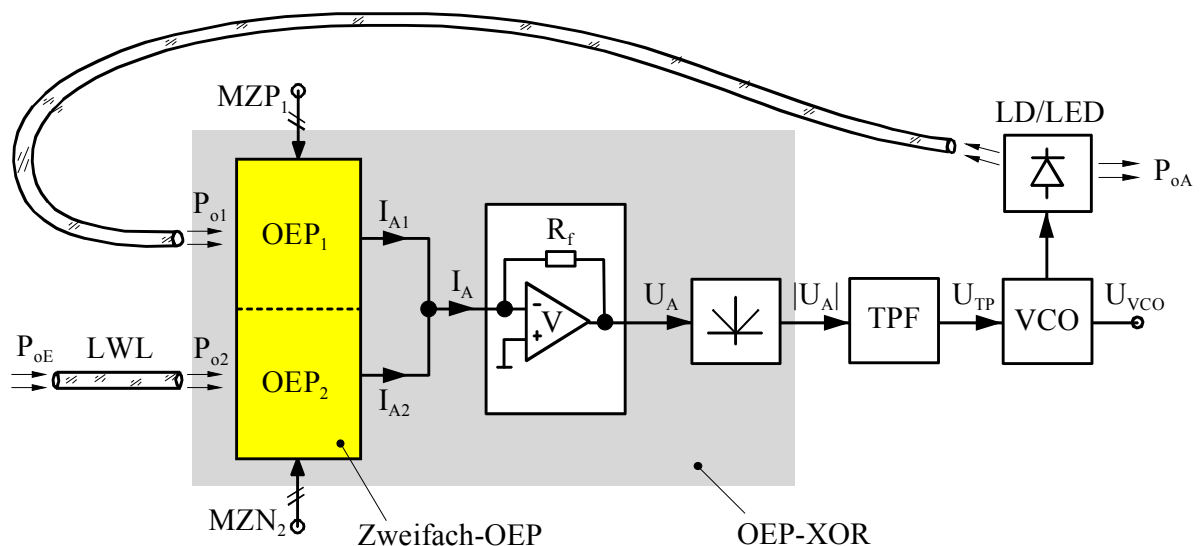


Bild 4.10 Blockschaltbild eines digitalen OEP-PLL

Es lässt sich auch ein analoger OEP-PLL, ähnlich wie der in [41] dargestellte PMD-PLL, realisieren, indem man z. B. den PMD durch einen OEP ersetzt. Der OEP wird hierbei als ein OE-Korrelator, d. h. als normaler PMD, betrieben. Im einfachsten Fall werden die beiden Teil-OEPs gleichzeitig mit einer bipolaren Modulationsspannung moduliert, die aus dem VCO-Ausgang abgeleitet und nach dem Einrasten des PLLs mit dem optischen Eingangssignal korreliert ist.

2. OEP-Kippschaltungen

Basierend auf OEPs mit optischer und /oder elektrischer Rückkopplung sowie geeigneter Kombination der Modulationszustände lassen sich verschiedene bistabile, monostabile und astabile Kippschaltungen realisieren. **Bild 4.11** zeigt ein Realisierungsbeispiel für OEP als eine optische bistabile Kippschaltung, die als RS-Flip-Flop oder Schmitt-Trigger verwendet werden kann. Die nebenstehende Zustandstabelle verdeutlicht die Funktion des entsprechenden RS-Flip-Flops. Dabei wird die dreiwertige Ausgangsspannung U_A zum Steuern, d. h. Ein- und Ausschalten einer LD /LED, durch einen zweiwertigen Zustand Q_A für den optischen und elektrischen Ausgang repräsentiert: $Q_A = 1$ für $U_A =$ positiv und $Q_A = 0$ für $U_A =$ negativ oder null.

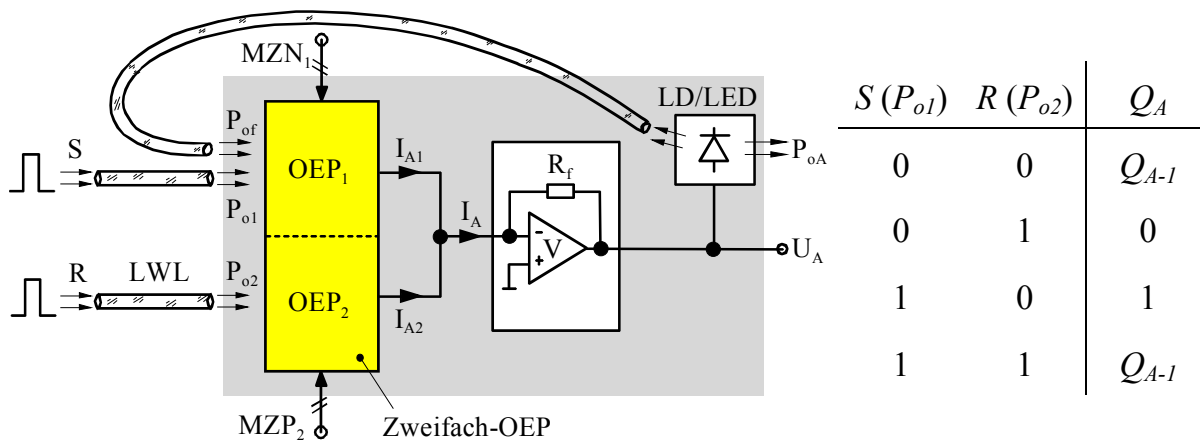


Bild 4.11 Realisierungsbeispiel einer optischen bistabilen Kippschaltung mit OEP

Liegt am optischen Setzeingang (S) logisch „1“ und am Rücksetzeingang (R) „0“ an, d. h. $P_{o1} = 1$ und $P_{o2} = 0$, so wird der Ausgangszustand Q_A auf „1“ gesetzt. Durch die optische Mitkopplung, die unter der Bedingung eines negativen Modulationszustands MZN_1 für OEP₁ (dazu MZP_2 für OEP₂) zusammen mit dem ohmsch gegengekoppelten Transimpedanzverstärker entsteht, bleibt dieser Zustand erhalten, auch wenn das Setzsignal wieder „0“ ist. Die Information wird also am Ausgang gespeichert. Wenn das optische Rücksetzsignal P_{o2} gleich „1“, während das Rücksetzsignal $P_{o2} = 0$ ist, wird der Ausgang auf „0“ rückgesetzt. Für $P_{o1} = P_{o2} = 1$ bleibt der alte

Ausgangszustand ebenfalls erhalten ($Q_A = Q_{A-1}$), dies unterscheidet es gegenüber einem normalen RS-Flip-Flop, bei dem der Eingangszustand $R = S = 1$ aufgrund eines undefinierten Ausgangszustands nicht zulässig ist.

Die obige bistabile OEP-Kippschaltung kann auch als OEP-Schmitt-Trigger verwendet werden, indem man am optischen Eingang des Teil-OEP₂ ein konstantes Referenzsignal P_{o2} anlegt, während beim OEP₁ die Lichtintensität des Eingangssignals P_{o1} kontinuierlich variierbar ist, so erhält man einen nicht invertierenden Schmitt-Trigger. Die Intensität von P_{o2} legt die obere Triggerschwelle (Einschaltpegel) P_{So} fest. Bei $P_{o1} = 0$ befindet sich der Ausgang immer im ausgeschalteten Zustand ($P_{oA} = 0$). Sobald das Eingangssignal die obere Triggerschwelle P_{So} überschreitet, schaltet der Ausgang P_{oA} von „0“ (Aus) auf „1“ (Ein). Wird P_{o1} verkleinert, ändert sich P_{oA} zunächst nicht. Erst wenn P_{o1} die untere Triggerschwelle (Ausschaltpegel) P_{Su} erreicht, die von der rückgekoppelten Lichtintensität P_{oF} abhängig ist, wird am Ausgang P_{oA} von „1“ auf „0“ zurückgesetzt. Die Schalthysterese $P_{Sh} = P_{So} - P_{Su}$ ist im Idealfall gleich der rückgekoppelten Strahlung P_{oF} , die kleiner als die Referenz P_{o2} sein soll, damit der Ausgang durch P_{o1} auf „0“ gesetzt werden kann. Wenn P_{o1} als Referenzlicht mit einer konstanten Intensität gewählt, während OEP₂ mit variierbarem P_{o2} beleuchtet wird, so bekommt man einen invertierenden Schmitt-Trigger. Die prinzipiellen Verläufe der Eingangs- und Ausgangssignale der beiden OEP-Schmitt-Trigger sind in **Bild 4.12** dargestellt.

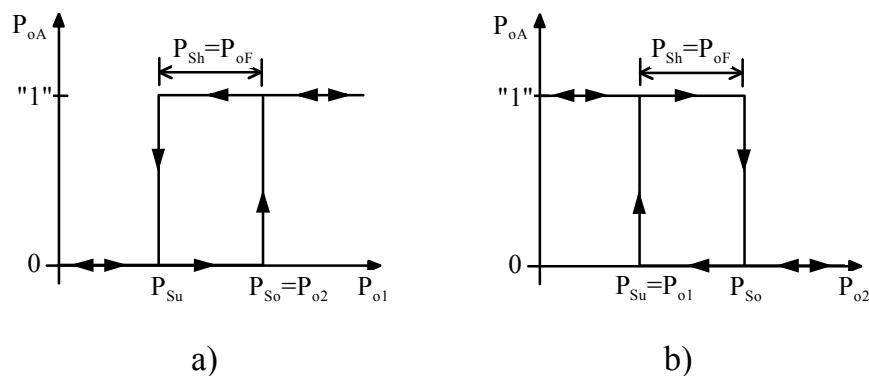


Bild 4.12 Prinzipielle Verläufe des nicht invertierenden (a) und invertierenden (b) OEP-Schmitt-Triggers

3. OEP-Sampler

Analog zu den aus Sampling- und Digital-Speicheroszilloskopen bekannten elektrischen Samplern kann der OEP als breitbandiger OE-Sampler zum Abtasten eines repetierenden oder einmaligen optischen Signals eingesetzt werden. In **Bild 4.12** sind ein elektrischer Sampler mit zwei Schaltdioden (a) und ein optoelektronischer Sampler mit einem Zweifach-OEP (b) prinzipiell dargestellt. Bei dem gezeigten elektrischen Sampler werden die beiden Sampling-Dioden in Sperrichtung vorgespannt und nur für sehr kurze Zeit zum Abtasten des Eingangssignals durch zwei gegenpolige Abtastimpulse in Durchlassrichtung gepolt. Die Speicherkondensatoren C_i werden in dieser Abtastzeit aufgeladen. Am Ausgang des Samplers ergibt sich nach jedem Abtastvorgang eine dem Eingangssignal proportionale Spannung, die auf dem Bildschirm dargestellt oder zur digitalen Speicherung mit einem AD-Wandler in ein digitales Signal umgesetzt wird.

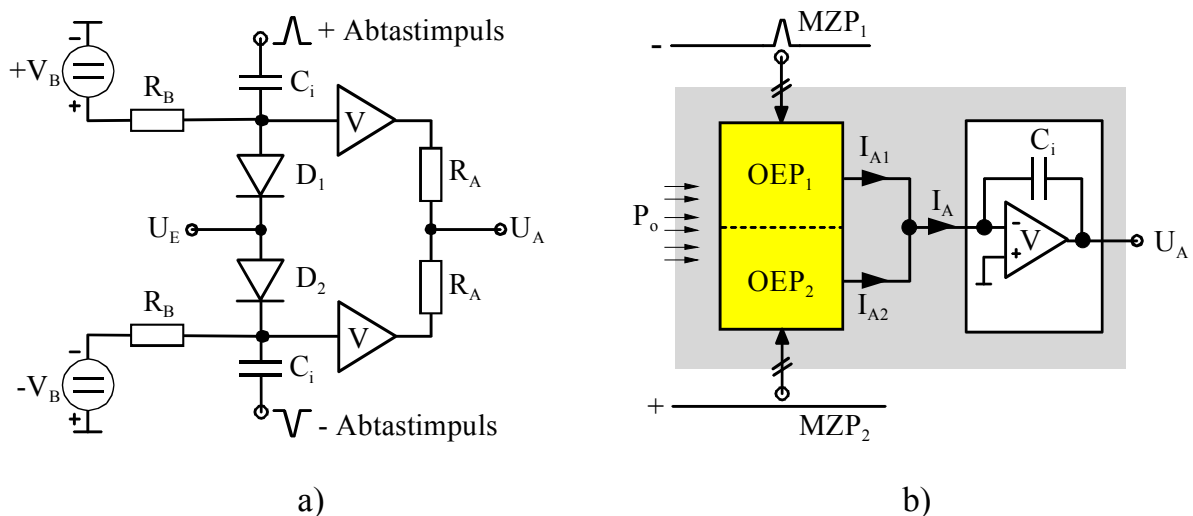


Bild 4.13 Prinzipielle Darstellung eines elektrischen Samplers mit zwei Schaltdioden (a) und eines optoelektronischen Samplers mit einem Zweifach-OEP (b)

Beim OE-Sampler dient der OEP als ein schneller OE-Schalter, der das auf den beiden Teil-OEPs gleich verteilte optische Eingangssignal nur während der Abtastzeit am elektrischen Ausgang erscheinen zulässt. Diese Schalterfunktion wird durch schnelles Wechseln der Modulationszustände des Teil-OEP realisiert.

Der OEP-Sampler befindet sich im Ruhezustand, wenn die beiden OEPs über die Modulationselektroden mit gegenpoligen Spannungen „vorgespannt“ sind, so dass die Ausgangsströme I_{A1} und I_{A2} durch die Kombination der Modulationszustände MZN_1 / MZP_2 oder MZP_1 / MZN_2 den gleichen Betrag, aber entgegengesetztes Vorzeichen haben, damit der resultierende Summenstrom I_A verschwindet. Die Abtastung erfolgt durch das Anlegen eines Abtastimpulses an einen der beiden OEPs, so dass dessen Modulationszustand kurzzeitig umgeschaltet wird, wodurch der OEP mit der Kombination der Modulationszustände z. B. MZP_1 / MZP_2 eine positiv oder MZN_1 / MZN_2 eine negativ gewichtete Abtastprobe liefert. Der Ruhezustand des OEP-Samplers kann auch durch die Kombination MZO_1 / MZO_2 erhalten werden, da die Ausgangsströme I_{A1} und I_{A2} in diesem Modulationszustand selbst null sind. Zum Abtasten müssen beide Teil-OEPs parallel mit einer identischen Impulsspannung an den Modulationselektroden beschaltet werden.

Die abgetastete Probe des Photostroms lädt anschließend die Speicherkapazität C_i des nachgeschalteten Millerintegrators auf. Die am Ausgang erscheinende Spannung bleibt so lange erhalten, bis sie vor der nächsten Abtastung durch eine Reset-Schaltung auf null zurückgesetzt wird. Mit einer extrem kurzer Abtastdauer T_{st} von einigen 10 ps ist eine hohe Bandbreite bzw. Grenzfrequenz f_g des OEP-Samplers, wie bei elektrischem Sampler aus dem Zusammenhang $f_g = 0,44/T_{st}$ [42], im Bereich von einigen 10 GHz zu erwarten.

Durch den Einsatz von OEP-Zeilen bzw. OEP-Matrix können vielkanalige OEP-Sampler zur schnellen Vermessung von repetierenden oder einmaligen räumlichen Lichtsignalen realisiert werden. Die optischen Signale werden zeitlich und räumlich parallel durch eine OEP-Zeile bzw. Matrix Probe für Probe abgetastet und in einem nachgeschalteten Signalverarbeitungssystem über Raum und Zeit rekonstruiert. Damit ist auch die dynamische Aufnahme räumlicher Bilder mit schnellen Bewegungen nach dem Radarprinzip für repetierende Pulsbestrahlung in Form einer 3D-OEP-Kamera möglich.

4. OEP-Multiplexer / Demultiplexer

Je nach der Konfiguration der Ein- und Ausgänge sowie der Modulationszustände lässt sich ein Zweifach-OEP als optoelektronischer Zeitmultiplexer (MUX) oder Demultiplexer (DEMUX) verwenden. Dies ist möglich, da die beiden Teil-OEPs als zwei unabhängige parallele OE-Schalter betrachtet werden können, die im Modulationszustand *MZO* einen „offenen“ und im *MZP* oder *MZN* einen „geschlossenen“ Schaltzustand besitzen. Man erhält einen 2:1 OE-MUX, wenn zwei optische Signale z. B. über Glasfasern separat zu den beiden Teil-OEPs geleitet und deren elektrische Ausgangssignale über Wired-OR verknüpft sind, so dass sie durch die an den jeweiligen Modulationselektroden angelegten Steuersignale gesteuert und zeitlich versetzt auf den gemeinsamen Ausgang durchgeschaltet werden. Ein 1:2 OE-DEMUX lässt sich realisieren, indem das optische Eingangssignal die beiden Teil-OEPs gleich verteilt bestrahlt und die Teilausgänge voneinander getrennt geführt werden, so dass die Eingangsinformation gemäß den Steuersignalen auf die Ausgänge verteilt wird.

Auf die gleiche Weise können mehrkanalige OEP-MUXs/DEMUXs durch den Einsatz eines OEP-Pixelarrays realisiert werden, damit es möglich ist, viele parallele optische Kanäle von Raummultiplexsignalen durch Zeitmultiplex in einen elektronischen Kanal mit schnellerem Signal umgesetzt werden oder umgekehrt ein optisches Zeitmultiplexsignal über OEP-Demultiplexer in parallele elektronische Kanäle aufgeteilt wird.

5. OEP-Mischer und Korrelator

Der als OE-Mischer und Korrelator betriebene OEP ist im Prinzip ein in Abschnitt 4.3.2 beschriebener ASM-MSM-PMD. Zur Realisierung werden lediglich die Modulationselektroden verbunden und eine bipolare Modulationsspannung angeschlossen. Über die Wired-OR-Auslese erhält man am Ausgang der nachgeschalteten Impedanzverstärker mit ohmscher oder kapazitiver Rückkopplung

das Misch- bzw. Korrelationsprodukt aus optischem Signal und elektrischem Modulationssignal. Die beiden Teil-OEPs können auch als 2-Quadranten-PMD-Pixel mit einem gemeinsamen optischen Eingang und getrennten Ausgängen durch zwei zeitlich verschobene Signale moduliert werden, so dass z. B. für die Laufzeitmessung mittels Korrelationsfunktion die Inphase- und Quadraturkomponent bei der Rechteck- oder Sinusmodulation parallel aufgenommen oder eine mittelwertfreie Diskriminatorkennlinie bei PN-Modulation erzielt werden kann.

Für die Misch- und Korrelationsanwendungen kann der OEP weiterhin die Aufgaben des PMD, z. B. in Form eines Pixelarrays als Empfangsmatrix für Bildaufnahmen in einer 3D-Kamera [43], als analoger Phasendetektor in einem OE-PLL [41] oder OE-DLL [44]/[45], erfüllen. Aufgrund seiner inhärenten Eigenschaft der hohen Hintergrundstrahlungs- und Rauschunterdrückung eignet sich der OEP besonders auch als phasensensitiver Detektor zum Einsatz in einem OE-Lock-in-Verstärker. Dieser ist in der Lage, ein sehr schwaches optisches Messsignal nach der Wandlung in ein elektrisches Signal aus einem um einige Größenordnungen stärkeren breitbandigen Rauschen herauszufiltern.

Bild 4.14 zeigt die Prinzipschaltung eines PN-DLL auf der Basis eines Zweifach-OEP, welcher den in [46] verwendeten Photodetektor (APD) und zwei Mischer ersetzt. Der PN-Generator besteht aus einem linear rückgekoppelten n-stufigen binären Schieberegister, aus dem zwei um 2 Bit bzw. $2T_C$ (Chipdauer) gegeneinander verschobene PN-Folgen als Referenzsignale $u_m(t + T_C)$ und $u_m(t - T_C)$ den Modulationselektroden des OEP zugeführt werden. Durch Differenzbildung der beiden Ausgangssignale und anschließende Tiefpassfilterung (Integration) entsteht eine periodische Diskriminatorkennlinie, also eine Korrelationsfunktion, die von der Laufzeit τ des mit der gleichen PN-Folge modulierten Lichtsignals $P_{oE}(t - \tau)$ abhängig ist und zur Bestimmung der Entfernung genutzt werden kann.

Der OEP-Korrelator hat nicht nur in der optischen Messtechnik, sondern auch in der optischen Kommunikationstechnik, z. B. in der diffusen Freiraumkommunikation und

optischen Vermittlungstechnik, ein hohes Anwendungspotential, wie im Folgenden am Beispiel eines OEP-Routers aufgezeigt wird.

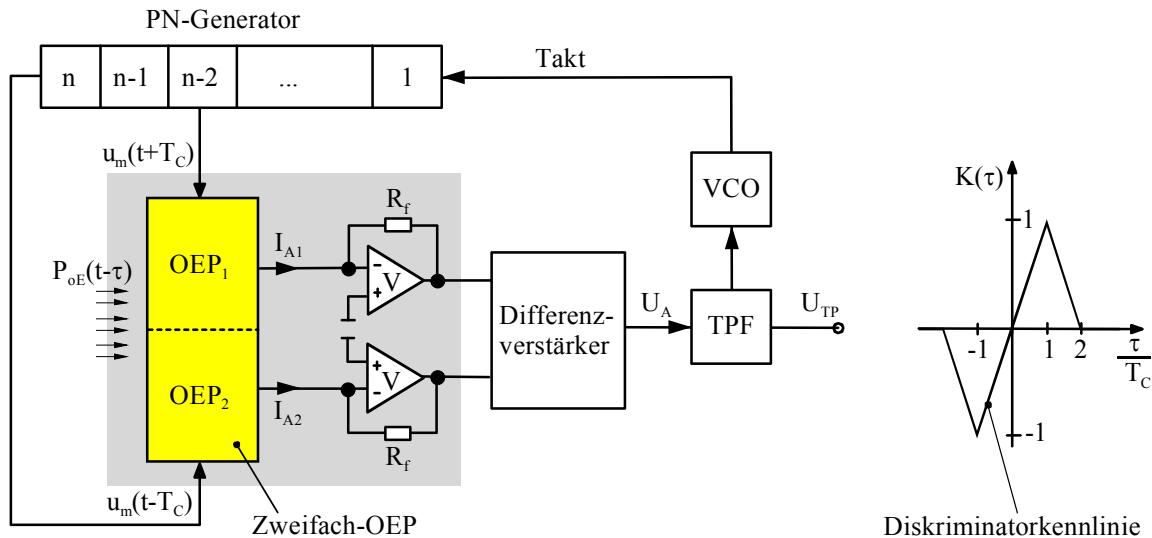


Bild 4.14 Prinzipschaltung eines PN-DLL auf Basis eines Zweifach-OEP

6. OEP-Router

In [44] / [47] / [48] wurde ein nach dem CDMA-Verfahren (Code Division Multiple Access) arbeitender PMD-Korrelationsempfänger demonstriert und dessen Einsatzmöglichkeit für hochparallele, optisch inkohärente Freiraumkommunikation und in Vermittlungssystemen untersucht. Auf dieser Basis ist zu erwarten, dass beim Einsatz des OEP-Arrays als codeselektive Empfangsmatrix in optischen Systemen die Kanalanzahl und die Übertragungsrate weiter erhöht werden kann, da die besonderen Eigenschaften des auf der MSM-Struktur basierten OEP, z. B. die im GHz-Bereich liegende hohe Bandbreite und die inhärente Hintergrund- und Rauschunterdrückung, eine höhere Modulationsfrequenz (Chipfrequenz) und eine kürzere Integrationszeit erlauben. Durch Codemultiplexbetrieb und weitere Multiplexverfahren ist es möglich, rekonfigurierbare optische Cross-Connects bzw. optische Router auf der Basis des OEP-Arrays zu realisieren, **Bild 4.15** zeigt das prinzipielle Blockschaltbild eines solchen OEP-Routers.

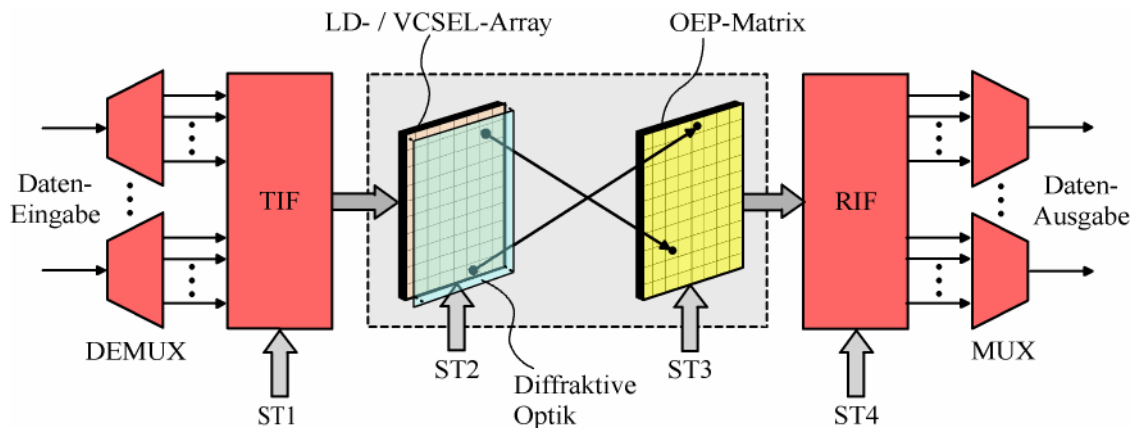


Bild 4.15 Prinzipielles Blockschaltbild eines OE-Routers auf der Basis des OEP-Arrays

Der Eingangsdatenstrom wird mittels Demultiplexern (DEMUX) zerlegt und über eine Schnittstelle TIF (Transmitter-Interface) parallel an einen Laserdioden- bzw. VCSEL-Array geführt. Durch eine diffraktive Optik [49] wird der Laserstrahl des Sendearrays gleichmäßig auf eine OEP-Empfangsmatrix verteilt, so dass jedes OEP-Pixel die Lichtsignale aller Sendekanäle sieht. Die wahlfreie Zuordnung von Sende- zu Empfangskanälen erfolgt mit Hilfe der Steuersignale ST und mittels CDMA-Technologie oder durch die Kombination von Code-, Zeit-, Frequenz- und Phasemultiplex. Die einzelnen Sendekanäle werden dazu mit orthogonalen Spreizcodes realisiert. Im OEP-Empfangsarray können durch Code-Korrelation die gewünschten Daten der entsprechenden Kanäle herausgefiltert bzw. geroutet und über eine parallele Schnittstelle RIF (Receiver-Interface) und Multiplexer (MUX) auf den Ausgang durchgeschaltet werden.

4.4 Grundstrukturen der pn- und APD-PMDs

Nachdem in den vorigen Abschnitten die Grundstrukturen des PG-PMD und MSM-PMD / OEP beschrieben wurden, im Folgenden soll die Realisierung des PMD auf der Basis von pn- bzw. pin- und APD-Strukturen vorgestellt werden. Pin- und Avalanche-Photodioden sind sehr weit verbreitete Halbleiterdetektoren, die besonders im Bereich der schnellen optischen Tele- und Datenkommunikation aufgrund ihrer guten

dynamischen Eigenschaften eingesetzt werden. Durch eine geeignete Dimensionierung kann mit pin-Photodioden ein hoher Quantenwirkungsgrad und eine große Bandbreite erzielt werden. Darüber hinaus ist der Dunkelstrom der pin-Dioden sehr niedrig (z. B. kleiner als 1nA). Pin- und Avalanche-Photodioden können sowohl in vertikaler als auch in lateraler Struktur prozessiert und in verschiedenen Technologien, z. B. CMOS-, Bipolar-, BiCMOS- und GaAs-Prozessen, ohne oder mit Prozessmodifikation hergestellt werden. Es existieren aktuell bereits zahlreiche Untersuchungen über die Integration von pin-Photodioden in verschiedenen Technologien. Diese Erfolg erlaubt es, PMD in pn-, pin- und APD-Struktur in den verfügbaren Technologien ohne wesentliche Prozessänderungen zu realisieren. Im Folgenden werden nur einige mögliche Ausführungsformen der pin- und APD-PMDs prinzipiell dargestellt, ohne die verschiedenen Herstellungstechnologien und die Strukturoptimierung näher zu betrachten, da dies stark von dem zu detektierenden Wellenlängenbereich und der anwendungsspezifischen Anforderung abhängt.

4.4.1 Planarstrukturen

4.4.1.1 Laterale pip-PMDs

Die in Abschnitt 4.3 beschriebenen lateralen MSM-PMDs besitzen einige sehr vorteilhafte Eigenschaften, wie z. B.

- hohe Bandbreite durch eine relativ geringe Diodenkapazität;
- wenige Herstellungsprozessschritte aufgrund der einfachen interdigitalen Struktur;
- inhärente Hintergrundlicht- und Rauchunterdrückung durch Selbstmodulation und Auslese.

Diese Vorteile könnten auch mit pn-Photodioden erzielt werden, indem die Schottky-Übergänge im MSM-Detektor mit pn-Übergängen ersetzt werden, d. h., statt der Metallelektroden werden nun mehrere parallele streifenförmige p^+ - oder n^+ -Zonen in eine schwach dotierte n- oder p-Schicht eingebracht (implantiert oder diffundiert), wie

in **Bild 4.16** skizziert ist. Solche Streifendetektoren können z. B. leicht in CMOS-Technologie hergestellt werden [50] / [51]. In Vertikalrichtung ist diese Struktur eine pin-Photodiode, wenn alle in **Bild 4.16** gezeichneten p^+ -Finger als Anode zusammenschaltet werden und das n^+ -Substrat als Kathode dient. Für den PMD-Betrieb werden die p^+ -Finger in zwei Gruppen mit jeweils einem gemeinsamen Anschluss A_a und A_b geteilt. Die zwei unmittelbar benachbarten p^+ -Zonen und der dazwischenliegende n^+ -Bereich – der photoaktive Bereich – bilden lateral einen bidirektionalen Photodetektor, der hier zusammen mit den Modulations- und Auslesenetzwerken als pnp- bzw. pip-PMD bezeichnet wird.

Die Modulation und Auslese des lateralen pnp-PMD erfolgt, analog zum MSM-PMD, mit symmetrischer oder asymmetrischer Selbstmodulation und Auslese. In **Bild 4.16** ist der Grundstruktur eines lateralen pnp-PMD mit symmetrischer Selbstmodulation und Auslese schematisch dargestellt. Idealerweise werden beim Anlegen der Modulationsspannungen die photoaktiven Bereiche zwischen den benachbarten p^+ -Zonen vollständig verarmt, so dass die photogenerierten Ladungsträger in der Raumladungszone getrennt werden und entlang den Feldlinien zu den benachbarten Elektroden fließen.

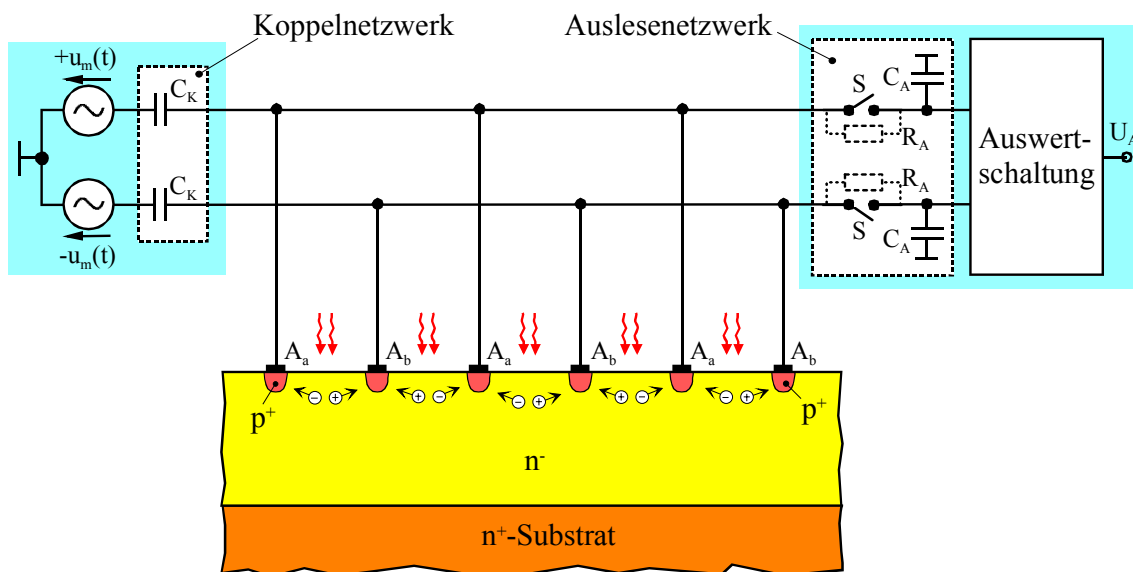


Bild 4.16 Grundstruktur eines pnp-PMD mit symmetrischer Selbstmodulation und Auslese

4.4.1.2 Laterale pnp-PMDs auf SOI-Substrat

Um die Funktion der inhärenten Fremdlichtunterdrückung des PMD zu erhalten, darf möglichst kein geschlossener Stromkreis zwischen den Modulations- bzw. Ausleseelektroden und dem Substrat zustande kommen. Andernfalls kann ein Teil der im tieferen Bereich erzeugten unkorrelierten Ladungsträger, z. B. die Elektronen, ins Substrat fließen und somit ein entsprechender Anteil der in die Koppelkapazitäten aufgenommenen Löcher nicht kompensiert werden. Wenn das Substrat vorgespannt oder auf Masse gelegt wird, kann es bei asymmetrischer Selbstmodulation (ASM) (s. Abschnitt 4.3.2) zu einem unsymmetrischen Ausgangsstrom führen, weil die in Vertikalrichtung vorhandenen parasitären Komponenten (pin-Dioden) für positive und negative Modulationsspannung unterschiedliche elektrische Eigenschaften besitzen. Bei OEICs muss das Substrat um die Funktion der elektronischen Schaltungen zu gewährleisten auf Masse oder ein bestimmtes Potential festgelegt werden. Für den Betrieb des lateralen pnp-PMD ist dies ungeeignet. Dieses Problem lässt sich mit Verwendung der SOI (Silicon on Insulator)-Technik lösen, indem eine vergrabene Oxid-Schicht zur vollständigen dielektrischen Isolation jedes einzelnen Bauelements der integrierten Schaltung genutzt wird. Die SOI-Technologie ist kompatibel zum Standard-CMOS-Prozess und bietet für die integrierten CMOS-Schaltungen weitere Vorteile gegenüber der herkömmlichen Bulk-Technologie, z. B. die Verringerung der parasitären Kapazitäten und die Eliminierung von Latch-up-Effekten [52] / [53]. **Bild 4.17** zeigt den schematischen Aufbau eines lateralen pnp-PMD-Pixels in der SOI-Technologie.

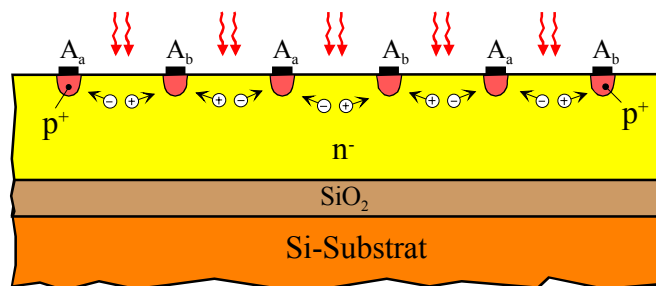


Bild 4.17 Schematischer Aufbau eines lateralen pnp-PMD in der SOI-Technologie

Bei der oben gezeigten Struktur wird die Absorptionslänge der Photonen im langwelligen Bereich, d. h. im Rot- und nahen Infrarot-Bereich, durch den vergrabenen Isolator (SiO_2) begrenzt. Wegen der dünnen photoaktiven Schicht werden die im tiefen Bereich generierten Ladungsträger, die sich aufgrund der schwachen Feldstärke im unteren Gebiet langsam bewegen, blockiert. Dadurch wird eine hohe Bandbreite ermöglicht. Die kurze Absorptionslänge bzw. die relativ große Eindringtiefe reduzieren allerdings die Quantenausbeute, da die Eindringtiefe ($1/\alpha$) im Silizium etwa $2,6 \mu\text{m}$ für $\lambda = 635 \text{ nm}$ bzw. $16 \mu\text{m}$ für $\lambda = 850 \text{ nm}$ beträgt. Typischerweise ist die Dicke der Absorptionsschicht weniger als $2 \mu\text{m}$, damit eine Bandbreite im GHz-Bereich erzielt werden kann [54]. In [55] wurde z. B. eine laterale pin-Photodiode mit Fingerstruktur auf einem $2 \mu\text{m}$ dicken SOI-Substrat in einem unveränderten $0,13 \mu\text{m}$ -CMOS-Prozess hergestellt. Dabei wurde ein Quantenwirkungsgrad von ca. 10 % bei $\lambda = 850 \text{ nm}$ und die 3dB-Bandbreite von 3,2 GHz bei einer 3 Volt Vorspannung gemessen.

4.4.1.3 Laterale Trench-pip-PMDs auf SOI-Substrat

Ein möglicher Ansatz zur Erhöhung der Quantenausbeute ohne gleichzeitige Verringerung der Bandbreite besteht darin, die p^+ - bzw. n^+ -Elektroden der Photodetektoren in die Tiefe des Substrats auszubauen und dadurch die Bandbreite und die Quantenausbeute zu entkoppeln. Diese Struktur entspricht einem lateralen Trench-Photomischdetektor (LT-PMD) auf SOI- oder Bulk-Substrat, wie in **Bild 4.18** schematisch dargestellt.

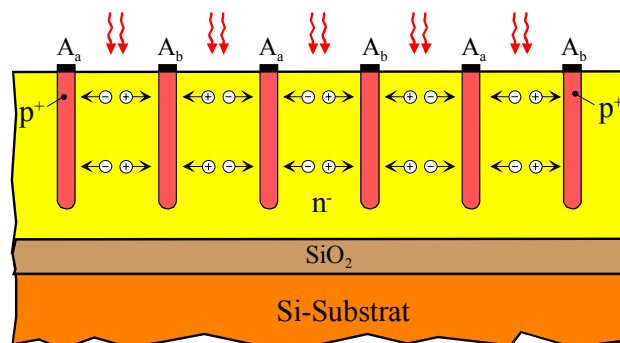


Bild 4.18 Schematischer Aufbau eines lateralen Trench-pnp-PMD auf SOI-Substrat

Derartige laterale Trench-Photodetektoren (LTD) können z. B. in einem CMOS-kompatiblen Prozess, der zum Aufbau von Grabenkondensatoren (deep trench capacitors) für dynamische Speicherbausteine (DRAM) genutzt wird, hergestellt werden [54] / [56] / [57], wobei die geätzten Gräben (trenches) mit p^+ - bzw. n^+ -Polysilizium gefüllt werden. Über die gesamte Tiefe der Polysilizium-Elektroden entsteht beim Anlegen einer kleinen Spannung ein homogenes elektrisches Feld, das in der gesamten photoaktiven Zone kurze Transitzeiten der Ladungsträger und damit eine hohe Bandbreite ermöglicht. Gleichzeitig wird durch die größere Absorptionslänge der Photonen die hohe Quanteneffizienz beibehalten. Beispielsweise erreichen solche lateralen Trench-Photodetektoren auf SOI- und Bulk-Substrat mit $8\ \mu\text{m}$ tiefen Trenches der Breite von ca. $0,35\ \mu\text{m}$ bei einem Fingerabstand von $3,3\ \mu\text{m}$ eine Quanteneffizienz von 51 % und 68 % bei $\lambda = 851\ \text{nm}$ und einer 3dB-Bandbreite von 2,0 GHz (kleiner als 1 GHz bei 3,3 V Vorspannung) [54] / [56]. Bei LTDs auf der SOI-Basis zeigen sich üblicherweise noch Fabry-Perot-Resonanzen, da die SOI-Schicht, das vergrabene Oxid (SiO_2) und die obere Passivierungsschicht zusammen einen Hohlraumresonator bilden. Der Resonanzeffekt kann durch geeignete Dimensionierung des Detektors zum Maximieren der Quantenausbeute bei bestimmten Wellenlängen ausgenutzt werden [39].

4.4.1.4 pn / ME-PMD

In den vorangegangenen Abschnitten wurden einige Varianten der pnp-PMD-Struktur mit schwebendem (floating) Substrat oder mit einer vergrabenen Isolationsschicht zwischen der photoaktiven Schicht und dem Substrat betrachtet. Da dabei sowohl Elektronen als auch Löcher am Mischprozess beteiligt sind, findet somit eine inhärente Kompensation des unerwünschten Hintergrundlichts statt.

Um einen schnellen und zugleich effizienten PMD, insbesondere im roten und nahen infraroten Spektralbereich, ohne Einsatz der Trench-Technologie zu realisieren, kann das Substrat der in **Bild 4.16** gezeigten PMD-Struktur vorgespannt werden. Durch diese Vorspannung und die an den Modulations- bzw. Ausleseelektroden angelegte

Spannung wird eine Sperrspannung an den pin-Dioden erzeugt. In der Raumladungszone wird ein genügend hohes elektrisches Feld in Vertikalrichtung gebildet, so dass der Transport der im Tiefenbereich generierten Ladungsträger wesentlich beschleunigt wird. Die Ladungsseparation erfolgt wie üblich durch das laterale elektrische Wechselfeld, das durch die Gegentaktspannung zwischen den benachbarten Modulationselektroden erzeugt wird. Es beteiligt sich nur eine Sorte Ladungsträger am Mischprozess, Elektronen oder Löcher, die anderen Ladungsträger werden ins Substrat abgezogen. Da die Beweglichkeit der Elektronen im Silizium und Galliumarsenid größer ist als die der Löcher, wird die Modulation von Elektronen bevorzugt. Um einen möglichst schnellen PMD zu erhalten, sollten daher p-Substrat und n-dotierte Modulations- bzw. Ausleseelektroden verwendet werden. Ein Nachteil des so vorgespannten Substrats ist allerdings, dass keine inhärente Kompensation der unkorrelierten Elektronen- und Löcherströme besteht und eine zusätzliche aktive SBI (Suppression of Background Light Intensity)-Schaltung erforderlich wird, wenn eine Applikation starkes Hintergrundlicht erwarten lässt.

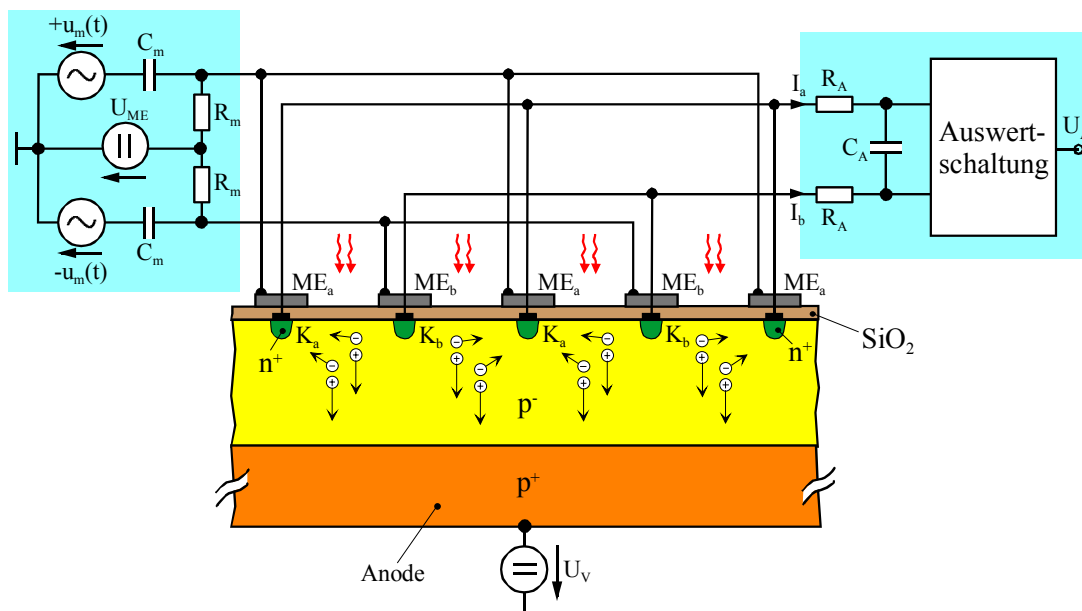


Bild 4.19 Schematischer Aufbau eines pn / ME-PMD

Eine weitere Variante der oben beschriebenen pn-PMD-Struktur ist der so genannte pn / ME-PMD, wie in **Bild 4.19** schematisch dargestellt. In dieser Ausführung werden

die Modulationsspannungen nicht an die n^+ -Elektroden (Kathoden) angelegt, sondern über die Metallstreifen ME_a und ME_b , die ohnehin als Abschirmung gegen unerwünschte Einstrahlung über den Kathodenstreifen K_a und K_b vorhanden sind, kapazitiv gekoppelt. Sämtliche Kathoden dienen als Ausleseelektroden. Die Struktur ist ähnlich wie die der Photogate-PMDs mit dem Unterschied, dass die Modulationsgates statt mit Polysilizium in der Mitte zwischen zwei Ausleseelektroden nun mit Metallstreifen über den Ausleseelektroden angebracht sind. Dadurch wird ein günstiges Driftfeld zum Transport der Photoladungen im photosensitiven Bereich aufgebaut und zugleich die durch Photogates erzeugte Lichtdämpfung reduziert.

4.4.2 Doppelseitige Strukturen

In den bisher behandelten PMD-Strukturen sind sowohl Auslese- als auch Modulationselektroden auf der gleichen Seite des Substrats angeordnet. Es handelt sich hierbei um eine einseitige Struktur. Es ist aber auch möglich, die Modulation und die Auslese auf beiden Seiten der photosensitiven Schicht durchzuführen. Man erhält einen doppelseitigen pn-PMD, wie in Bild 4.20 schematisch gezeigt. Diese Struktur entspricht in Vertikalrichtung mehreren parallelen pin-Photodioden, die in zwei Gruppen unterteilt und in Sperrrichtung vorgespannt sind. Die Flussrichtung der Photoladung in der n^- - bzw. i -Schicht wird durch die an den Anoden angelegten Gegentakt-Modulationsspannungen gesteuert, so dass die Elektronen je nach der Polarität der Modulationsspannung gerichtet zu den unten angebrachten Auslesekathoden K_a oder K_b fließen und anschließend ausgelesen werden. Die Quantenausbeute und die Geschwindigkeit solcher doppelseitigen pn-PMDs liegen im Bereich der entsprechenden pin-Photodioden. Üblicherweise besitzen vertikale pin-Photodetektoren einen relativ flachen spektralen Empfindlichkeitsverlauf im sichtbaren Bereich gegenüber dem lateralen Aufbau, welcher eine bessere Spektralempfindlichkeit im kurzwelligen Bereich, z. B. Blau- und UV-Licht, hat.

Bei der Realisierung dieser Struktur ist eine Isolation, z. B. ein p^+ -Streifen, zwischen jeder benachbarten Kathode K_a und K_b notwendig, um einen Kurzschluss zwischen

den n^+ -Streifen zu vermeiden. Dies ist erforderlich, da die n^+ -Streifen im n^- -Substrat keine in Sperrichtung geschalteten Dioden bilden und damit nicht mehr gegeneinander isoliert sind. Aufgrund der Elektronen-Akkumulationsschicht, die durch die im Oxid stets vorhandenen positiven Oxidladungen an der Si/SiO₂-Grenzfläche gebildet wird, kommt es zum Kurzschluss.

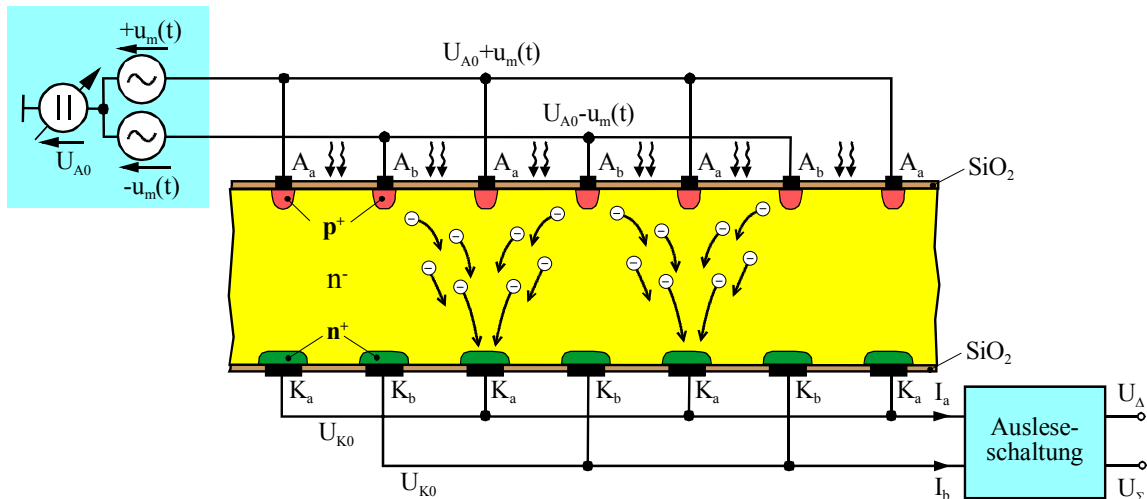


Bild 4.20 Schematischer Aufbau des doppelseitigen pn-PMD

4.4.3 Messergebnisse der lateralen pnp-PMDs

Zur Untersuchung der lateralen pnp-PMDs wurden einige Teststrukturen mit unterschiedlichen Dotierungen und Geometrieparametern auf Silizium-Basis realisiert. An allen Teststrukturen konnte die PMD-Funktionalität nachgewiesen werden. Bei der Messung zeigten sich jedoch unerwartete Effekte, die u. a. im Folgenden am Beispiel der Teststruktur (w01-s1-7 μ) vorgestellt werden.

Die gemessene Teststruktur entspricht dem in **Bild 4.16** dargestellten prinzipiellen Aufbau des pnp-PMD-Pixels. Die in zwei Gruppen geteilten Modulations- bzw. Ausleseelektroden bestehen aus jeweils 5 p^+ -Fingerstreifen (Fingerbreite = 9 μm) und mit einem Abstand von 7 μm in einer schwach dotierten n^- -Bulk-Schicht der Dicke 300 μm . Der spezifische Widerstand des Bulk-Substrats beträgt ca. 60-90 $\Omega\cdot\text{cm}$. eingbracht werden. Der pnp-PMD wurde mit floatender Kathode asymmetrisch

betrieben, d. h., die Modulation erfolgte über die Anoden A_1 und die Auslese über die Anoden A_2 , wie in **Bild 4.21** schematisch gezeigt.

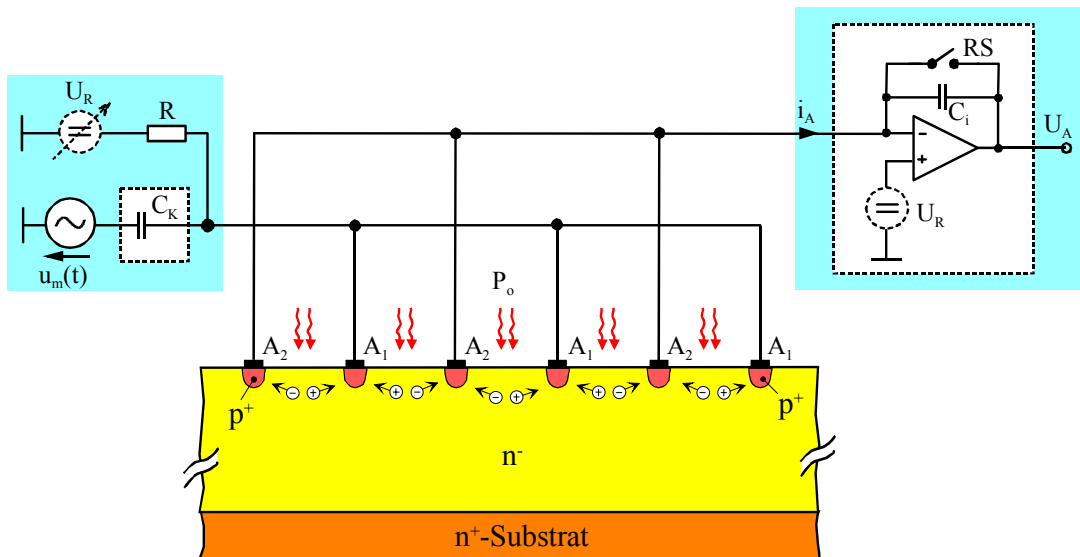


Bild 4.21 Prinzipieller Aufbau des lateralen pnp-PMD mit asymmetrischer Modulation und Auslese

In **Bild 4.22** bis **Bild 4.24** sind die gemessenen statischen Kennlinien der Teststruktur w01-s1-7 μ graphisch darstellt. Die statische I / U-Kennlinie (**Bild 4.23**) hat einen von MSM-PMDs bekannten Verlauf (s. [44]). Der Dunkelstrom ist, wie erwartet, sehr klein und liegt bei einer angelegten Anodenspannung $|U_{A1}| < 4\text{V}$ unter 100 pA (**Bild 4.22**). Ungewöhnlich ist die besonders hohe Empfindlichkeit, die bei einer Wellenlänge von 650 nm und unterschiedlichen Lichtintensitäten sowie Anodenspannungen nachgewiesen wurde. Selbst bei einer theoretischen externen Quantenausbeute von 100% kann die spektrale Empfindlichkeit R_s (in A / W) von Diodendetektoren gemäß Gl. (2,7) den Grenzwert $\lambda [\mu\text{m}] / 1,24$ nicht überschreiten. Bei der eingesetzten Wellenlänge 650 nm ist sie demnach höchstens 0,52 A / W zu erwarten. **Bild 4.24a** zeigt jedoch einen höheren Wert der Photoempfindlichkeit, der bei einer optischen Leistung von 250 nW bereits bei einer kleinen Anodenspannung $|U_{A1}| = 50\text{ mV}$ über 0,64 A / W beträgt und mit zunehmender Spannung noch weiter ansteigt, z. B. bis zu 3,3 A / W bei $|U_{A1}| = 3\text{ V}$. Ferner ändert sich der Photostrom etwa linear mit der Lichtintensität bei konstanter Anodenspannung $U_{A1} = +2\text{ V}$ (**Bild 4.24b**).

4. Konzepte der PMD-Strukturen

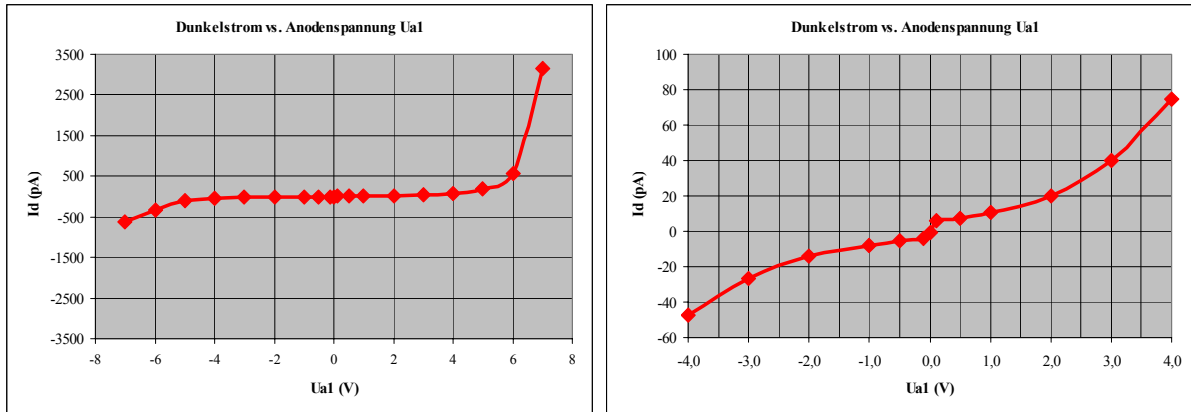


Bild 4.22 Dunkelstrom I_d in Abhängigkeit von der Anodenspannung U_{a1}

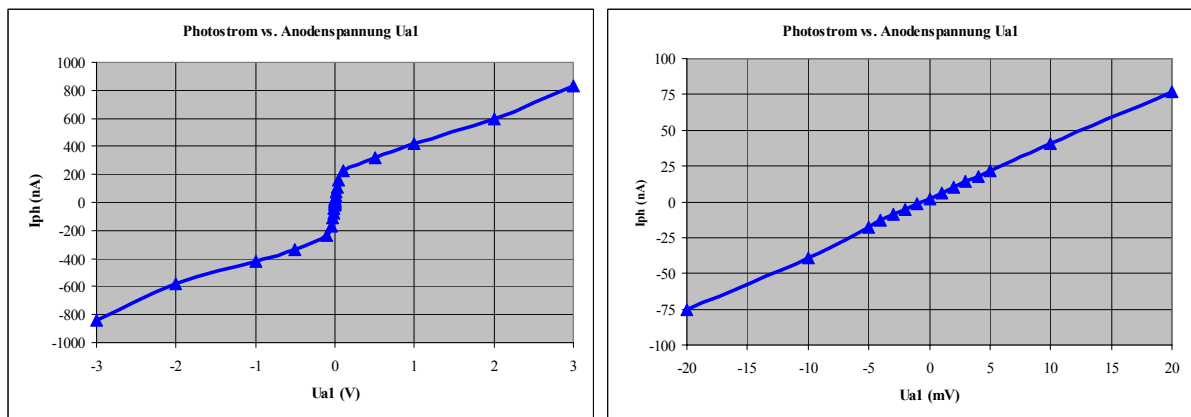
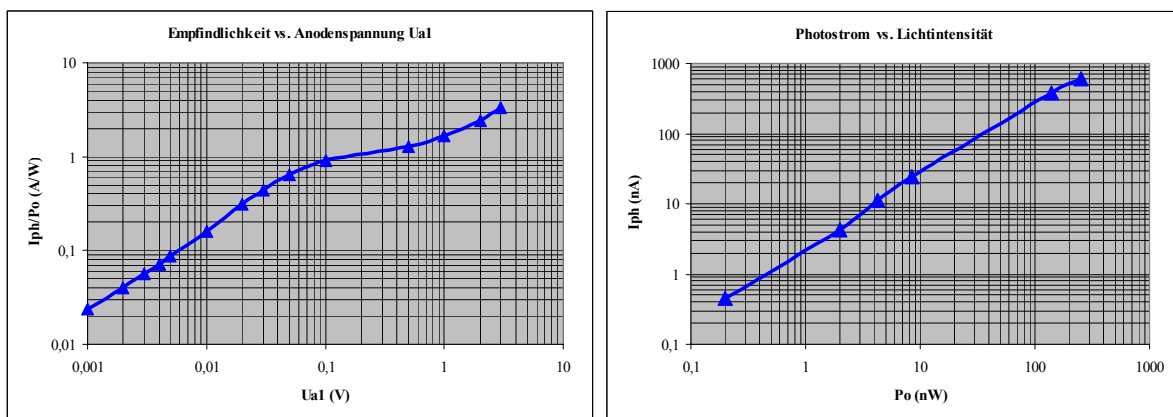


Bild 4.23 Photostrom I_{Ph} in Abhängigkeit von der Anodenspannung U_{a1} , $P_o \approx 250$ nW



a)

b)

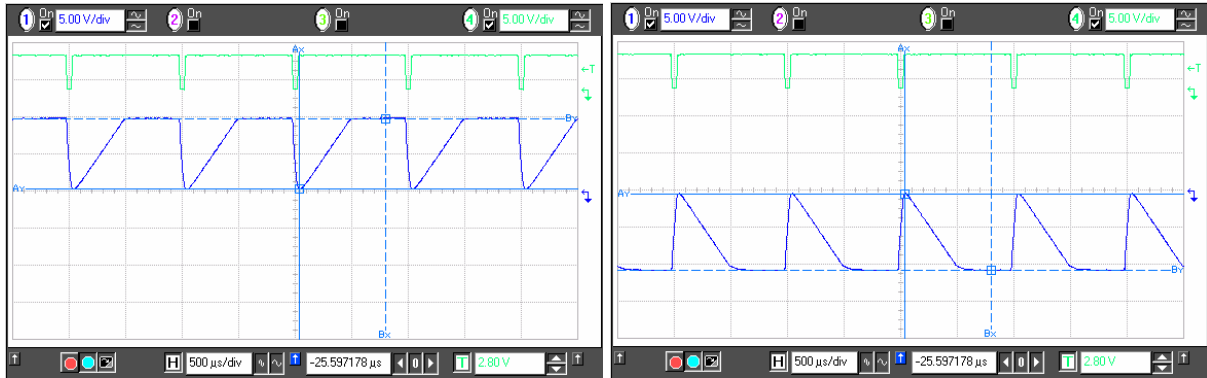
Bild 4.24 a) Empfindlichkeit in Abhängigkeit von Anodenspannung U_{a1} , bei $P_o \approx 250$ nW, b) Photostrom I_{Ph} in Abhängigkeit von der Lichtintensität P_o bei $U_{a1} = +2$ V

Die Messergebnisse deuten darauf hin, dass der gemessene pnp-PMD eine innere Photostromverstärkung besitzt, die man auf einen Transistoreffekt zurückführen kann, da die pnp-PMD-Struktur einem lateralen bipolaren Phototransistor mit symmetrischen Emittern und Kollektoren (p^+ -Streifen) und floatender Basis (n^- -Schicht) entspricht. Eine mathematische Beschreibung der Photoempfindlichkeit bzw. der Stromverstärkung solcher lateralen Phototransistoren findet man z. B. in [39] / [[58]] / [59].

Bild 4.25 und **Bild 4.26** zeigen qualitativ die dynamischen Modulationseigenschaften eines gemessenen pnp-PMD. Dabei wurde der PMD mit einem intensitätsmodulierten Laserstrahl ($\lambda = 650 \text{ nm}$, $P_o \approx 250 \text{ nW}$) bestrahlt und mit einem Rechtecksignal der gleichen Frequenz f_m und einem Peak-Peak-Wert von 4 V) moduliert. Die Auslese erfolgte durch einen an Anode A_2 angeschlossenen Millerintegrator. In **Bild 4.25** ist das Messresultat mit einer Modulationsfrequenz $f_m = 1 \text{ MHz}$ und in **Bild 4.26** mit $f_m = 10 \text{ MHz}$, jeweils für 0° - und 180° -Phasenunterschied φ_d zwischen den Modulationssignalen von Laser und PMD, dargestellt. Der Schaukelgang bzw. die Korrelationsfunktion dieser PMD-Struktur lässt sich durch die am Ausgang erhaltenen Spannungsverläufe gut erkennen.

Es ist anzumerken, dass eine Unsymmetrie der Ausgangsspannungen bei $\varphi_d = 0$ und 180° zu sehen ist. Dies liegt an der Arbeitspunkteinstellung (DC-Offsetspannung) des PMD. Der Arbeitspunkt aller gemessenen Teststrukturen hängt sehr stark von der Form des Modulationssignals und der Lichtintensität ab. Bereits kleine Änderungen der Amplitude oder des Offsets der Modulationsspannung (einige 10 mV) resultieren in einer großen Asymmetrie (selbst bei unmoduliertem Licht). Insbesondere bei starker Beleuchtung kann dies schnell zur einseitigen Sättigung der Ausleseschaltung führen. Außerdem zeigten sich die Teststrukturen sehr störanfällig gegenüber einem 50-Hz-Störsignal. Die Ursachen dieser beobachteten Probleme weiter zu untersuchen liegt nicht im Rahmen dieser Arbeit.

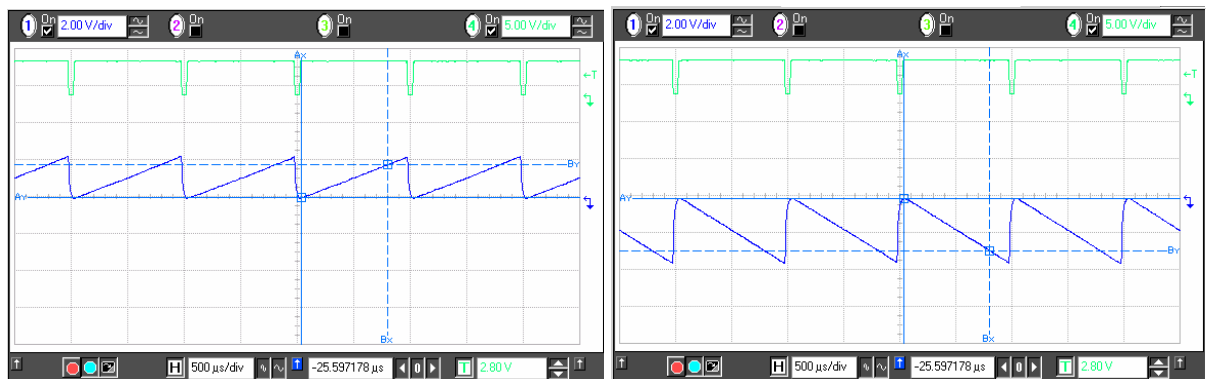
4. Konzepte der PMD-Strukturen



a) $\varphi_d = 0^\circ$

b) $\varphi_d = 180^\circ$

Bild 4.25 Veranschaulichung des Schaukelgangs des pnp-PMD bei $f_m = 1$ MHz



a) $\varphi_d = 0^\circ$

b) $\varphi_d = 180^\circ$

Bild 4.26 Veranschaulichung des Schaukelgangs des pnp-PMD bei $f_m = 10$ MHz

4.4.4 pin-APD-PMD

Der beim pnp-PMD auftretende Phototransistoreffekt kann in Anwendungen, bei denen hohe Photoempfindlichkeit gefordert wird, ausgenutzt werden. Im Prinzip sind die symmetrisch und lateral aufgebauten bipolaren Phototransistoren und Photofeldeffekttransistoren (Photo-MOSFET), die als zwei gegeneinander geschaltete Photodioden verstanden und deshalb mit Gegentaktspannung betrieben werden können, in der Lage, als hoch empfindliche PMDs zu dienen. Solche in der CMOS-Technologie implementierten Phototransistoren mit einer Stromverstärkung von 100 bis 1000 sind z. B. in [59]-[63] zu finden. Üblicherweise verhalten sich

4. Konzepte der PMD-Strukturen

Phototransistoren hinsichtlich ihres Spektralbereichs wie entsprechende Photodioden. Ihre Grenzfrequenz ist allerdings wesentlich niedriger und liegt in der Größenordnung von einigen 100 kHz. Außerdem ist die Stromverstärkung von der Lichtintensität und der Temperatur abhängig [6] / [64]. In den dynamischen Eigenschaften schneiden sie somit schlechter ab als Photodioden.

Wenn sowohl eine hohe Photoempfindlichkeit als auch eine große Bandbreite erforderlich ist, werden daher häufig Avalanche-Photodioden eingesetzt. Die oben beschriebenen pin-PMD-Strukturen können durch zusätzliche p- (oder n-) Dotierung zu einer Avalanche-Photodiode erweitert werden. Als Beispiele sind in **Bild 4.27** der prinzipielle Aufbau eines lateralen pin-APD-PMD und in **Bild 4.28** der eines doppelseitigen pin-APD-PMD dargestellt. Die Auslekathoden sind mit einer in Streifenform oder in Halbkugelform ausgeführten p-Dotierung als Hochfeldzone umgeben, um durch ein starkes Feld in dieser Zone den Lawineneffekt zu unterstützen und eine Photostromverstärkung der Größenordnung 10...100fach zu erhalten.

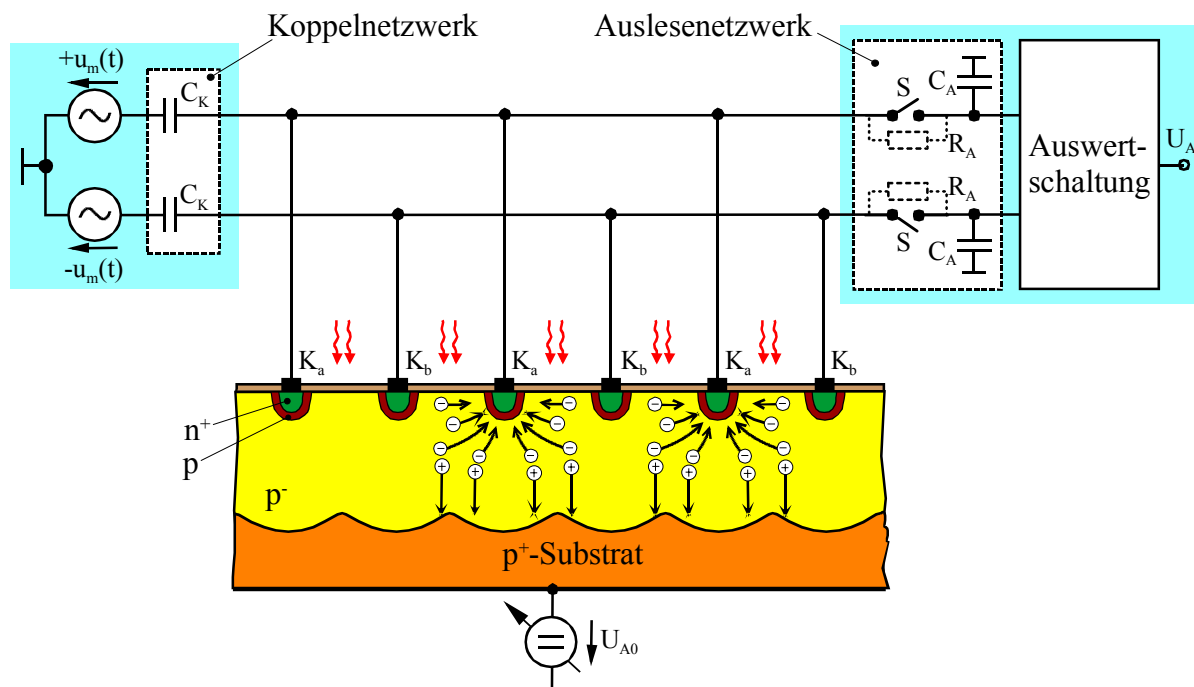


Bild 4.27 Prinzipieller Aufbau eines lateralen pin-APD-PMD

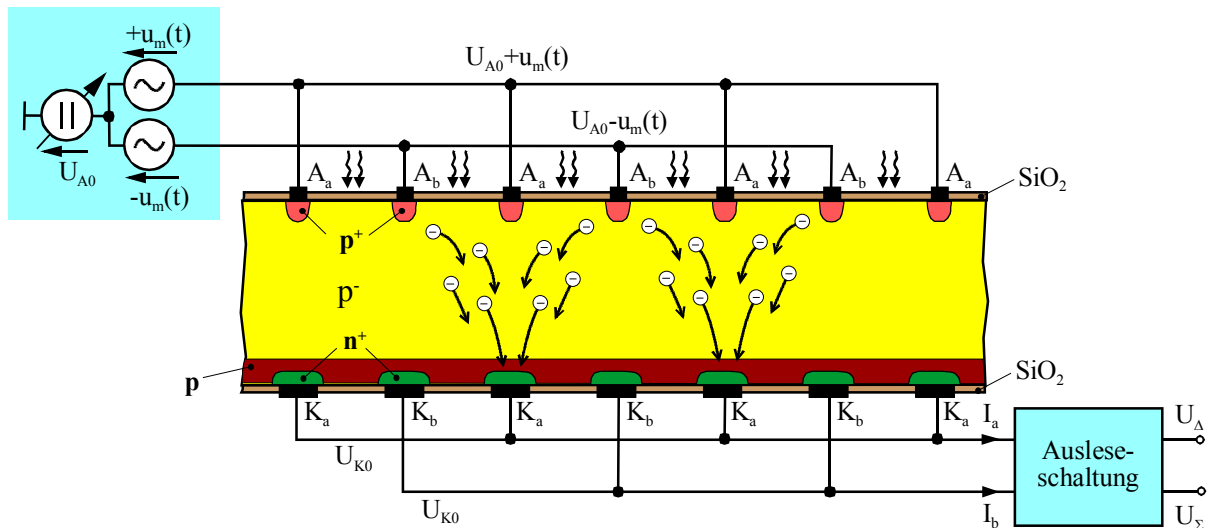


Bild 4.28 Prinzipieller Aufbau eines doppelseitigen pin-APD-PMD

Die Modulation und Auslese der pin-APD-PMDs erfolgt analog dem entsprechenden pn-PMD. Sie benötigen jedoch eine höhere Vorspannung, also eine Sperrspannung der Photodioden, die bis an die Grenze der Durchbruchspannung geregelt wird. Üblicherweise liegt die Durchbruchspannung je nach der Diodenstruktur und Dotierung im Bereich von einigen 10 V bis zu einigen 100 V. In [65]-[67] wurde die Implementierung von APDs verschiedener Strukturen in Standard-CMOS- und BiCMOS-Prozessen demonstriert. Dies eröffnet die Möglichkeit, ein APD-PMD-Array in einfacher CMOS- bzw. BiCMOS-Technologie zu realisieren.

5. MMD – das PMD-Prinzip für Mikrowellen

Das PMD-Prinzip, wie bereits erwähnt, ist nicht auf die Detektion und Mischung optischer Signalwellen beschränkt. Der Energieschaukelprozess kann auch in den anderen Wellenbereichen der elektromagnetischen Strahlung, z. B. Röntgen-Strahlung und Mikrowellen oder bei anderen Wellentypen wie Schallwellen durchgeführt werden. Die modulierte Wellenenergie wird durch ein entsprechendes Empfangselement, z. B. Photodiode, Antenne oder Mikrofon, in elektrische Energie umgewandelt und gleichzeitig die Flussrichtung der elektrischen Ladung unter Einfluss eines Modulationssignals geändert, d. h. korrelativ demoduliert. In diesem Kapitel wird zunächst die prinzipielle Funktionsweise von Mikrowellen-Mischdetektoren (Microwave Mixer Devices, kurz MMD genannt) nach dem PMD-Prinzip erläutert. Anschließend werden zwei mögliche Ausführungsformen – der Passiv- und der Aktiv-MMD vorgestellt, die einen kostengünstigen Einsatz sowohl als 1D-Abstandssensor als auch als 3D-bildgebende Mikrowellenkamera ermöglichen.

Mikrowellen sind elektromagnetische Strahlung in einem Frequenzbereich von ca. 300 MHz bis 300 GHz, dies entspricht einem Wellenlängenbereich zwischen etwa 1 m und 1 mm. Sie besitzen ein breites Anwendungsgebiet. In der Radartechnik werden sie z. B. zur Ortung und Bewegungserfassung von Flugobjekten, zur Abstand- und Geschwindigkeitsmessung für Fahrzeuge im Straßenverkehr sowie zur Höhenmessung, intensiv genutzt.

Die wesentlichen Vorteile der Mikrowellensensoren gegenüber den optischen Sensoren sind die weitgehende Unempfindlichkeit gegenüber Witterungseinflüssen (Rauch, Nebel, Schnee usw.) und die Unabhängigkeit hinsichtlich des Tageslichts. Nachteile der 3D-Mikrowellensensoren sind die beugungsbedingte niedrige Winkelauflösung (laterale Auflösung) [2] und die notwendige größere Antennenapertur wegen der über 10000fach größeren Wellenlänge im Vergleich zum sichtbaren Bereich des Lichts.

5.1 Funktionsprinzip des MMD

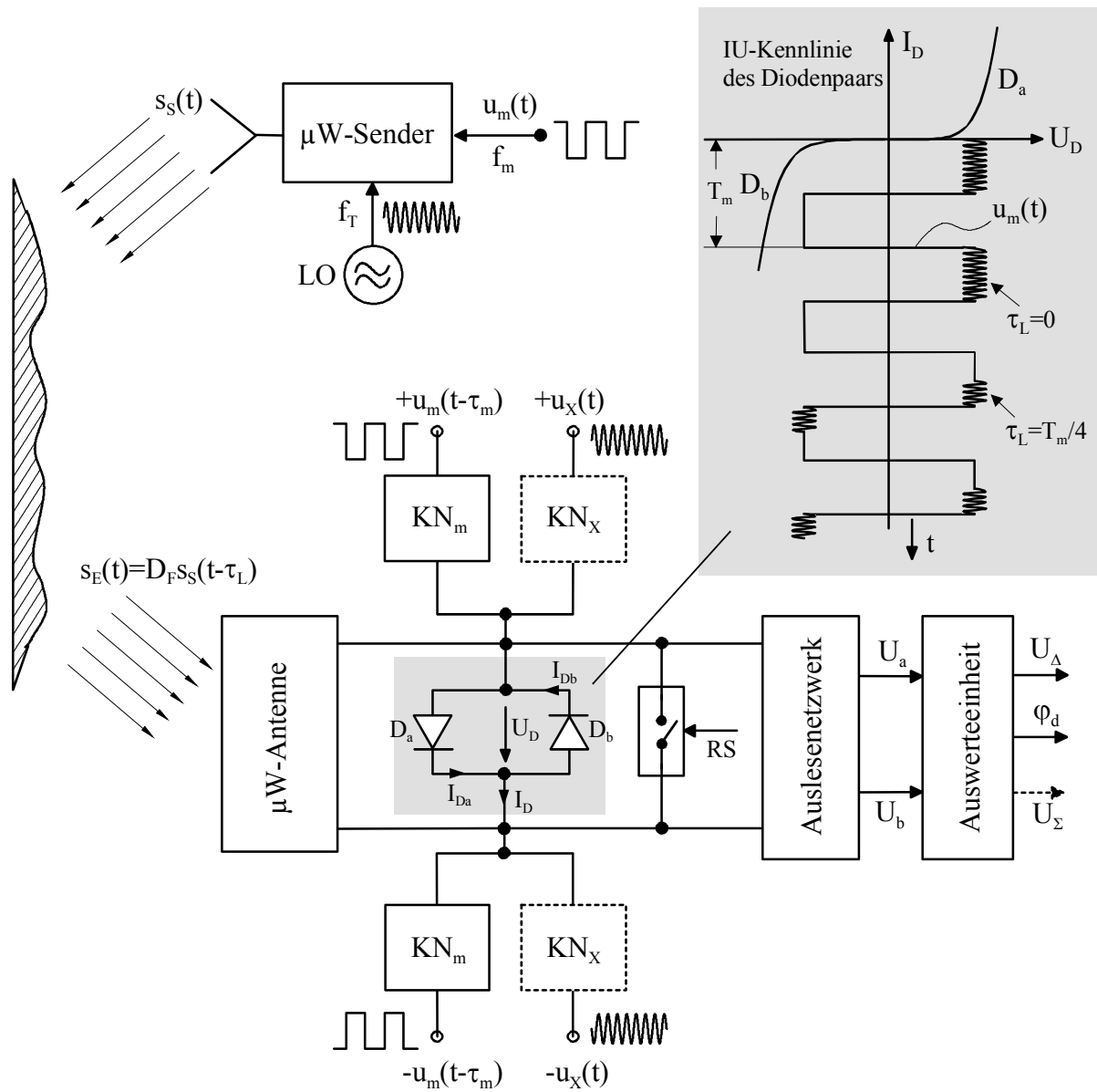


Bild 5.1 Prinzipielles Blockschaltbild des Mikrowellen-Mischdetektors

Wie das prinzipielle Blockschaltbild des Mikrowellen-Mischdetektors (**Bild 5.1**) veranschaulicht, wird das von einem lokalen Oszillator (LO) erzeugte hochfrequente Sinussignal der Frequenz f_T (Mikrowelle), das als Träger des Sendesignals $s_s(t)$ dient, mit einem niederfrequenten Rechtecksignal $u_m(t)$ der Frequenz f_m amplitudenmoduliert. Die Modulation wird zunächst als Amplitudenumtastung (OOK,

On-Off Keying) betrachtet. Die vom Sender emittierte Mikrowelle wird vom Zielobjekt reflektiert und trifft nach einer entfernungsbedingten Laufzeit τ_L auf die Empfangsantenne, in der sie eine Spannung bzw. einen Strom infolge der Ladungsverschiebung induziert. Dabei übernimmt die Antennenfläche, wie die photoaktive Halbleiterschicht eines optischen PMD, die Rolle der Energieumwandlung.

Zur Detektion und zur Ladungsseparation mittels Schaukelprozess des umgewandelten Signals (Antennenspannung bzw. -strom) dient eine Gegentakt-Gleichrichterschaltung, die im einfachsten Fall aus zwei antiparallel geschalteten Schottky-Dioden D_a und D_b besteht und direkt an dem symmetrischen Antennenausgang angeschlossen ist. Über die Koppelnetzwerke KN_m wird ein Gegentaktmodulationssignal $\pm u_m(t)$ – eine bipolare Rechteckspannung der gleichen Frequenz wie der Sender –, symmetrisch an das Diodenpaar angelegt. Diese Modulationsspannung sorgt dafür, dass jeweils eine Diode in Sperrrichtung, während die andere in Durchlassrichtung gepolt wird. Die Flussrichtung des gesamten Diodenstroms lässt sich somit im Takt der Modulationsfrequenz ändern. Zugleich dient sie als Arbeitspunktspannung, die für einen hohen Wirkungsgrad zur Gleichrichtung der schwachen hochfrequenten Antennenspannung notwendig ist und optimiert werden kann.

In jeder halben Modulationsperiode wird abwechselnd immer nur eine der beiden Dioden eingeschaltet. Liegt zeitgleich kein Antennensignal am Diodenpaar vor, fließt durch die leitende Diode ein „konstanter“ Arbeitspunktstrom I_{D0} (Vorstrom, Bias-Strom). Kommt jedoch zusätzlich das Mikrowellensignal $s_E(t)$ an, bewirkt die Diode aufgrund ihrer exponentiellen IU-Kennlinie eine „Gleichrichtung“ des hochfrequenten Signals. Das heißt, durch die nichtlinearen Eigenschaften der Kennlinie verwandelt sich das sinusförmige Mikrowellensignal in einen verformten Diodenstrom mit unsymmetrischer Amplitude. Daraus ergibt sich ein Gleichstromanteil bezüglich des Arbeitspunktes. Da die gleichgerichteten Ströme beider Dioden, je nach der Phasendifferenz zwischen dem Empfangs- und dem Modulationssignal unterschiedlich groß sind, in die entgegengesetzte Richtung – jeweils für eine halbe Modulationsperiode – fließen, entspricht dies einer Ladungstrennung im Takt des

Modulationssignals, d. h. einer Gegentaktmischung der sender- und empfangsseitigen Modulationssignale.

Mathematisch kann die Gleichrichtungscharakteristik der Schottky-Dioden folgendermaßen beschrieben werden.

Für die IU-Charakteristik einer idealen Schottky-Diode gilt nach Gl. (2.31):

$$i_D = I_S \left[\exp\left(\frac{u_D}{U_T}\right) - 1 \right] \quad (5.1)$$

U_T : Temperaturspannung, I_S : Sättigungsstrom.

Bei Aussteuerung mit einem kleinen Signal, d. h., wenn nur ein kleiner Bereich der Kennlinie in der Umgebung des Arbeitspunktes (U_{D0} , I_{D0}) angesteuert wird, kann die Gl. (5.1) im Arbeitspunkt mit einer Taylor-Reihe approximiert werden:

$$i_D = I_{D0} + \Delta i_D = I_{D0} + \frac{di_D}{du_D} \cdot \Delta u_D + \frac{1}{2} \frac{d^2 i_D}{du_D^2} \cdot \Delta u_D^2 + \dots \Big|_{u_D=U_{D0}} \quad (5.2)$$

Der Wechselanteil Δi_D lässt sich bei Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung und mit der Steilheit S der Kennlinie im Arbeitspunkt

$$S = \frac{di_D}{du_D} \Big|_{U_{D0}} = \frac{I_{D0} + I_S}{U_T} \quad (5.3)$$

in folgender Weise darstellen:

$$\Delta i_D = S \cdot \Delta u_D + \frac{1}{2} \frac{S}{U_T} \cdot \Delta u_D^2 \quad (5.4)$$

Bei eingepprägter Antennenspannung

$$u_E(t) = U_E \cos(2\pi f_T t + \varphi_E) = \Delta u_D \quad (5.5)$$

wird ein entsprechender Diodenstrom Δi_D erzeugt:

$$\Delta i_D = S U_E \cos(2\pi f_T t + \varphi_E) + \frac{1}{4} \frac{S}{U_T} U_E^2 \cdot [1 + \cos^2(2\pi f_T t + \varphi_E)] \quad (5.6)$$

Der vom Mikrowellensignal verursachte Diodenstrom Δi_D enthält somit den Gleichstromanteil, der als Gleichrichtstrom bezeichnet wird:

$$\Delta i_{D0} = \frac{1}{4} \frac{S}{U_T} U_E^2 \quad (5.7)$$

Da Δi_{D0} proportional zu U_E^2 ist, wirkt die Schottky-Diode wie ein quadratischer Gleichrichter. Unter Einführung eines differentiellen Widerstandes $R_D = \frac{du_D}{di_D} = \frac{1}{S}$ lässt sich der Zusammenhang zwischen dem Gleichrichtstrom und der von der Diode absorbierten Leistung P_E gemäß Gl. (5.7) folgendermaßen ausdrücken:

$$\Delta i_{D0} = \frac{1}{4U_T} \frac{U_E^2}{R_D} = \frac{1}{2U_T} P_E = \beta_i \cdot P_E \quad (5.8)$$

mit $\beta_i = 1 / (2U_T)$ als Stromempfindlichkeit der Schottky-Diode. Sie hat die Dimension A / W und beträgt ca. 19 A / W bei Zimmertemperatur ($U_T = 0,026$).

Aus Gl. (5.7) erkennt man, dass der Gleichrichtstrom Δi_{D0} nicht von der Phase φ_E des Trägersignals abhängig ist. Er wird von der Phasendifferenz φ_{dm} zwischen der Modulationsspannung und dem Empfangssignal bestimmt. Da das Sendesignal nach einer unbekanntem Laufzeit τ_L bzw. Phasenverzögerung φ_L auf die Antenne trifft, wird ein Teil des Empfangssignals von der Diode D_a und der andere Teil von der Diode D_b abgetastet und gleichgerichtet. Dies entspricht dem Correlated Balanced Sampling (CBS)-Prinzip. Die Diodenströme I_{Da} und I_{Db} bilden daher die Korrelationsfunktion der Phasendifferenz φ_{dm} . Bei $\varphi_d = 90^\circ$ fließen aus Symmetriegründen die gleichen Gleichrichterströme in entgegengesetzte Richtungen, so dass der Summenstrom gleich null ist. Bei $\varphi_{dm} = 0^\circ$ fließt ein maximaler Summenstrom in die eine und bei $\varphi_{dm} = 180^\circ$ in die andere Richtung.

Die Auslese der Gleichrichtströme kann analog zu MSM-PMD mit symmetrischer oder asymmetrischer Selbstmodulation und Auslese erfolgen (s. Abschnitt 4.3). Im Prinzip werden die im Koppelnetzwerk KN_m bzw. im Auslesenetzwerk AN enthaltenen Integrationskapazitäten durch den hin- und herfließenden Diodenstrom I_D auf- und abgeladen. Die gemeinsamen Gleichstromanteile der beiden Diodenströme (einschließlich des durch Hintergrundstrahlung erzeugten Antennenstroms) heben sich dadurch in den Integrationskapazitäten auf. Nur der durch das Sendesignal hervorgerufene korrelierte Gleichrichtstrom wird über die vorgegebene Integrationszeit aufsummiert und als Ausgangsspannung U_a bzw. U_b der Auswerteeinheit zur Verfügung gestellt. Durch Auswertung der Autokorrelationsfunktion (AKF), die man durch gezielte Phasenverschiebung des Modulationssignals erhält, kann die Laufzeit- bzw. Tiefeninformation ermittelt werden (s. Abschnitt 3.2.2).

Der oben beschriebene MMD hat keine Mischverstärkung. Der Gleichrichtstrom hängt hauptsächlich von der Leistung des Empfangssignals und der Steilheit der Diodenkennlinie im Arbeitspunkt ab. Daher wird solcher MMD auch als Passiv-MMD bezeichnet. In manchen Anwendungen kann der Antennenstrom so klein sein, so dass eine sehr lange Integrationszeit benötigt wird, damit das Ausgangssignal ausgewertet werden kann. Im Folgenden wird ein MMD mit einem Mischgewinn vorgestellt, das im Gegensatz zum Passiv-MMD als Aktiv-MMD bezeichnet wird.

Zur Erzielung der Mischverstärkung wird ein zusätzliches Mischsignal $\pm u_X(t)$, das sich aus dem Lokaloszillator LO ableiten lässt und infolgedessen die gleiche Frequenz f_T wie der Sendeträger mit einer festen Phasenbeziehung zum Trägersignal hat, über ein Koppelnetzwerk KN_X über das Diodenpaar eingespeist, wie in **Bild 5.1** dargestellt. Das Sendeträgersignal wird anstelle der Amplitudenmodulation (OOK) nun mit dem Rechtecksignal $u_m(t)$ phasenmoduliert (BPSK, Binary Phase Shift Keying), d. h., für jede halbe Modulationsperiode wird die Phase des Trägersignals um 180° gedreht. Da das Empfangs- und Mischsignal kohärent sind, werden die Gleichrichtströme der Dioden durch Überlagerung der beiden hochfrequenten Signale, je nach ihrer

Phasenbeziehung und ihrem Amplitudenverhältnis, verstärkt oder geschwächt, wie die folgenden Ableitungen zeigen.

Im Gegensatz zum Passiv-MMD wird das Diodenpaar bei Aktiv-MMD mit zwei überlagerten Signalen der gleichen Frequenz f_T angesteuert, wobei ihre Amplituden und Phasen unterschiedlich sein können. Es gilt dann

$$\Delta u_D = u_E(t) + u_X(t) = U_E \cos(2\pi f_T t + \varphi_E) + U_X \cos(2\pi f_T t + \varphi_X) \quad (5.9)$$

Und der zugehörige Strom ergibt sich aus Gl. (5.4) zu

$$\begin{aligned} \Delta i_D = S[U_E \cos(2\pi f_T t + \varphi_E) + U_X \cos(2\pi f_T t + \varphi_X)] \\ + \frac{1}{2} \frac{S}{U_T} [U_E \cos(2\pi f_T t + \varphi_E) + U_X \cos(2\pi f_T t + \varphi_X)]^2 \end{aligned} \quad (5.10)$$

Der quadratische Term in Gl. (5.10) liefert den Gleichrichtstrom:

$$\Delta i_{D0} = \frac{1}{4} \frac{S}{U_T} (U_E^2 + 2U_E U_X \cos \varphi_{dX} + U_X^2) \quad (5.11)$$

mit $\varphi_{dX} = \varphi_E - \varphi_X$.

Der Gleichrichtstrom setzt sich aus 3 Komponenten zusammen. Der erste Term ist der allein vom Empfangssignal beiträgende Anteil, der dem Gleichrichtstrom des Passiv-MMD entspricht (s. Gl. (5.7)); der Letzte ist der allein vom Mischsignal verursachte, nicht nützliche Anteil, da er unabhängig vom Empfangssignal immer gleich groß durch die beiden Dioden fließt und weitgehend unterdrückt wird. Die zweite Komponente, die aus dem Mischprodukt besteht und von der Phasendifferenz φ_{dX} abhängig ist, kann eine Mischverstärkung bewirken. Der absolute Mischgewinn des Gleichrichtstroms ist somit

$$\Delta i_{D0, X} = \frac{1}{2} \frac{S}{U_T} U_E U_X \cos \varphi_{dX} \quad (5.12)$$

Beim Phasenunterschied $\varphi_{dx} = 0^\circ$ erreicht sie den positiven Maximalwert $\frac{1}{2} \frac{S}{U_T} U_E U_X$ und beim $\varphi_{dx} = 180^\circ$ den negativen Maximalwert. Der Letztere bedeutet eine destruktive Auswirkung auf den resultierenden Gleichrichtstrom.

Zur Ermittlung der Mischverstärkung, die als das Verhältnis vom Netto-Gleichrichtstrom des Aktiv-MMD zu dem des Passiv-MMD definiert ist, soll der mittlere Gleichrichtstrom des Diodenpaars in einer Modulationsperiode T_m betrachtet werden. Durch Differenzbildung der Diodenströme $\Delta i_{D0,a}$ (Diode a) und $\Delta i_{D0,b}$ (Diode b) erhält man als arithmetischen Mittelwert $\Delta i_{D0,M}$ für das Aktiv-MMD

$$\Delta i_{D0,MA} = \frac{S}{U_T} U_E U_X \cos \varphi_{dx} \cdot \frac{T_1 - T_2}{T_m} \quad (5.13)$$

und für das Passiv-MMD

$$\Delta i_{D0,MP} = \frac{1}{4} \frac{S}{U_T} U_E^2 \frac{T_1 - T_2}{T_m} \quad (5.14)$$

mit $T_1 + T_2 = T_m / 2$.

T_1 ist der Zeitabschnitt, in dem das Empfangssignal für Diode a vorhanden (beim Passiv-MMD) ist bzw. verstärkt (beim Aktiv-MMD) wird. T_2 ist der Zeitabschnitt, in dem das Empfangssignal für Diode a nicht vorhanden (beim Passiv-MMD) ist bzw. geschwächt (beim Aktiv-MMD) wird. Für Diode b haben T_1 und T_2 die umgekehrten Bedeutungen. Aus Gl. (5.13) und (5.14) lässt sich die Mischverstärkung folgendermaßen ausdrücken:

$$V_X = \frac{\Delta i_{D0,MA}}{\Delta i_{D0,MP}} = 4 \frac{U_X}{U_E} \cos \varphi_{dx} \quad (5.15)$$

Mit $\varphi_{dx} = 0^\circ$ ergibt sich die maximale Verstärkung

$$V_{X\max} = 4 \frac{U_X}{U_E} \quad (5.16)$$

Gl. (5.16) gibt an, dass die Verstärkung vom Aktiv-MMD mit steigender Amplitude des Mischsignals proportional zunimmt. Der Ausdruck in Gl. (5.16) gilt aber nur für einen begrenzten Aussteuerungsbereich. Bei großer Aussteuerung (eingepprägter Leistung > -10 dBm) verhalten sich die Dioden wie ein linearer Gleichrichter [68].

5.2 Ausführungsbeispiele des MMD-Pixels

Im vorangegangenen Abschnitt wurde das Funktionsprinzip des MMD anhand eines allgemeinen Blockschaltbildes mit einer symmetrischen Modulation und Auslese beschrieben. Im Prinzip können Aktiv- und Passiv-MMDs auch wie MSM- und pnp-PMDs mit einer asymmetrischen oder symmetrischen Modulation und Auslese betrieben werden, wie die folgenden Ausführungsbeispiele des MMD-Pixels zeigen.

Zur Realisierung des MMD-Pixels werden planare Mikrostreifenleitungsantennen, so genannte Patchantennen [69] / [70], bevorzugt verwendet. Aufgrund ihrer kompakten Bauweise, leichten Installation und kostengünstigen Herstellung finden sie eine breite Anwendung, z. B. im Mobilfunkgerät, GPS-Empfänger und Radarsensor zur Geschwindigkeitskontrolle von Fahrzeugen. Bei Patchantennen handelt es sich um ebene Antennenstrukturen, die auf einem dielektrischen Substrat, welches auf der gegenüberliegenden Seite (Grundplatte) vollständig metallisiert ist, aufgebaut werden. Ein Patch ist ein an beiden Enden offener $\lambda/2$ -Leitungsresonator in der Mikrostreifenleitungstechnik, den man als die Anordnung zweier gleichphasig angeregter magnetischer Dipole im Abstand einer halben Wellenlänge auffassen kann. Durch die Verwendung mehrerer Antennenelemente (Patches) kann die Richtcharakteristik in eine bestimmte Richtung gebündelt und somit der Antennengewinn erhöht werden. Viele unterschiedliche Formen sind möglich und werden zur Erzielung gewünschter Richtwirkungen und Polarisationen in vielfältiger Weise kombiniert. Die Hauptstrahlrichtung der Patchantenne steht senkrecht zum Patch und zum Substrat. In den folgenden Beispielen werden die Patchantennen mit einer fingerförmigen Struktur ausgeführt.

5.2.1 Passiv-MMD-Pixel

Bild 5.3 zeigt vereinfacht ein Ausführungsbeispiel des Passiv-MMD mit einer asymmetrischen Modulation und Auslese, also eines passiven ASM-MMD. Auf die Patchantenne, die aus zwei Antennengruppen A_1 und A_2 besteht, trifft das amplitudenmodulierte Mikrowellensignal $s_E(t)$. Die Breite der auf die Resonanzfrequenz abgestimmten einzelnen Patches beträgt $\lambda/2$. Die Länge ist praktisch beliebig. Das Modulationssignal $u_m(t)$, das hier vorzugsweise durch eine Stromquelle $i_m(t)$ mit relativ hohem Innenwiderstand R_i erzeugt wird, liegt über C_m an der Antennengruppe A_1 . In der Mitte der Patchantenne wird ein Schottky-Diodenpaar D_a und D_b , wie im Bild dargestellt, zwischen den Antennengruppen A_1 und A_2 direkt aufgebracht. Für die NF-Signale (einschließlich des Modulationssignals) wirken die Patches wie eine ideale Leitung. Die beiden Dioden sind antiparallel zusammenschaltet. Die Auslese erfolgt über die an die Antennengruppe A_2 angeschlossene Ausleseschaltung, z. B. über einen Millerintegrator. Das Modulation- und Ausleseverfahren ist hierbei das Gleiche wie beim ASM-MSM-PMD (s. Abschnitt 4.3.2).

Während die korrelierten Anteile der Signalwelle einen gerichteten Strom am Ausgang liefern, der zur Autokorrelationsfunktion AKF integriert und über die Auswerteeinheit bezüglich der Phasen bzw. Laufzeiten und der Amplituden ausgewertet werden kann, ergeben die nichtkorrelierten Signale aufgrund des Mischprozesses bei dieser asymmetrischen Selbstmodulation am Eingang der Ausleseschaltung einen Wechselstrom, der zu null integriert wird.

Die Kapazität C_A dient zur Entkopplung des HF-Trägersignals und zugleich zur Dämpfung des Modulationssignals am Eingang der Ausleseschaltung. Das Modulationssignal, das als ein Vorstrom vom Gleichrichtstrom überlagert ist und stets am Antennenausgang erscheint, kompensiert sich zwar in einer Modulationsperiode, könnte jedoch aufgrund der nicht immer synchronisierten Integration bzw. Abtastung zu einem fehlerhaften Abtastwert führen, wenn die Integrationsdauer nicht ein

ganzzahliges Vielfaches von der Modulationsperiode ist, wie in Abschnitt 3.3.2 bereits diskutiert wurde. Das Übersprechen des Modulationssignals auf den Eingang der Ausleseschaltung kann durch eine Stromkompensationsschaltung SK mit dem Kompensationsstrom i_k , der über die Auswerteeinheit auf minimales Übersprechen geregelt werden kann, weiter kompensiert werden.

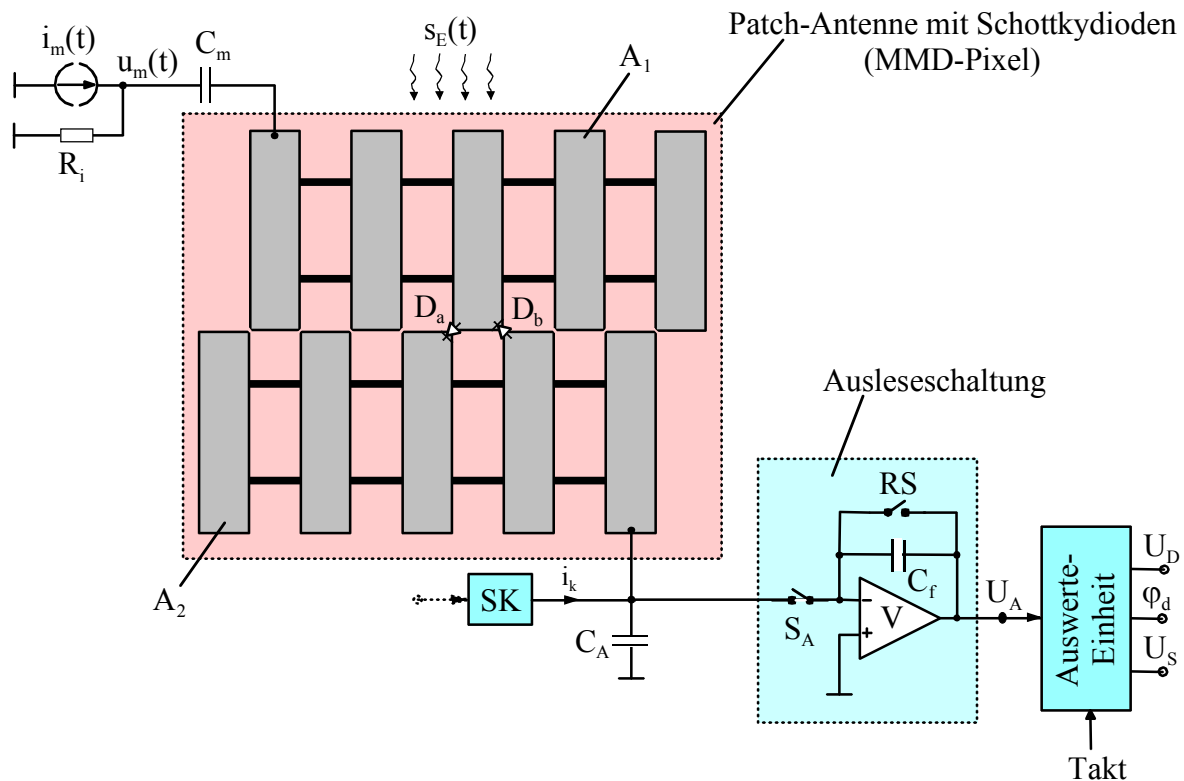


Bild 5.2 Ausführungsbeispiel des Passiv-MMD mit asymmetrischer Modulation und Auslese

5.2.2 Aktiv-MMD-Pixel

In **Bild 5.3** wird ein Aktiv-MMD-Pixel mit einer symmetrischen Modulation und Auslese dargestellt. In diesem Ausführungsbeispiel werden statt eines antiparallelen Diodenpaares zwei Diodenpaare D_{a1} und D_{b1} sowie D_{a2} und D_{b2} an eine Gegentakt-Patchantenne angebracht. Dies entspricht etwa einer Verdopplung des in **Bild 5.2** dargestellten Passiv-MMD, wobei die mittleren Patches verbunden sind. Zusätzlich zum Empfangssignal $s_E(t)$ trifft ein nicht moduliertes Mischsignal $s_x(t)$ gleicher

Polarisation auf die unteren und in umgekehrter Polarisation (180° Phasenverschiebung) auf die oberen Antennenpatches. Zur Polarisationsumkehr kann z. B. eine $\lambda/2$ -Platte verwendet werden. Bei phasenrichtiger Überlagerung vom Empfangssignal und Mischsignal wird die MMD-Empfindlichkeit wesentlich gesteigert, wie in Abschnitt 5.1 gezeigt wurde.

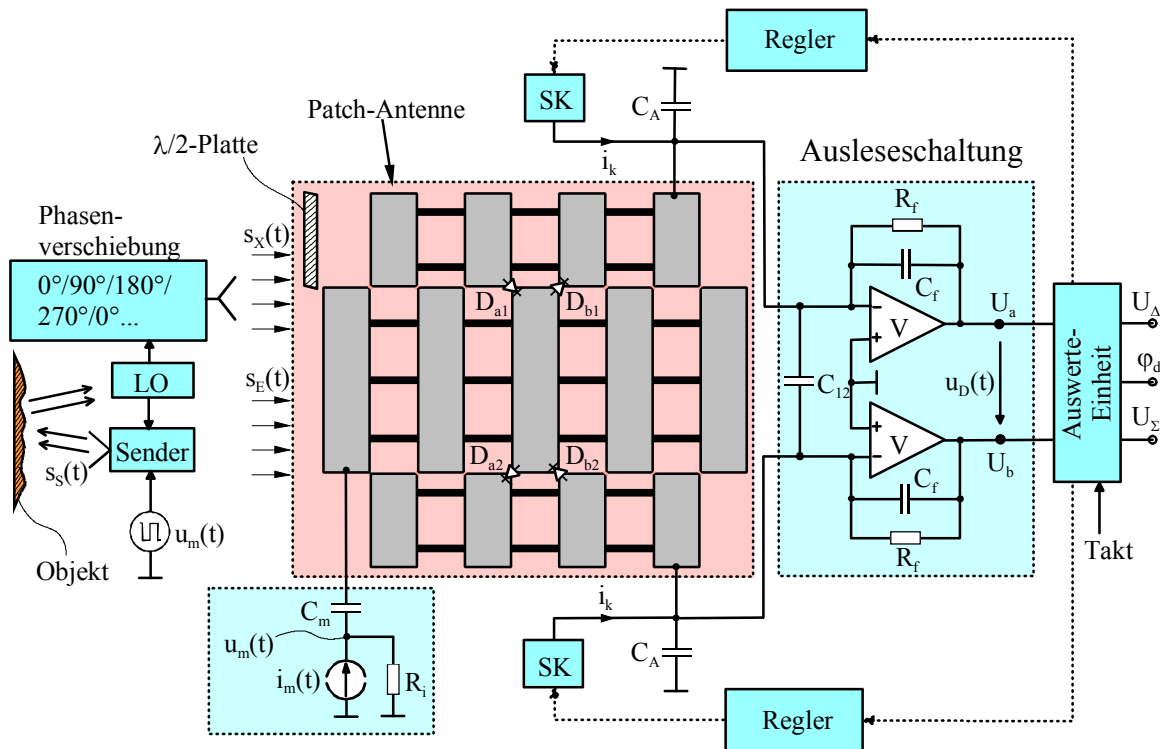


Bild 5.3 Ausführungsbeispiel des Aktiv-MMD mit SSM-Betrieb

Für eine symmetrische Modulation wird das Modulationssignal aus der relativ hochohmigen Modulationsquelle über die Koppelkapazität C_m an den mittleren vereinten Patches eingekoppelt. Aufgrund der symmetrischen Struktur der Patchantenne kann man das ganze SSM-MMD-Pixel und die Ausleseschaltung auch als zwei in **Bild 5.2** dargestellte ASM-MMD-Pixel betrachten, die nun im Aktiv-Modus, also mit einem zusätzlichen Mischsignal, betrieben werden.

Wie Gl. (5.12) und (5.15) verdeutlichen, ist der Mischgewinn bzw. die Mischverstärkung eine Cosinusfunktion der Phasendifferenz φ_{dX} zwischen den

gleichfrequenten Empfangs- und Mischsignalen. neben der Verstärkung hängt der Gleichrichtstrom auch von der Phasenlage φ_{dm} zwischen den Empfangs- und Modulationssignalen ab. Durch die $\lambda / 2$ -Platte wird das Mischsignal $s_x(t)$ für obere und untere Teile immer gegenphasig, d. h. $s_{x1}(t) = -s_{x2}(t)$. Für die in **Bild 5.3** gezeigte Diodenanordnung bedeutet es, dass das obere MMD-Pixel einen positiven Gleichrichtstrom liefert, während man vom unteren Pixel einen negativen Gleichrichtstrom mit dem gleichen Betrag erhält, und umgekehrt. Durch Differenzbildung am Ausgang der beiden Millerintegratoren erscheint eine verdoppelte Differenzspannung $u_D(t)$ des korrelierten Empfangssignals. Parallel wird das Übersprechen des Modulationssignals ständig unterdrückt, da das Modulationssignal für die beiden MMD-Pixel immer gleichphasig ist.

6. Weitere Einsatzmöglichkeiten des PMD-Prinzips

Die PMD-Technologie hat ein sehr breites Einsatzspektrum, das mit der ständigen Weiterentwicklung stetig erweitert wird. An dieser Stelle sollen aus der Vielzahl der Einsatzmöglichkeiten des PMD-Prinzips nur noch einige Beispiele aufgezeigt werden.

6.1 PMD-Prinzip für technische Röhren

Photodetektoren auf der Basis von technischen Röhren, z. B. Photovervielfacher (PMT, Photomultiplier Tube) und Mikrokanalplatten (MCP, Microchannel Plate), spielen heute wegen ihrer hohen Empfindlichkeit immer noch eine wichtige Rolle. Sie finden ihren Einsatz vor allem zur Detektion extrem geringer Lichtintensitäten im sichtbaren, ultravioletten und nahen infraroten Spektralbereich. Ihre Funktionsweise beruht auf dem äußeren Photoeffekt und der Sekundärelektronenvervielfachung. Das PMD-Prinzip – die modulierte Ladungsschaukel – kann ebenfalls auf solche Röhrendetektoren erweitert werden. Die Kombination der Röhrentechnik und der PMD-Technik ermöglicht neue Methoden zu hoch empfindlichen und zeitauflösenden Messungen z. B. in der Fluoreszenzspektroskopie auf den physikalischen, chemischen und biologischen Gebieten.

6.1.1 PMT-PMD (Photomultiplier-PMD)

Ein Photovervielfacher (PMT) besteht aus drei wesentlichen Teilen: einer Photokathode, einer Kette von Dynoden und normalerweise einer Anode. Die durch optische Strahlung aus der Photokathode ausgelösten primären Elektronen werden durch eine von außen angelegte Spannung (100 bis 200 V) auf die erste Dynode beschleunigt, aus der durch die kinetische Energie mehrere Elektronen herausgeschlagen werden. Diese Sekundärelektronen werden von der nächsten Dynode angezogen, wo sie weitere Sekundärelektronen auslösen. Der typische Wert der Stromverstärkung jeder Dynodenstufe beträgt 4 bis 6 bei 100 V, so dass sich bei 9

bis 14 Dynoden eine Stromverstärkung von 10^4 bis 10^7 erzielen lässt [9]. PMTs weisen neben der hohen Verstärkung eine hohe Bandbreite auf, die z. B. bis zu 1,5 GHz beträgt [71].

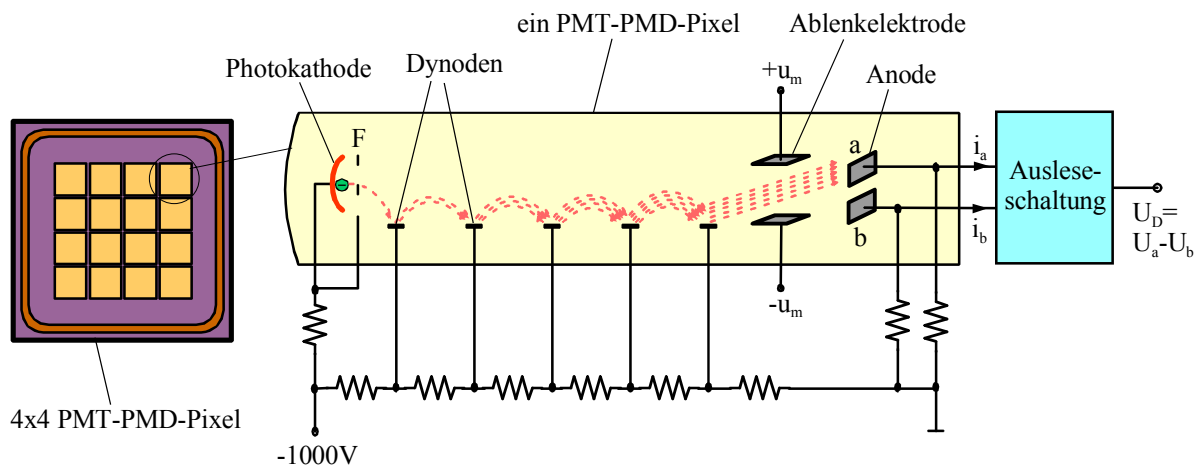


Bild 6.1 Prinzipaufbau des PMT-PMD (Photomultiplier-PMD)

Bei PMT-PMD sind mindestens zwei symmetrisch angeordnete Anoden für die Ladungsschaukel notwendig. Eine Gegentaktmodulationsspannung $\pm u_m(t)$ wird vorzugsweise an zwei zusätzlich eingebrachte Ablenkelektroden, wie in **Bild 6.1** gezeigt, oder über zwei Koppelkapazitäten an die Anoden angelegt. Je nach Polarität der Spannung wird die Flugbahn der Photoelektronen in die eine oder andere Richtung beeinflusst, so dass die Elektronen zu den verschiedenen Anoden mit positiver Modulationsspannung fließen und anschließend durch eine Ausleseschaltung ausgelesen werden.

Diese PMT-PMD-Ausführung kann auch zu einem 4Q-PMT-PMD erweitert werden, indem man ein zweites Ablenkelektrodenpaar zwischen dem ersten Ablenkelektrodenpaar und den Anoden hinzufügt und es senkrecht dazu anordnet (vgl. Bildröhre). Die Anode besteht nun aus vier Teilanoden. Die (De)Modulation erfolgt wie beim üblichen IQ-PMD.

Sie dient zur Umwandlung der einfallenden optischen Strahlung in Photoelektronen und bildet zugleich zusammen mit den Eingangselektroden E der MCP eine Vakuumphotodiode. Die MCP ist symmetrisch in zwei Teile (links und rechts) mit jeweils separaten Eingangs- und einem Ausgangselektroden geteilt. Durch die an die Eingangselektroden E_a und E_b angelegte Gegentaktspannung $\pm u_m(t)$ werden die von der Photokathodenschicht erzeugten Elektronen je nach Polung des Modulationssignals nach links oder rechts abgelenkt, d. h. (de)moduliert, bevor sie auf die Kanalplatte treffen.

Die Auslese der verstärkten Photoelektronen kann nach dem PMD-Prinzip direkt über die an die MCP-Struktur angepassten Anoden mit Ladungsauslese oder elektrooptisch über einen Leuchtschirm mit CCD- / CMOS-Array erfolgen.

6.2 BV-PMD (Bildverstärker-PMD)

Ein weiteres Ausführungsbeispiel der auf Vakuum basierenden PMDs ist ein PMD-3D-Kamerasensor mit Bildverstärker, also eine Kombination von Bildverstärkerröhren und PMD-Pixelarrays, das kurz als BV-PMD bezeichnet wird.

Bild 6.3 zeigt den Prinzipaufbau des BV-PMD. In einem Vakuum wird ein PMD-Pixelarray, vorzugsweise eine OEP- oder MSM-PMD-Matrix, eingebracht. Zur Steigerung der Empfindlichkeit des PMD-Bildsensors wird eine Bildverstärkereinheit, z. B. eine Photokathode, davor eingesetzt.

Die durch das Eintrittsfenster auf die Photokathode gelangende Signalstrahlung wird zunächst in einen Elektronenstrom umgewandelt. Die Photoelektronen werden anschließend parallel zu der auf einem höheren Potential (in Bezug auf das Photokathodenpotential) liegenden OEP-Oberflächenstruktur beschleunigt. Im elektrischen Feld gewinnen sie eine ausreichend hohe kinetische Energie, um beim Auftreffen auf den OEP durch Stoßionisation mehrere Ladungsträgerpaare zu erzeugen. Maßgebend für die Verstärkung ist die Ionisierungswirkung, die von der

6. Weitere Einsatzmöglichkeiten des PMD-Prinzips

kinetischen Energie der primären Photoelektronen und damit vom Potentialunterschied zwischen der Photokathode und dem als Anode wirkenden OEP abhängig ist. Die verstärkten Ladungsträger werden nach dem PMD- bzw. OEP-Funktionsprinzip ausgelesen, weiter verarbeitet und als 3D-Bild ausgegeben.

Der so aufgebaute hoch empfindliche BV-PMD erlaubt vielfältige Messverfahren, z. B. eine verbesserte und flexible Fluoreszenzspektroskopie, die orts- und zugleich zeitaufgelöste Bilder liefert. Dabei kann die zeitauflösende Fluoreszenzmessung unter Nutzung der Korrelationsfunktion oder Samplingfunktion des OEP entsprechend im Frequenzbereich oder im Zeitbereich durchgeführt werden.

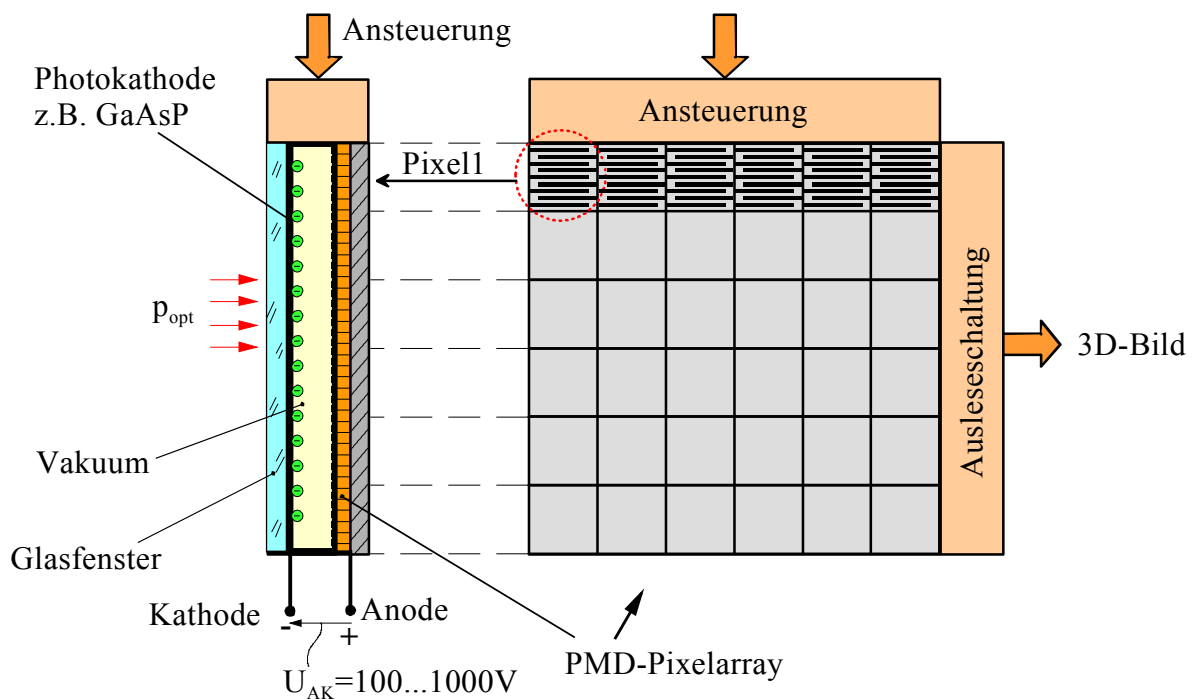


Bild 6.3 Prinzipaufbau des BV-PMD (Bildverstärker-PMD)

7. Zusammenfassung

PMD-Strukturen besitzen eine Schlüsselfunktion bei der hochgenauen Echolaufzeitmessung mit inkohärentem Licht. In dieser Arbeit wurden die charakteristischen Eigenschaften von verschiedenen PMD-Strukturen und die weiteren technologischen Möglichkeiten zur Anwendung des PMD-Prinzips untersucht.

Zum besseren Verständnis der Funktionsweise verschiedener PMD-Realisierungen wurden zunächst die wichtigsten herkömmlichen Halbleiterdetektoren wie pn-, pin-, Schottky-, MSM-, Avalanche- und MOS-Dioden vorgestellt. Sie sind die grundlegenden Diodenfunktionen der auf Halbleiter basierenden PMD-Varianten.

Das charakteristische Merkmal des PMD ist die inhärente Gegentaktmischung und Korrelation, die durch geeignete Konstruktion und Modulation des Photodetektors erfolgt. Im Prinzip besteht ein einfacher PMD aus zwei symmetrisch aufgebauten Photodioden mit einem gemeinsamen photoaktiven Bereich. Durch die Ladungsschaukel und korrelative Laufzeitmessung lässt sich die Tiefen- bzw. die Entfernungsinformation des Messobjekts insbesondere mittels Autokorrelationsfunktion (AKF) und z. B. über die schnelle Fourier-Transformation (FFT) einfach und direkt bestimmen.

Eine der wichtigen Eigenschaften des Korrelationsempfangs ist die Störunterdrückung. Eine vollständige Unterdrückung von unkorrelierten Signalen ist nur dann gewährleistet, wenn die Integrationszeit hinreichend groß ist. In der Praxis kann diese Bedingung im Allgemeinen nicht immer erfüllt werden. Bei Kurzzeitintegration können die unkorrelierten Signale, insbesondere die starke Hintergrundstrahlung, die Messgenauigkeit beeinträchtigen. Außerdem könnte die Veränderung der Modulationssignale, z. B. die temperaturbedingte Änderung des Duty-Cycles und der Anstiegs- und Abfallzeit des Rechteckmodulationssignals, zum Messfehler beitragen. Um die möglichen systematischen Messfehler zu erkennen und sie durch geeignete Maßnahmen auszuschalten bzw. zu vermindern, wurden die Modulations- und

Korrelationseigenschaften der PMDs analytisch und simulativ untersucht. Hierzu wurde ein Funktionsmodell des Photogate-PMD erstellt und die experimentell ermittelten statischen Modulationskennlinien durch eine Hyperbeltangensfunktion approximiert. Mit Hilfe von MATLAB-Simulation und unter Verwendung dieses Modells ist es gelungen, die Störunterdrückungseigenschaften des PMD sowie die Zusammenhänge zwischen verschiedenen Größen und den Messfehlern aufzuzeigen. Es zeigte sich, dass bei Kurzzeitintegration durch starke Hintergrundstrahlung störende Effekte auftreten können, wenn das Verhältnis $T_{int}/T_m = \beta_T$ nicht ganzzahlig und die Integration mit dem Modulationssignal nicht synchronisiert ist.

Für Photogate-PMDs ist der Kontrast eine wichtige Größe, die die statistische Messunsicherheit wesentlich beeinflusst. Der Kontrast hängt neben der PMD-Transfercharakteristik, der Modulationstiefe des Sendesignals, der Fremdlichtstrahlung und dem Dunkelstrom noch von der Modulationssignalform ab. Für die Letztere wurden zum Vergleich der Kontrast bei Rechteckmodulation, Sinusmodulation und Rechteck- / Sinusmodulation für Sender / PMD ohne und mit Berücksichtigung der PMD-Modulationskennlinien simuliert. Aus den Simulationsergebnissen geht hervor, dass bei der gemischten Rechteck- / Sinusmodulation, d. h. Sender mit Rechteck- und PMD mit Sinusmodulation, auch ein vergleichbar hoher Kontrast wie bei der Rechteckmodulation erreicht werden kann.

Abschließend wurde der Einfluss der unsymmetrischen Integrationskapazitäten, Verstärkungen und Beleuchtung auf die Korrelationsfunktion theoretisch betrachtet: Solche Unsymmetrien bewirken nur einen DC-Offset der KKF, wenn der Mittelwert des Empfangssignals für alle Phasenverschiebungen konstant bleibt.

In weiteren Kapiteln wurden die vielfältigen Möglichkeiten zur Realisierung inhärent mischender Detektoren nach dem PMD-Prinzip dargestellt, wobei verschiedenste Technologien berücksichtigt wurden.

Eine der wichtigsten Varianten der PMDs sind die selbstmodulierenden MSM-PMDs und deren Erweiterungen – die OEPs. Die Letzteren besitzen neben den Eigenschaften

der MSM-PMDs durch Verschaltung und Kombination von PMDs noch zusätzliche Funktionen wie Verarbeitungs- und Verknüpfungsfunktionen digitaler und analoger optischer und elektrischer Signale. Hierbei wurden ihre Funktionsweise und Betriebsarten detailliert beschrieben. Für die MSM-Struktur wurden die Zusammenhänge zwischen der Grenzfrequenz und der optimalen Fingerstruktur abgeleitet und bei OEPs die verschiedenen Funktionen mit Hilfe der Zustandstabelle zusammengestellt und ihre Anwendungsmöglichkeiten anhand einiger Beispiele veranschaulicht.

Eine mit der selbstmodulierenden MSM-Struktur vergleichbare PMD-Struktur ist der laterale pnp- bzw. pip-Photomischdetektor, der auf Bulk- und SOI-Substrat, eventuell mit Trench-Technik zur Erzielung hoher Bandbreite und Quantenausbeute, in einem CMOS-kompatiblen Prozess hergestellt werden kann. Es ist auch möglich, doppelseitige pn- bzw. pin-PMDs sowie Avalanche-PMD zu realisieren.

Es wurde die Erweiterung des PMD-Prinzips auf andere Technologiegebiete wie Mikrowellen- und Vakuumtechnik behandelt. Bei den Mikrowellen-Mischdetektoren (MMDs) wurden zwei Ausführungsbeispiele – Passiv- und Aktiv-MMD – gezeigt. Sie können sowohl als 1D-Abstandssensor als auch als 3D-bildgebende Mikrowellenkamera für viele Anwendungen kostengünstig eingesetzt werden. Zum Schluß wurden drei auf Röhrentechnik basierende hoch empfindliche PMD-Konzepte – PMT-PMD (Photomultiplier-PMD), MCP-PMD (Microchannel Plate-PMD) und BV-PMD (Bildverstärker-PMD) – vorgestellt. Die Kombination der Röhrentechnik und der PMD-Technik ermöglicht neue Methoden zu hoch empfindlichen und zeitauflösenden Messungen auf den physikalischen, chemischen und biologischen Gebieten.

Literaturverzeichnis

- [1] B. Jähne, H. Haußecker, P. Geißler: Handbook of Computer Vision and Applications. Volume 1, Sensors and Imaging; Academic Press; Boston 1999
- [2] R. Schwarte: Überblick und Vergleich aktueller Verfahren der optischen Formerfassung. Einführungsvortrag zur DGZfP-VDI/VDE-GMA, S. 1-12, Langen 1997
- [3] R. Schwarte, H. Heinol, Z. Xu, J. Olk, W. Tai: "Schnelle und einfache optische Formerfassung mit einem neuartigen Korrelations-Photodetektor-Array", GMA-Bericht 30 - Optische Formerfassung, DGZfP - VDI/VDE-GMA, S. 199-209, Langen 1997
- [4] G. Winstel, C. Weyrich: Optoelektronik I. In: Halbleiter-Elektronik 11. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo 1986
- [5] J. Wilson, J.F.B. Hawkes: Optoelectronics, an Introduction. (2.Ed). Prentice Hall 1989
- [6] R. Paul: Optoelektronische Halbleiterbauelemente (2. Aufl.). B. G. Teubner Studienskripten Stuttgart 1992
- [7] R. J. Keyes (ed.): Optical and Infrared Detectors (2. Ed). In: Topics in Applied Physics Volume 19. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1980
- [8] M. Bleicher: Optoelektronik I. In: Halbleiter-Elektronik 11. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo 1986
- [9] H. G. Unger: Optische Nachrichtentechnik, Teil II. 2. Auflage, Hüthig Verlag Heidelberg 1992
- [10] PerkinElmer: Avalanche Photodiodes: A User's Guide. <http://optoelectronics.perkinelmer.com/content/RelatedLinks/AvalanchePhotodiodes.pdf>
- [11] R. Paul: Halbleiterdioden: Grundlagen und Anwendung. Hüthig Verlag, Heidelberg, 1976
- [12] K. J. Ebeling: Integrierte Optoelektronik. Zweite Auflage Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo Hong Kong Barcelona Budapest 1992
- [13] S. M. Sze: Physics of Semiconductor Devices. John Wiley & Sons New York Chichester Brisbane Toronto Singapore 1981
- [14] D. Dragoman, M. Dragoman: Advanced Optoelectronic Devices. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1999

- [15] S. M. Sze, D.J. Coleman, JR. And A. Loya: Current Transport in Metal-Semiconductor-Metal (MSM) Structures. Solid-State Electronics, Vol. 14 pp. 1209-1218, 1971
- [16] Y. C. Lim, R. A. Moore: Properties of Alternately Charged Coplanar Parallel Strips by Conformal Mappings, IEEE Trans. Electron Dev., ED-15, 173, 1968
- [17] J. Lu, R. Surridge, G. Pakulski, H. van Driel and J. M. Xu: Studies of High-Speed Metal-Semiconductor-Metal Photodetector with a GaAs/AlGaAs/GaAs Heterostructure. IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 40, No. 6, June 1993
- [18] J. Burm, K. I. Litvin, W. J. Schaff and L. F. Eastman: Optimization of high-speed Metal-Semiconductor-Metal photodetectors. IEEE Photonics Technology Letters 6(6), pp. 722-724, 1994
- [19] C. Buchal and M. Löken: Silicon based Metal-Semiconductor-Metal detectors. MRS Bulletin (April), pp. 55-59, 1998
- [20] R. Schwarte: Ein Jahrzehnt 3D-Bilderfassung – Zielsetzungen, Fortschritte, Zukunftsaspekte. Tagungsband DGZfP/GMA - Optische Formerfassung, VDI/VDE-GMA, Stuttgart 1999
- [21] A. Finger: Pseudorandom-Signalverarbeitung. B. G. Teubner Stuttgart 1997
- [22] R. Hoffmann, Signalanalyse und -erkennung. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1998
- [23] A. Giordano, F. Hsu: Least Square Estimation with Applications to Digital Signal Processing. John Wiley & Sons, New York Chichester Brisbane Toronto Singapore 1985
- [24] R. Schwarte, H. Heinol, Z. Xu, J. Li, B. Buxbaum: Pseudo/Noise (PN)-Laser Radar without Scanner for Extremely Fast 3D-Imaging and –Navigation. MIOP '97 - Microwaves and Optronics, S. 168-176, Sindelfingen 1997
- [25] B. Buxbaum, R. Schwarte, T. Ringbeck, X. Luan, Z. Zhang, Z. Xu , H. Heß: Synchronization in Spread Spectrum Laser Radar Systems Based on PMD-DLL. SPIE's 14th Annual International Symposium: Aero Sense 2000, 24.-28. April 2000 Orlando
- [26] R. Schwarte, H. Heinol, B. Buxbaum, Z. Xu, T. Ringbeck, Z. Zhang, W. Tai, K. Hartmann, W. Kleuver, X. Luan „Neuartige 3D-Visionssysteme auf der Basis Layout-optimierter PMD-Strukturen“, TM - Technisches Messen, 7-8/98, R. Oldenbourg Verlag, S.264-271, München 1998
- [27] H. Stöcker: Taschenbuch mathematischer Formeln und moderner Verfahren. 4., korrigierte Auflage, Verlag Harri Deutsch, 1999
- [28] R. Schwarte: Dynamic 3D-Vision. EDMO 2001, Wien

- [29] Horst G. Heinol, Untersuchung und Entwicklung von modulationslaufzeitbasierten 3D-Sichtsystemen. Dissertation an der Universität Siegen, Siegen 2001
- [30] P. Gulden: System Concept for Novel Optical Distance Sensors Based on Inherently-Mixing Detektors. Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 8, Nr. 983, VDI-Verlag, Düsseldorf 2003
- [31] H. Geib, I. Koren, U. Ramacher, B. Schilling, H. Schwendner: Generationswechsel - CMOS statt CCD. Elektronik Heft 25, S. 62-68, 1998
- [32] Schrey, Olaf et.al.: CMOS-Bildsensorik – eine Standardtechnologie eröffnet neue Wege zur Bildgewinnung. Photonik, 2/2002
- [33] R. Schwarte: Eine neuartige 3D-Kamera auf der Basis eines 2D-Gegentaktkorrelator-Arrays. Symposium ‘Aktuelle Entwicklungen und industrieller Einsatz der Bildverarbeitung’, MIT GmbH, S. 273-278, Aachen 1996
- [34] R. Schwarte, Z. Xu, H. Heinol, J. Olk, R. Klein, B. Buxbaum, H. Fischer, J. Schulte: A new electrooptical Mixing and Correlating Sensor: Facilities and Applications of this Photonic Mixer Device (PMD). SPIE-EOS: Sensors, Sensor Systems, and Sensor Data Processing, Vol. 3100, pp. 245-253, München 1997
- [35] B. Buxbaum, R. Schwarte, Z. Xu, H. Heinol, T. Ringbeck, J. Schulte, W. Tai: Charge Transfer Simulation in PMD-Structures. Proceedings Sensor 99, S. 427-432, Nürnberg 1999
- [36] R. Schwarte, B. Buxbaum, H. Heinol, Z. Xu, T. Ringbeck, Z. Zhang: Novel 3D-vision systems based on Layout Optimized PMD-Structures. Kongreßband OPTO '98-Optische Sensorik Meßtechnik Elektronik, AMA Fachverband für Sensorik, S.197-202, Erfurt 1998
- [37] S.Y. Chou and Y.Mark: Nanoscale Tera-Hertz Metal-Semiconductor-Metal photodetectors. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 28, No.10, Oct. 1992
- [38] D. L. Rogers: Integrated optical receivers using MSM detectors. Journal of Lightwave Technology 9(12), pp. 1635-1638, 1991
- [39] H. Zimmermann: Integrated silicon optoelectronics. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2000
- [40] M. Seto, C. Rochefort, S. de Jager, R. F. M. Hendriks, G. W. 't Hooft and M. B. van der Mark: Low-leakage-current metal–insulator–semiconductor–insulator–metal photodetector on silicon with a SiO₂ barrier-enhancement layer. Applied Physics Letters, Vol. 75, Nr. 13, 27 September 1999

- [41] T. Ringbeck, R. Schwarte, B. Buxbaum: Introduction of a new electrooptical phase locked loop in CMOS-technology (PMD-PLL). SPIE - Optical Wireless Communications II, Boston 1999
- [42] G. Meyer: Oszilloskope. 2 Auflage, Hüthig, 1997
- [43] X. Luan, R. Schwarte, Z. Zhang, B. Buxbaum, T. Ringbeck, H. Hess: 3D intelligent sensing based on PMD technology. SPIE- Laser Radar Techniques, Remote Sensing 2001, Toulouse 2001
- [44] Bernd Buxbaum: Optische Laufzeitentfernungsmessung und CDMA auf Basis der PMD-Technologie mittels phasenvariabler PN-Modulation. ZESS Forschungsberichte, Shaker-Verlag, Aachen 2001
- [45] Z. Zhang, H. Heß, T. Ringbeck, R. Schwarte: Phase-Lock techniques using new correlation receivers for TOF-laser ranging. SPIE- Aero Sense 2002, Orlando 2002
- [46] Rüdiger Klein: Ein laseroptisches Entfernungmeßverfahren mit frequenzvariabler Pseudo-Noise-Modulation. Dissertation an der Universität Siegen, Siegen 1993
- [47] B. Buxbaum, R. Schwarte, B. Schneider, H. Heß, T. Ringbeck, W. Tai, M. Grothof: Optisches CDMA auf Basis der PMD-Technologie - Ein für unkorrelierte Datensignale blinder Empfänger. ORT 2000, Hagen 2000
- [48] B. Buxbaum, R. Schwarte, K. David, M. Hildebrand, T. Ringbeck, M. Grothof: Wireless infrared LAN based on optical CDMA using a new high speed correlation receiver (MSM-PMD). SPIE- Optical Wireless Communication IV, ITCOM 2001, Denver 2001
- [49] Wei Tai: Optimierung der optischen Abbildungseigenschaften einer PMD-3D-Kamera. ZESS Forschungsberichte, Shaker-Verlag, Aachen 2001
- [50] H. Zimmermann, U. Müller, R. Buchner, and P. Seegebrect: Optoelectronic receiver circuits in CMOS-technology. Mikroelektronik'97, GMM-Fachbericht 17, pp.195-202, VDE-Verlag, Berlin, Offenbach, 1997
- [51] T. K. Woodward, and Ashok V. Krishnamoorthy: 1-Gb/s Integrated Optical Detectors and Receivers in Commercial CMOS Technologies. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 5, No. 2, March / April 1999
- [52] U. Hilleringmann: Silizium-Halbleitertechnologie. B. G. Teubner Stuttgart 1996
- [53] B. Jalali, S. Yegnanarayanan, T. Yoon, T. Yoshimoto, I. Rendina, and F. Coppinger: Advances in Silicon-on-Insulator Optoelectronics. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 4, No. 6, pp 938-947, November / December 1998

- [54] J. D. Schaub, D. L. Rogers, M. Yang, S. M. Csutak, B. Yang, J. C. Campbell: Lateral PIN photodiodes for high-speed silicon optical receivers. IEEE LEOS Newsletter, Volume 16, Number 6, December 2002. <http://www.i-leos.org/info/newsletters.asp>
- [55] S. M. Csutak, J. D. Schaub, W. E. Wu, J. C. Campbell: High-speed monolithically integrated silicon optical receiver fabricated in 130-nm CMOS technology. IEEE photonics technology letters 14 (4) 516-518 2002
- [56] M. Yang, J. Schaub, D. Rogers, M. Ritter, K. Rim, J. Welser, B. Park: High speed silicon lateral trench detector on SOI substrate. 2001 IEDM Technical Digest., pp. 24.1.1-24.1.4, (2001)
- [57] J. A. Wahl and S. Tiwari: High Sensitivity, Low Voltage Silicon Photodetectors Compatible with Silicon Integration. The NNUN Research Samples / Electronics, page 37. <http://www.cnf.cornell.edu/nnun/2002NNUNreports.html>
- [58] A. Moini, "Vision chips or seeing silicon", Technical Report, Centre for High Performance Integrated Technologies and Systems, The University of Adelaide, March 1997
http://aaron.eleceng.adelaide.edu.au/Groups/Bugeye/visionchips/index_main.html
- [59] Y. Huang: Current-Mode CMOS Image Sensor. Thesis for the Degree of Master of Applied Science, University of Waterloo, Canada, 2002
- [60] H. Yamamoto, K. Taniguchi, and C. Hamaguchi: High-sensitivity SOI MOS photodetector with self-amplification. Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 35, pp. 1382–1386, 1996
- [61] W. Zhang, M. Chan, S. K.-H. Fung, and P. K. Ko: Performance of a CMOS compatible lateral bipolar photodetector on SOI substrate. IEEE Electron Device Lett., Vol. 19, pp. 435–437, Nov. 1998
- [62] W. Zhang, M. Chan and P. K. Ko: Performance of the Floating Gate/Body Tied NMOSFET Photodetector on SOI Substrate. IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 47, No. 7, pp 1375-1384, July 2000
- [63] W. Zhang, and M. Chan: A High Gain N-Well/Gate Tied PMOSFET Image Sensor Fabricated from a Standard CMOS Process. IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 48, No. 6, pp 1097-1102, June 2001
- [64] W. Schmidt / O. Feustel: Optoelektronik. Vogel-Verlag Würzburg, 1975
- [65] A. Biber, P. Seitz: CMOS-compatible avalanche photodiodes. SPIE Proceedings Vol. 3410, pp.10-20, September 1998
- [66] A. Biber, P. Seitz and H. Jäckel: Avalanche Photodiode Image Sensor in Standard BiCMOS Technology. IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. 47, No.11, pp. 2241-2243, Nov.2000

- [67] A. Rochas, A.R. Pauchard, P.A. Besse, D. Pantic, Z. Prijic, R.S. Popovic: Low-Noise Silicon Avalanche Photodiodes Fabricated in Conventional CMOS Technologies. IEEE Trans. on Electron Devices, Vol 49., No 3., pp.387-394., March 2002
- [68] Agilent Technologies Application Note 986: Square Law and Linear Detection. 1999
- [69] Zürcher, Jean-François: Broadband patch antennas. Artech House, Boston, London, 1995
- [70] J. R. James; P. S. Hall, C. Wood: Microstrip antenna theory and design. Peter Peregrinus Ltd. 1981
- [71] Hamamatsu: PMT Applications: Overview. <http://usa.hamamatsu.com/cmp-applications/pmt-overview.htm>
- [72] S. Nonati: Photodetectors: Devices, Circuits, and Applications. Prentice Hall PTR, 2000

Abbildungsverzeichnis

Bild 1.1 Grundlegende Messprinzipien zur berührungslosen 3D-Vermessung [2].....	1
Bild 2.1 Äußerer Photoeffekt.....	6
Bild 2.2 Innerer Photoeffekt: a) intrinsische und b) extrinsische Absorption	7
Bild 2.3 p^+n -Photodiode a) schematischer Aufbau, b) Bändermodell, c) Verlauf der elektrischen Feldstärke, d) Verlauf der optischen Leistung	11
Bild 2.4 Absorptionskoeffizient α und Eindringtiefe α^{-1} als Funktion der Wellenlänge λ [12]	14
Bild 2.5 pin-Photodiode a) schematischer Aufbau, b) Verlauf der elektrischen Feldstärke ...	17
Bild 2.6 Bändermodell einer Schottky-Diode im thermischen Gleichgewicht.....	21
Bild 2.7 MSM-Photodetektor: a) Querschnitt einer einfachen Struktur, b) Draufsicht einer geradlinigen Fingerstruktur	23
Bild 2.8 Sperrschichtkapazität der MSM- und pin-Photodetektoren.....	25
Bild 2.9 γ in Abhängigkeit von β	27
Bild 2.10 Optimaler Fingerabstand und die entsprechende maximale 3dB-Bandbreite in Abhängigkeit von der Detektorfläche: a) ohne und b) mit Berücksichtigung von der Eindringtiefe bei $\lambda = 635\text{nm}$	29
Bild 2.11 Einfluss des Fingerabstandes auf 3dB-Grenzfrequenz bei $\lambda = 635\text{nm}$ und a) $A = 1000 \mu\text{m}^2$, b) $A = 10000 \mu\text{m}^2$	31
Bild 2.12 Optimale Anzahl der Finger in Abhängigkeit von β	32
Bild 2.13 Optimaler Fingerabstand in Abhängigkeit von Detektorfläche und β	33
Bild 2.14 Schematischer Aufbau (a) und Feldstärkeverlauf (b) einer „Reach-through“-APD	37
Bild 2.15 Schematischer Aufbau einer MOS-Diode.....	38
Bild 2.16 Bändermodell einer MOS-Kapazität mit p-Substrat	40
Bild 3.1 Schematischer Aufbau (a) und elektrisches Symbol (b) eines PG-PMD.....	43
Bild 3.2 Signalverläufe eines PMD mit a) $\varphi_d = 0^\circ$, b) $\varphi_d = 180^\circ$ und c) $\varphi_d = 90^\circ$	44
Bild 3.3 Zeitverlauf (a) und normierte Autokorrelationsfunktion (b) einer idealen Maximalfolge der Ordnung $n = 4$	47
Bild 3.4 Cosinussignal $s(t)$ und ihre Korrelationsfunktion $K_{12}(\tau)$	50
Bild 3.5 Rechtecksignal $s(t)$ und ihre Korrelationsfunktion $K_{12}(\tau)$	51
Bild 3.6 Blockschaltbild des Funktionsmodells der PG-PMDs	54
Bild 3.7 Messdaten der Modulationskennlinien der PG-PMDs	57
Bild 3.8 An die Messdaten approximierte Modulationskennlinien der PG-PMDs.....	58

Bild 3.9 Graphische Darstellung des Modulation- und Korrelationsprozesses: a) Modulationskennlinie eines PMD, b) Gegentakt-Modulationssignal, c) transformiertes Gegentakt-Modulationssignal, d) Empfangssignal, e) Kreuzkorrelationsfunktion	59
Bild 3.10 Das erweiterte Ersatzblockschaltbild des PMD-Funktionsmodells mit Summen- und Differenzbildung (a), und dessen vereinfachte Form für Differenzsignal $U_{\Delta}(t)$ (b) sowie Summensignal $U_{\Sigma}(t)$ (c)	61
Bild 3.11 a) ideale und fehlerhafte Korrelationskurven, b) ein Ausschnitt von a)	67
Bild 3.12 Beispiel der Fehlergrößen in Abhängigkeit von β_T und φ_v in zwei Fällen: Phasenverschiebung im Mischsignal (a bis c) und im Sendesignal (d bis f).....	68
Bild 3.13 Störunterdrückung in Abhängigkeit von α_T und β_T bei Kurzzeitkorrelation.....	70
Bild 3.14 Auswirkung des nicht ganzzahligen β_T auf Störunterdrückung bei niederfrequenten Störungen: a) die Abhängigkeit der Störunterdrückung von α_T mit β_T als Parameter und b) der Verlauf über β_T bei $\alpha_T = 1 \cdot 10^{-6}$	71
Bild 3.15 Schematische Darstellung des Korrelationsprozesses im Frequenzbereich mit den Spektren der jeweiligen beteiligten Signale: a) ohne Differenzbildung (aus einem Kanal), b) mit äquivalenter Differenzbildung (Gegentaktmischung)	72
Bild 3.16 a) ideale und fehlerhafte Korrelationskurven bei Rechteckmodulation, b) ein Ausschnitt von a).....	75
Bild 3.17 Beispiel der Fehlergrößen in Abhängigkeit von β_T und φ_v bei der Rechteckmodulation mit konstanter Anfangsphase φ_m in zwei Fällen: Phasenverschiebung im Mischsignal (a bis c) und im Sendesignal (d bis f).....	76
Bild 3.18 Beispiel der Fehlergrößen in Abhängigkeit von β_T und φ_v bei der Rechteckmodulation mit gleichverteilt zufälliger Anfangsphase φ_m in zwei Fällen: Phasenverschiebung im Mischsignal (a, b) und im Sendesignal (c, d)	77
Bild 3.19 Schematische Darstellung zum „Correlated Balanced Sampling“ (CBS).....	78
Bild 3.20 Beispiel für die zeitlichen Verläufe verschiedener Signale mit normierten Amplituden und Zeit bei unterschiedlichen Phasenlagen der Empfangs- und Abtastsignale in a) und b).....	80
Bild 3.21 Graphische Darstellung der Simulationsergebnisse für den Fall idealisierter Modulationssignale: a) ohne und b) mit Berücksichtigung von PMD-Modulationscharakteristiken (Simulation 1 und 2)	84
Bild 3.22 Graphische Darstellung der Simulationsergebnisse bei realen Modulationssignalen: a) ohne und b) mit Berücksichtigung von PMD-Modulationscharakteristiken (Simulation 3).....	85
Bild 3.23 KKF und Kontrast bei Sinusmodulation ohne a) und mit b) Berücksichtigung von PMD-Modulationscharakteristiken	87
Bild 3.24 KKF und Kontrast bei Rechteck-Sinusmodulation für den Fall eines idealen Sendesignals: a) ohne und b) mit Berücksichtigung von PMD-Modulationscharakteristiken	88

Bild 3.25 KKF und Kontrast bei Rechteck-Sinusmodulation für den Fall eines realen Sendesignals: a) ohne und b) mit Berücksichtigung von PMD-Modulationscharakteristiken	89
Bild 3.26 Gemessene Korrelationskurven eines einfachen 2-Gate-PMD mit dem Lichtfleck auf dem linken (a), mittleren (b) und rechten (c) photosensitiven Bereich	90
Bild 3.27 Schematische Darstellung der unsymmetrischen Modulationswirkungsgrade $\eta'_{Ta}(\Delta u_m)$, $\eta'_{Tb}(\Delta u_m)$ und der äquivalenten Mischsignale $S'_{Ta}(t)$, $S'_{Tb}(t)$ sowie der Korrelationskurven K'_a , K'_b	91
Bild 4.1 Hierarchie der PMDs	95
Bild 4.2 Schematischer Aufbau des Fingerstruktur-PMD-Pixels: a) Querschnitt, b) Draufsicht	98
Bild 4.3 Mikrophotographie eines a) Fingerstruktur-PMD, b) 2-Gate-PMD	98
Bild 4.4 Schematische Darstellung eines a) 2-Quadranten- und b) 4-Quadranten-IQ-PMD-Pixels.....	100
Bild 4.5 Schematische Darstellung des SSM-MSM-PMD	102
Bild 4.6 Prinzipielle Verläufe der Ausgangsspannungen des MSM-PMD (a) und des PG-PMD (b) mit I_E : Empfangssignal; $U_a(t)$, $U_b(t)$: gesamte Ausgangsspannung, $U_{a,E0}(t)$, $U_{b,E0}(t)$: Spannungsanteil des Hintergrundlichts.....	105
Bild 4.7 Schematische Darstellung des ASM-MSM-PMD	106
Bild 4.8 Draufsicht einer prinzipiellen OEP-Ausführung.....	109
Bild 4.9 Ausführungsbeispiel eines Zweifach-OEP in Draufsicht	114
Bild 4.10 Blockschaltbild eines digitalen OEP-PLL.....	118
Bild 4.11 Realisierungsbeispiel einer optischen bistabilen Kippschaltung mit OEP	119
Bild 4.12 Prinzipielle Verläufe des nicht invertierenden (a) und invertierenden (b) OEP-Schmitt-Triggers	120
Bild 4.13 Prinzipielle Darstellung eines elektrischen Samplers mit zwei Schaltdioden (a) und eines optoelektronischen Samplers mit einem Zweifach-OEP (b).....	121
Bild 4.14 Prinzipschaltung eines PN-DLL auf Basis eines Zweifach-OEP.....	125
Bild 4.15 Prinzipielles Blockschaltbild eines OE-Routers auf der Basis des OEP-Arrays ...	126
Bild 4.16 Grundstruktur eines pnp-PMD mit symmetrischer Selbstmodulation und Auslese	128
Bild 4.17 Schematischer Aufbau eines lateralen pnp-PMD in der SOI-Technologie.....	129
Bild 4.18 Schematischer Aufbau eines lateralen Trench-pnp-PMD auf SOI-Substrat.....	130
Bild 4.19 Schematischer Aufbau eines pn / ME-PMD	132
Bild 4.20 Schematischer Aufbau des doppelseitigen pn-PMD	134
Bild 4.21 Prinzipieller Aufbau des lateralen pnp-PMD mit asymmetrischer Modulation und Auslese	135
Bild 4.22 Dunkelstrom I_d in Abhängigkeit von der Anodenspannung U_{a1}	136

Bild 4.23 Photostrom I_{Ph} in Abhängigkeit von der Anodenspannung U_{al} , $P_o \approx 250 \text{ nW}$ 136

Bild 4.24 a) Empfindlichkeit in Abhängigkeit von Anodenspannung U_{al} , bei $P_o \approx 250 \text{ nW}$,
 b) Photostrom I_{Ph} in Abhängigkeit von der Lichtintensität P_o bei $U_{al} = +2V$ 136

Bild 4.25 Veranschaulichung des Schaukelgangs des pnp-PMD bei $f_m = 1 \text{ MHz}$ 138

Bild 4.26 Veranschaulichung des Schaukelgangs des pnp-PMD bei $f_m = 10 \text{ MHz}$ 138

Bild 4.27 Prinzipieller Aufbau eines lateralen pin-APD-PMD 139

Bild 4.28 Prinzipieller Aufbau eines doppelseitigen pin-APD-PMD 140

Bild 5.1 Prinzipielles Blockschaltbild des Mikrowellen-Mischdetektors..... 142

Bild 5.2 Ausführungsbeispiel des Passiv-MMD mit asymmetrischer Modulation und Auslese
 151

Bild 5.3 Ausführungsbeispiel des Aktiv-MMD mit SSM-Betrieb 152

Bild 6.1 Prinzipaufbau des PMT-PMD (Photomultiplier-PMD)..... 155

Bild 6.2 Prinzipaufbau des MCP-PMD (Microchannel Plate-PMD)..... 156

Bild 6.3 Prinzipaufbau des BV-PMD (Bildverstärker-PMD) 158